

Санкт-Петербургский государственный
университет

Кафедра астрофизики

Версия 6 сентября 2018 г.

В.В. ИВАНОВ

ФИЗИКА

ЗВЕЗД

Санкт-Петербург
2018

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	1
I КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА	3
1 Введение	5
1.1 Звезды во Вселенной	5
1.2 Место звездной астрофизики в астрономии	6
1.3 Структура и задачи астрофизики звезд	7
1.4 Становление эволюционной астрономии	10
1.5 Понимание становится шире и глубже	15
2 Эволюция звезд: что, почему и как	18
2.1 Звезда как физический объект	18
2.2 Физическая классификация звезд	21
2.3 Аксиоматика теории эволюции звезд	29
2.4 Астрономические следствия	31
2.5 Основной сценарий звездной эволюции	33
2.6 Вариации основного сценария	34
II МЕХАНИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ЗВЕЗДЫ	37
1 Уравнение механического равновесия	39
1.1 Вывод уравнения гидростатического равновесия	39
1.2 Динамическая шкала времени	42
1.3 Гравитационный коллапс в жизни звезд	46
1.4 Обсуждение	47
1.5 Динамическое время звезд разных типов	49
1.6 Гидростатика звезды как частный случай ее гидродинамики	51
1.7 Равновесие врачающейся звезды	53
1.8 Уравнение равновесия звезды в ОТО	56
2 Теорема вироала	61
2.1 Гравитационная энергия звезды	61
2.2 Вывод теоремы вироала из условия гидростатического равновесия	65
2.3 Динамический вывод теоремы вироала	69
2.4 Более общие вироальные соотношения	72
2.5 Частные случаи	75

2.6	Магнитная теорема вириала	79
2.7	Тензорная теорема вириала	82
3	Гравитационное сжатие и энергетика звезд	86
3.1	Кельвиновская шкала времени	86
3.2	Энергетические оценки	90
3.3	Гравитационное сжатие и ядерная эволюция звезды	95
4	Упражнения	98
III ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВНУТРИ ЗВЕЗД		101
1	Давления в звездах	103
1.1	Почему звезды газовые	103
1.2	Оценки давления в центре звезды	108
1.3	Физическое обсуждение	110
1.4	Астрономическое обсуждение	114
1.5	Альтернативный подход	119
2	Температуры в недрах нормальных звезд	122
2.1	Оценки средних температур нормальных звезд	122
2.2	Обсуждение	124
2.3	Астрономические следствия	127
3	Роль давления излучения	129
3.1	Оценка давления излучения в центре звезды	129
3.2	Обсуждение	131
3.3	Температуры в звездах при учете давления излучения	133
3.4	Верхний предел масс звезд	134
3.5	Эддингтоновский предел светимости	135
3.6	Массы звезд и мировые постоянные	139
4	Вырождение электронного газа и его следствия	141
4.1	Вырожденный газ	141
4.2	Минимальная масса звезд ГП	149
4.3	О равновесии белых карликов	156
5	Упражнения	162
IV ПОЛИТРОПЫ		166

1 Основы теории политроп	168
1.1 Что такое политропа	168
1.2 Основные уравнения. Соотношения подобия	170
1.3 Гравитационный потенциал политропы	175
2 Физические характеристики политроп	181
2.1 Гравитационная энергия	181
2.2 Радиус и масса политропы и связь между ними	182
2.3 Другие физические характеристики	188
2.4 Альтернативное описание	192
2.5 Полная энергия и устойчивость политроп	194
3 Политропы из невырожденного газа	198
3.1 Нормальные политропы	198
3.2 Политропы со световым давлением	203
3.3 Стандартная модель Эддингтона	205
3.4 Обсуждение модели Эддингтона	212
3.5 Соотношение масса – светимость	217
4 Структура политроп	224
4.1 Распределение вещества и давления	224
4.2 Переменные Милна U и V	226
4.3 Температура и гравитационное поле	229
5 Изотермические газовые шары	235
5.1 Постановка задачи	235
5.2 Изотермическая функция Эмдена	236
5.3 Гравитационная неустойчивость Боннора – Эберта	241
5.4 Обсуждение неустойчивости Боннора – Эберта	243
6 Упражнения	248
V ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ	254
1 Предварительные сведения	256
1.1 Ядерное время звезды	256
1.2 Роль туннельного эффекта	258
1.3 Атомные ядра: элементарные сведения	259
1.4 Энергии связи ядер	262
2 Скорости нерезонансных термоядерных реакций	266

2.1	Выделение главных факторов в сечении реакции	266
2.2	Проницаемость кулоновского барьера	273
2.3	Вывод основной формулы	276
2.4	Обсуждение	281
2.5	Степенная аппроксимация	282
2.6	Скорость энерговыделения и время выгорания	285
2.7	Уточнения	288
2.8	Электронное экранирование	290
3	Резонансные термоядерные реакции	294
3.1	Введение	294
3.2	Боровская картина протекания ядерных реакций	295
3.3	Формула Брейта–Вигнера	297
3.4	Скорости резонансных реакций	299
VI	ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА. I	304
1	Протон–протонные цепочки	306
1.1	Цепочка ppI	306
1.2	Нуклеосинтез ^3He и энергетика цепочки ppI	312
1.3	Цепочки ppII и ppIII	318
1.4	Энергетика цепочек ppII и ppIII	322
2	Солнечные нейтрино	330
2.1	Общие сведения о нейтрино	330
2.2	Нейтринный спектр Солнца	332
2.3	Опыт Дэвиса	334
2.4	Галлий–германиевые эксперименты	339
2.5	Суперкамиоканде и далее	340
3	Упражнения	344
VII	ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА. II	346
1	CNO–цикл: структура и функционирование	348
1.1	Простой CNO–цикл	348
1.2	Тройной CNO–цикл	350
1.3	Основные параметры реакций	353
1.4	Характерные времена реакций	357

2 Равновесный режим СНО–цикла	360
2.1 Простой CN–цикл	360
2.2 Равновесные распространности нуклидов CN–цикла	362
2.3 Равновесный тройной CNO–цикл	363
3 Кинетика нуклеосинтеза в CNO–цикле	369
3.1 Основное приближение	369
3.2 Выход на равновесный режим в CN–цикле	370
4 Энергетика CNO–цикла	375
4.1 Равновесный режим	375
5 Упражнения	379
VIII ГЕЛИЕВЫЕ РЕАКЦИИ	
	380
1 Тройной альфа–процесс	382
1.1 Качественная картина	382
1.2 3 α –процесс: количественное рассмотрение	384
1.3 Энергетика 3 α –процесса	386
2 Гелиевый нуклеосинтез	390
2.1 Синтез и выгорание углерода	390
2.2 Выгорание азота	392
3 Упражнения	394
IX ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ	
	396
1 Поздние стадии термоядерного горения	398
1.1 Горение углерода	398
1.2 Горение неона	400
1.3 Горение кислорода	402
1.4 Горение кремния	403
1.5 Сводка результатов	405
2 Коллапс железного ядра	407
2.1 Качественная картина	407
2.2 Фоторасщепление железа	408
2.3 Нейтронизация	409

X БЕЛЫЕ КАРЛИКИ	412
1 Белые карлики – сводка данных	414
1.1 Основные факты	414
1.2 Спектры белых карликов	414
1.3 Определение масс и радиусов	416
2 Теория Чандрасекара	418
2.1 Исходные предположения	418
2.2 Полнотью вырожденный газ	419
2.3 Гравитационный потенциал белых карликов	424
2.4 Обсуждение	426
2.5 Уравнение Чандрасекара	430
2.6 Белые карлики малых масс	431
3 Чандрасекаровские модели	434
3.1 Радиус и масса	434
3.2 Плотность в центре	438
3.3 Глубина потенциальной ямы	440
3.4 Соотношение масса – радиус: теория	441
3.5 Белые карлики и мировые постоянные	444
3.6 Гравитационная энергия	448
3.7 Чандрасекаровский предел	453
3.8 Соотношение масса – радиус: наблюдения	459
3.9 Немного истории	464
4 За пределами теории Чандрасекара	466
4.1 Чандрасекаровский предел: уточнения	466
4.2 Кулоновские поправки	473
4.3 От белых карликов к планетам–гигантам	475
5 Энергетика белых карликов	478
5.1 Пролог	478
5.2 Строение невырожденной оболочки	478
5.3 Остыивание белых карликов	479
5.4 Кристаллизация	485
XI КОЕ – КАКАЯ ФИЗИКА	488
1 Термодинамика звездного вещества	489
1.1 Идеальный невырожденный газ	489

1.2 Равновесное излучение	493
1.3 Идеальный газ в поле излучения	495
2 Кулоновские поправки	501
2.1 Минимум для астронома-прагматика	501
2.2 Дебаевское экранирование	504
2.3 Термодинамика разреженной плазмы	507
3 Упражнения	511
XII ПРИЛОЖЕНИЯ	514
1 Литература	516
2 Физические и астрономические постоянные	520
3 Нобелевские премии по астрофизике	522
4 Список обозначений	525

ПРЕДИСЛОВИЕ

В основу настоящей книги положены лекции по спецкурсу „Физика звезд“ для студентов–астрономов Санкт-Петербургского университета, специализирующихся по астрофизике. Материал лекций существенно расширен и дополнен.

Рекомендовать студентам подходящую по своему уровню и не слишком устаревшую литературу по физике звезд на русском языке оказалось трудно. Есть ряд превосходных русских и переводных книг, но такой, которая годилась бы в качестве руководства для университетского астрономического курса, среди них нет. Одни из этих книг, сколь они ни блестящи, все же слишком популярны, другие трактуют предмет с позиций физика–теоретика и мало подходят для студентов–астрономов. Современные же западные руководства мало доступны студентам. В петербургских библиотеках их либо нет вовсе, либо они у кого-то на руках. Это побудило меня взяться за составление настоящего руководства. Оно призвано служить материалом, дополняющим лекции.

Имеется ряд книг по физике звезд, в которых главным объектом исследования являются физические процессы, протекающие в звездах. Есть и многочисленные книги о звездах, написанные с чисто астрономических позиций, с почти полным игнорированием физики дела. У нас делается попытка соблюсти тот баланс астрономии и физики, который характерен для сегодняшней астрофизики. Получив теоретический результат, выражаемый некоторой формулой, мы стараемся дать не только обсуждение его физического смысла, но и астрономических следствий.

Специфика Санкт-Петербургского университета состоит в том, что подготовка астрономов ведется на математико–механическом, а не на физическом факультете. Поэтому знания студентов по физике оставляют желать лучшего. Кроме того, как показывает опыт, вывод той или иной формулы часто воспринимается нашими студентами едва ли не как самоцель. Умение увидеть за формулой физику, которую она описывает, почти отсутствует. Получение простейших численных оценок дается студентам мат–меха с трудом, а главное, вызывает у них характерную психологическую трудность: такие оценки кажутся им только упражнениями в арифметике, а не тем естественным элементом, который необходим для выработки физической картины явления. Эти обстоятельства наложили заметный отпечаток на характер изложения.

Учебное пособие — это всегда компиляция. Ни в коей мере не претендует на оригинальность материала или способа изложения и это руководство. При его составлении широко использован ряд имеющихся в мировой литературе прекрасных учебных руководств, монографий и недавних обзоров. Было составлено некоторое число задач и упражнений, как правило, совсем легких. Их главная цель — дать возможность читателю проверить, как усвоен изложенный материал. Хотя некоторые задачи дополняют основной текст, они слишком

просты, чтобы служить для развития навыков самостоятельной работы.

Методическим образцом для меня в какой-то мере служил берклиевский курс физики, читать который студенту нетрудно и интересно. Часто вспоминались мне и советы моих друзей — астрофизиков-наблюдателей: „Чем меньше будет формул — тем больше будет читателей-астрономов“. К сожалению, формул оказалось все же порядочно. С каждым годом число их росло, и постепенно против моей воли они отвоевывали себе в курсе все большее жизненное пространство. В конце концов этому пришлось перестать сопротивляться. Превалившуюся политику вытеснения формул сменила политика оказания всемерной помощи читателю-астроному в их усвоении.

Работая над этой рукописью, я старался хотя бы местами сохранить стиль живой беседы со слушателями. Лаконичность было решено принести в жертву эмоциональности, которая не только не изгонялась, но скорее поощрялась в надежде поддержать интерес читателя.

Рукопись книги, пока еще недописанной, доступна в Интернете на сайте Астрономического института СПбГУ (<http://www.astro.spbu.ru>). По мере появления новых готовых разделов эта электронная версия книги будет дополняться.

Так как работа над рукописью не окончена, любые замечания и предложения будут очень полезны. Пособие предназначено в первую очередь для студентов, и поэтому их комментарии будут для меня особенно ценными.

Добавление. Предисловие, которое вы сейчас прочли, было написано очень давно, более 30 лет назад. После долгого перерыва в 2014 году работа над книгой возобновилась и черепашьим шагом пока движется вперед. Автор надеется, что судьба позволит доработать рукопись, и затянувшийся эмбриональный период ее развития в утробе Интернета завершится благополучными родами — книга будет опубликована.

B.B. Иванов

7 ноября 2017 г.

Westborough, Massachusetts, USA

Глава I

КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА

It is reasonable to hope that in a not too distant future we shall
be competent to understand so simple a thing as a star.

A.S. Eddington

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Звезды во Вселенной

Звезды — это те объекты, которые дали имя науке АСТРОномия. Это не случайно. На нынешнем этапе эволюции мира они, несомненно, являются во многих отношениях самыми важными объектами Вселенной.

Во-первых, в звездах сосредоточена большая часть массы светящегося вещества галактик: в нашей Галактике — около 90%, в галактиках других типов часто и того больше. Правда, есть еще межгалактический газ, а также так называемая темная материя, пока непосредственно не наблюдаемая и проявляющаяся только по своему гравитационному воздействию на светящееся вещество. Природа этой темной материи сейчас широко дискутируется. Хотя полной ясности еще нет, в любом случае *звезды — одна из основных форм существования непосредственно наблюдаемой материи в галактиках*.

Во-вторых, звезды являются важнейшими поставщиками энергии электромагнитного излучения во Вселенной. Впрочем, здесь нужно сделать две оговорки. Мы не учитываем фонового реликтового излучения, в настоящее время практически не влияющего на состояние вещества и энергетику подавляющего большинства происходящих во Вселенной процессов. В далеком космологическом прошлом его роль была огромной, но на звездном этапе эволюции мира взаимодействие реликтового излучения с веществом настолько слабое, что его влиянием можно, как правило, пренебречь. Вторая оговорка состоит в том, что если в середине XX века звезды можно было считать основными поставщиками энергии электромагнитного излучения в мире, то теперь выяснилось, что это не так. Они делят эту часть с ядрами активных галактик и квазарами, дающими энергию того же порядка. В отличие от звезд, детали механизма энерговыделения в ядрах галактик и в квазарах еще далеко не ясны. Несмотря на важность в энергетике Вселенной этих во многом пока загадочных объектов, содержащих, по-видимому, сверх массивные черные дыры, классическое представление о важнейшей роли звезд в энергетике мира, безусловно, остается верным и сегодня: звезды дают не меньше, а, судя по всему, все же больше энергии, чем ядра галактик и квазары. Кроме того, следует иметь в виду, что в обычных (не активных) галактиках — а их большинство — относительная энергетическая роль ядер на нынешнем этапе развития этих галактик ничтожна.

Это верно, в частности, для нашей Галактики. Резюмируя, можно утверждать, что *звезды — это важнейшие энергетические установки Вселенной.*

В-третьих, химический состав вещества Вселенной, точнее, распространенность элементов и изменение ее со временем почти целиком определяются процессами ядерных превращений в недрах звезд. На раннем этапе космологической эволюции, когда звезд еще не было, практически не существовало и никаких других элементов, кроме водорода и гелия. Ни Земля, ни другие планеты земной группы, состоящие в основном из тяжелых элементов, образоваться из этого первичного вещества не могли. Все, что окружает нас на Земле — и углерод, эта основа жизни, и кислород, которым мы дышим, и кремний, входящий в песок, по которому мы ходим, — словом, все элементы, кроме водорода и частично гелия, были синтезированы в ядерных топках звезд от примерно пяти до тридцати миллиардов лет назад. Рожденные в недрах звезд тяжелые элементы были затем рассеяны в межзвездной среде — частично при взрывах сверхновых, частично путем спокойного истечения из звезд, при сбросах звездных оболочек и т. п. Потом из вещества межзвездной среды, обогащенного таким путем тяжелыми элементами, сформировались Солнце и планеты. С тех пор прошло около пяти миллиардов лет. За это время ядерный состав вещества Земли оставался почти неизменным, хотя, конечно, в нем происходили многие другие важные эволюционные процессы — гравитационная дифференциация элементов, сложные химические превращения и т. п.

Часто приходится слышать и читать, что Солнце — источник жизни на Земле, потому что оно нас освещает и обогревает. Однако, как видим, с не меньшим, а пожалуй даже с большим правом на эту роль могут претендовать и те теперь уже умершие звезды, которые когда-то буквально „во чреве своем“ породили элементы, ставшие основой жизни.

Энергетическая роль звезд известна очень широко — об этом пишется в школьных учебниках, в популярных книгах по астрономии, не говоря уже о вузовских курсах. Роль же звезд в ядерной эволюции вещества Вселенной до недавнего времени подчеркивалась меньше — вероятно, потому, что она была выяснена не так уж давно и многие детали и сейчас еще поняты не до конца. Между тем, она не менее важна, что мы подчеркнем еще раз такой заключительной фразой: *звезды — это основные центры синтеза элементов в природе.*

Хотя роль звезд во Вселенной перечисленным выше далеко не исчерпывается, все же можно думать, что самое существенное было указано. Итак, изучив строение и эволюцию звезд, мы получим ответы на три важнейших вопроса: в каких физических условиях находится большая часть видимого вещества в галактиках, как рождается основная часть электромагнитного излучения, активно взаимодействующего с веществом, и каким путем происходит эволюция материи на ядерном уровне. Без сомнения, эти вопросы имеют не только и даже не столько астрономическое, сколько общенаучное и философское значение.

1.2. Место звездной астрофизики в астрономии

Давая ответ на те три основных вопроса, о которых только что говорилось, звездная астрофизика указывает вместе с тем пути к решению многих чисто астрономических проблем, хотя и гораздо более частных, но все же захватывающих своей масштабностью. Вот несколько примеров: установление шкалы расстояний в мире звезд; определение возрастов групп звезд и даже отдельных звезд; столкновение различий в химическом составе атмосфер звезд; объяснение звездной переменности и т. д. Без преувеличения, звездная астрофизика — фундамент здания современной астрономии.

Оглянемся на путь, пройденный астрономией в XX веке, и постараемся выделить ее крупнейшие достижения — по одному на каждое поколение астрономов этого столетия. Больших трудностей в выборе этих эпохальных открытий у нас не возникнет.

Крупнейшее достижение первой трети века — это, несомненно, определение размеров нашей Галактики, выяснение положения Солнца в ней и установление шкалы межгалактических расстояний. Важнейшее достижение второй трети века — открытие источников энергии звезд и создание теории звездной эволюции, позволившей понять в общих чертах развитие Вселенной на звездном этапе ее жизни. Главным достижением конца века стало существенное продвижение вперед в области еще больших пространственно-временных масштабов, то есть прогресс в области внегалактической астрономии и космологии. Первый из этих трех этапов развития астрономии XX века по справедливости можно назвать *эпохой галактической астрономии*, второй этап — золотой век звездной астрофизики, наконец, сейчас мы живем в *космологическую эру* развития астрономии.

1.3. Структура и задачи астрофизики звезд

Астрофизика звезд, понимаемая широко, включает в себя три раздела — физику звездных атмосфер, теорию строения звезд и собственно звездную астрофизику. С точки зрения астронома первые два раздела в какой-то мере вспомогательные, или, правильнее, предварительные. Для него они — прежде всего фундамент главного, третьего раздела, цель которого — понять закономерности мира звезд и пути его эволюции.

Небольшое назидание. Устройство теоретического фундамента звездной астрофизики многим астрономам кажется сложным. Кроме того, в ряде руководств по теории строения звезд и особенно по теории звездных атмосфер эти разделы астрофизики излагаются так, как будто развитие соответствующей теории и есть конечная цель. Все это привело к появлению двух искаженных взглядов на теоретические основы астрофизики звезд. Одни излишне увлекаются изучением деталей конструкции этого фундамента. Гордые тем, что они разобрались в хитросплетениях физических факторов, определяющих строение звезды, за этими деревьями они перестают видеть лес, то есть само здание звездной астрофизики. А ведь ради возведения его этот фундамент в конечном счете и был сложен. Таковы, к сожалению, некоторые астрофизики-теоретики. Другие, отпугнутые сравнительной сложностью и малой астрономичностью теории звездных атмосфер и теории строения звезд, приходят к мысли, что им вовсе ни к чему разбираться в том, на каком же основании покоятся кажущееся им прекрасным дворцом здание звездной астрофизики. Они полагают, что этим дворцом можно не только любоваться, но и строить его дальше, не заточая себя надолго в мрачное подземелье его „физического подвала“. Достаточно наскоро сколотить легкие леса, хотя и шаткие, но зато позволяющие быстро подняться наверх, туда, где сейчас идет кладка стен очередного этажа (почему-то так хочется, чтобы он был последним!). Так или примерно так в глубине души думают многие астрономы-наблюдатели.

Не будем осуждать ни тех, ни других, но постараемся избежать их узости и попытаемся в меру сил держаться поближе к тому, что большинство астрофизиков сочло бы золотой серединой.

Главная задача первого раздела астрофизики звезд — физики их атмосфер — состоит в извлечении из наблюдений данных об основных параметрах звезд. Важнейшими внешними характеристиками звезды являются ее *масса, светимость и радиус*, а также *химический состав атмосферы*. Прямому измерению эти параметры, как правило, не поддаются. Основное назначение *теории звездных атмосфер* — дать методы нахождения этих величин по тем или иным характеристикам наблюдаемого излучения звезды. Ими могут служить звездные величины в какой-либо фотометрической системе — широкополосной (чаще всего U, B, V) или узкополосной, спектры звезд низкой дисперсии, пригодные главным образом для изучения распределения энергии в континууме, или более высокой дисперсии, по которым можно получить также и эквивалентные ширины достаточно большого числа спектральных линий, реже — спектральные наблюдения с высокой дисперсией, позволяющие детально исследовать также и профили линий. Две другие существенные характеристики звезды — *скорость осевого вращения и напряженность магнитного поля* на поверхности. Их определение также основывается на результатах теории звездных атмосфер. Оно требует спектральных наблюдений хотя бы среднего или лучше высокого (для определения вращения) или высшего (магнитные наблюдения) спектрального разрешения. Наконец, изучение *движений вещества* в наружных слоях звезд, в частности, важного для понимания эволюции процесса истечения материи из звезд, или *звездного ветра* — это тоже компетенция

физики звездных атмосфер. Разумеется, определенный интерес как объекты исследования представляют и сами по себе атмосферы звезд, но все же главная цель их изучения, повторяю, состоит в получении тех данных о звездах, которые служат исходным материалом при исследовании строения и развития звезды как целого.

Другой фундаментальный раздел звездной астрофизики — физика звездных недр, или *теория строения звезд* (у нас еще довольно часто используется несколько старомодный и уже редко встречающийся в мировой литературе термин „теория *внутреннего строения звезд*“). Главная цель здесь — понять физические процессы, определяющие структуру и эволюцию звезд, и дать методы расчета строения звезд и его изменения со временем.

Теория строения звезд содержит три главных компонента, можно сказать, покоится на трех китах. Во-первых, это *теория термоядерных реакций*. На протяжении большей части жизни звезды они поставляют энергию, расходуемую ею на излучение. От места производства в недрах звезды энергию нужно затем доставить к месту потребления — на поверхность, откуда она излучается звездой в окружающее пространство. Теория этой транспортировки энергии — *теория переноса тепла* — есть второй основной компонент физики звезд. Наконец, очевидно, что строение звезды зависит от способности звездного вещества противостоять гравитации, стремящейся его сжать. Эта способность определяется *уравнением состояния* $P = P(\rho, T)$, показывающим, какое давление P любой элемент массы звезды, имеющий плотность ρ и нагретый до температуры T , оказывает на окружающую его среду. Таков третий компонент.

Если говорить о физических явлениях в подавляющем большинстве звезд, то главное мы только что перечислили. Взаимодействие этих факторов учесть, однако, непросто. Расчет строения и развития звезды является сложной вычислительной задачей. Тонкая техника расчетов структуры звездных недр сама является существенной главой теории строения звезд.

Мы уже обращали внимание на то, что на теорию звездных атмосфер можно смотреть (возможно, несколько односторонне) как на некий блок обработки непосредственных данных наблюдений звездного излучения, переводящий их в сведения об основных параметрах звезд. Подобным же образом и *теория строения звезд* интересна не столько сама по себе, сколько как фундамент *теории звездной эволюции*, этого венца всей астрономии звезд.

В этом разделе об эволюции звезд много говорить мы не будем, ограничившись несколькими замечаниями общего характера. Наряду с тем что обрисованной физической основой теория эволюции звезд имеет прочные *астрономические основания*. Главными являются разнообразные статистические данные об основных параметрах звезд и об их пространственно-кинематических характеристиках. Особенно важную роль в теории эволюции сыграли и продолжают играть звезды, входящие в звездные скопления. Следует с самого начала

подчеркнуть, что число следствий теории звездной эволюции, подтвержденных наблюдениями, во много раз превышает число ее исходных предположений, которые к тому же сами по себе вполне естественны. В активе этой теории — ряд замечательных предсказаний, впоследствии подтвержденных прямыми наблюдениями. Приведем характерные примеры.

На основе идей теории строения звезд Ф. Хойл еще в 50-е годы прошлого века предсказал существование возбужденного уровня у ядра ^{12}C с энергией около 7.5 Мэв. Эксперименты, специально поставленные на ускорителях, показали, что такой уровень действительно существует. Его энергия оказалась равной 7.654 Мэв. Боюсь, что этот пример, относящийся к событиям более чем полутора веков давности, стал почти столь же затасканным, как когда-то история с отождествлением линий „небулии” ...

В качестве второго примера приведем блестательное наблюдательное подтверждение правильности модели строения Солнца, полученное из гелиосеймологических исследований. Третий пример — регистрация у сверхновой 1987A кратковременного всплеска нейтринного излучения, которым, согласно имеющимся представлениям, должны сопровождаться вспышки сверхновых II типа. Можно привести множество и других примеров предсказаний и иных влияний теории строения и эволюции звезд на наблюдательную звездную астрофизику, но мы пока ограничимся сказанным.

Наше обсуждение структуры и задач астрофизики звезд несколько затянулось, да к тому же мы, кажется, немного ушли в сторону. Пришла пора резюмировать изложенное. На рис. I.1.1 (с. 11) сделана попытка изобразить общую структуру астрономии звезд и взаимоотношение различных ее разделов в виде блок-схемы. Пожалуйста, рассмотрите этот рисунок внимательно, а не просто скользните по нему беглым взглядом. Сопоставьте рисунок с обсуждением, которое было дано выше. Согласия в деталях между ними нет, хотя нет и прямых противоречий. Небольшие различия в общей структуре и особенно в расположении отдельных блоков как они, с одной стороны, изображены на рисунке и, с другой, описаны в тексте, отражают условность и известную произвольность любой подобной структуризации.

1.4. Становление эволюционной астрономии

Прежде чем приступить к изучению предмета по существу, полезно бросить хотя бы беглый взгляд на историю вопроса. Звездная астрофизика, добившись к середине 50-х годов XX века решающих успехов, коренным образом изменила лицо астрономии. До этого астрономия была наукой, занимавшейся главным образом изучением различных небесных объектов как таковых, их описанием, сопоставлением, классификацией, выяснением строения.

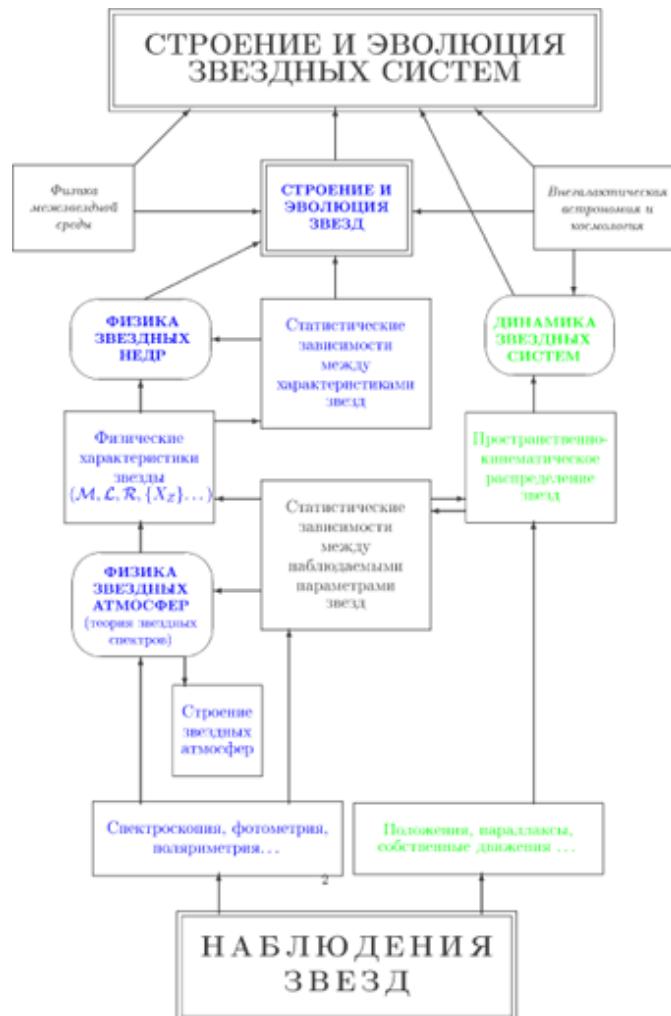


Рис. I.1.1:
Общая структура астрономии звезд.

То, что мы называем астрофизикой звезд, дано синим цветом,
зеленый цвет — галактическая астрономия.

Однако понять эволюцию и взаимосвязь основных структурных единиц Вселенной тогда еще не могли. Об этом много говорили и писали, но то были скорее фантазии и смелые, но недостаточно обоснованные гипотезы, чем реальное продвижение вперед на твердом фундаменте астрономических фактов и физических законов. Пожалуй, не будет преувеличением сказать, что в ту пору мы имели морфологическую астрономию.

В качестве грубой исторической аналогии можно считать, что для астрономии первая половина XX столетия была примерно тем же этапом, что для биологии — конец XVIII — первая половина XIX века. В биологии тогда происходило главным образом накопление, сопоставление и осмысление фактического материала на основе незадолго до того созданной классификации Линнея. Потом пришел Дарвин, и лицо биологии сразу решительно изменилось — она стала эволюционной. Это был коренной перелом. Интересно, что почти одновременно с созданием эволюционного учения Дарвина были открыты и законы Менделя, являющиеся „микроосновой“ (на молекулярном уровне) феноменологической „макроскопической“ теории естественного отбора Дарвина. Эволюционные идеи и изучение молекулярно-генетических основ макроскопических биологических процессов тесно переплелись между собой и составляют сейчас одно из основных направлений исследований в биологии.

Со сдвигом на столетие то же самое произошло и в астрономии. Все началось с попыток понять пути развития звезд чисто астрономическими средствами. После ряда явно неудачных опытов (Н. Локьер, конец XIX в.; Г.Н. Рессел, 20-е годы XX в.) в 1930-х годах пришли первые серьезные успехи, и контуры эволюционной картины стали понемногу проступать. Это был плод коллективного творчества, своего Дарвина в астрономии не было.

Роль классификации Линнея для звезд играют диаграмма Герцшпрунга — Рессела (ГР) (Э. Герцшпрунг, 1911 г.; Г.Н. Рессел, 1913 г.) и соотношение масса — светимость. (Обычно его связывают с именем А. Эддингтона, что неточно. Впервые оно появилось у Дж. Холма в 1911 г. и затем рассматривалось Ресселлом в 1913 г. и Герцшпрунгом в 1918 г. Исследование же Эддингтона относится к 1924 г.). То, что диаграмма ГР и зависимость масса — светимость отражают закономерности процессов рождения и развития звезд, поняли сразу же, однако подобрать чисто астрономический ключ к однозначному их истолкованию никак не удавалось.

Быть может, вы помните, что для Дарвина толчком к пониманию процесса эволюции послужило изучение фауны Галапагосских островов, изолированных от остального мира океанскими просторами. Роль Галапагос в астрономии сыграли звездные скопления — более или менее обособленные группы звезд совместного происхождения. Во-первых, из простых динамических соображений удалось показать, что возраст типичных рассеянных скоплений очень мал, $10^7 \div 10^8$ лет (Б. Бок, 1937 г.; В.А. Амбарцумян, 1939 г.). Значит, процесс обра-

зования звезд не закончился миллиарды лет назад, а продолжается и в наше время. Во-вторых, диаграммы ГР для рассеянных скоплений имели весьма специфический вид (Р. Трамплер, 1930 г.). Хотя от скопления к скоплению они заметно различались, все диаграммы можно было расположить в виде некоторой последовательности, зависящей от одного параметра. Эволюционное истолкование напрашивалось само собой: параметр классификации должен быть однозначно связан с возрастом скопления. Из ряда соображений было установлено, что те скопления, в которых есть звезды типов Вольфа–Райе, O или ранние B, являются самыми молодыми. Так чисто астрономическими средствами было показано, что звезды типа O и ранних подклассов B эволюционируют очень быстро, а значит, все они родились недавно. Следующим важным шагом явилось выделение двух типов звездного населения (В. Бааде, 1944 г.). Они сильно отличаются по виду своих диаграмм ГР, по пространственному распределению звезд (население I является плоской составляющей Галактики, население II — сферической), по кинематическим особенностям: пространственные скорости (по отношению к Солнцу) у первых малы, у вторых — велики. Не менее важным для теории эволюции было установление в конце 1940-х — начале 1950-х годов огромного различия в содержании тяжелых элементов в атмосферах звезд населений I и II.

Таковы были главнейшие победы, одержанные при штурме проблемы звездной эволюции на астрономическом фронте. Казалось, „еще напор — и враг бежит...“ Однако решающему сражению суждено было разыграться не здесь. Сил одних астрономов явно не хватало, им нужны были союзники.

Параллельно с чисто астрономическим подходом к проблеме эволюции звезд, который был в основе своей эмпирическим, происходило (долгое время почти от него независимое) развитие некой специальной области физики — теории строения звезд. До конца сороковых годов прошлого века обратное ее влияние на астрономию было в общем невелико, хотя, конечно, и здесь были отдельные блестящие успехи. Наиболее эффектны, пожалуй, два ранних достижения. Первое — это объяснение того, почему в природе не существует звезд с массами, превосходящими по порядку 100 масс Солнца (А. Эддингтон, двадцатые годы). Как вы знаете, дело здесь в световом давлении; об этом у нас еще будет подробный разговор (см. п. III.3.5, с. 135). Второе — объяснение строения казавшихся до этого совершенно загадочными белых карликов. Их непривычно высокая средняя плотность — порядка тонны в кубическом сантиметре — лет 90 назад вызывала у большинства астрономов не меньше изумления, недоверия и неясных опасений, чем сейчас, скажем, обсуждение свойств мира на самых ранних этапах космологического расширения.

Несмотря на эти и другие достижения теории строения звезд, по крайней мере до конца 1940-х годов отношение к ней большей части астрономов было весьма сдержаненным. Одни считали ее хотя и красивой, но в общем почти

замкнутой в себе теорией, приносящей не так уж много пользы астрономии. Другие — таких, вероятно, было большинство — сторонились ее просто потому, что эта теория казалась им пугающей сложной.

С конца 30-х до середины 50-х годов XX в. в расчетах моделей звезд и последующем их сравнении с данными наблюдений были достигнуты замечательные успехи, позволившие наконец-то разобраться в путях развития звезд. Это резко изменило отношение большинства астрономов к теории звезд. Неоправданный скептицизм сменился восторженным преклонением, зачастую недостаточно критическим. Радикальное изменение ситуации было связано в первую очередь с тем, что еще в конце 1930-х годов были надежно отождествлены источники энергии звезд (Г. Бете, К. Вейцзекер, 1938 – 1939 гг.). Ядерные реакции, за счет которых звезда светит большую часть своей жизни, как известно, имеют результатом слияние четырех протонов в α -частицу. Они весьма нетривиальны. Образование α -частицы должно сопровождаться двумя обусловленными слабым взаимодействием β -распадами. Это и необходимость преодоления за счет туннельного эффекта высокого кулоновского барьера при столкновениях ядер ведет к тому, что соответствующие реакции протекают крайне медленно. Именно поэтому звезды живут так долго. Именно поэтому сегодня, $\sim 10^{10}$ лет спустя после начала звездообразования, мир еще находится в расцвете сил, а не на стадии старческого угасания. Энергетические запасы, содержавшиеся в первичной водородно-гелиевой плазме, пока далеки от исчерпания.

Проникновение ядерной физики в астрономию знаменовало приближение нового этапа в изучении звезд — синтеза астрономического и физического подходов. Основные физические процессы, управляющие развитием звезды от довольно ранних этапов ее формирования из межзвездного вещества до весьма поздних стадий эволюции, предшествующих переходу звезды в ее конечное состояние — ту или иную компактную конфигурацию — оказались теперь понятыми. Это не значит, что все сразу стало ясным. Были трудности, и очень значительные, причем не только в технических деталях, но и в основополагающих представлениях.

Один из таких принципиальных вопросов — роль потери массы в ходе эволюции звезды. Теперь известно, что вплоть до довольно поздних стадий эволюции, и во всяком случае за время жизни на главной последовательности у большинства звезд (кроме самых массивных) потеря массы несущественна. На продвинутых же стадиях эволюции это не так, масса звезды может существенно меняться. Ясное понимание этого пришло далеко не сразу.

Кроме вопроса о роли потери массы, были у теории и другие трудности, другие возможные „развилки“. Окончательный выбор направления делался по стандартной схеме: рассматривали все варианты и останавливались на том, который давал результаты, согласующиеся с наблюдательными данными. Таким путем было, в частности, установлено, что в тех зонах в звездах, где энергия

переносится излучением (а не конвекцией), ролью перемешивания вещества можно полностью пренебречь. Впрочем, в последнее время это положение подвергается некоторой ревизии.

Почему вопрос о перемешивании столь важен? Термоядерные реакции постепенно изменяют химический (точнее, ядерный) состав вещества. Если перемешивание достаточно интенсивно, звезда в ходе эволюции остается химически однородной. Если же перемешивания нет, то из-за сильной зависимости скоростей термоядерных реакций от температуры ядерное топливо в центральных областях звезды будет выгорать быстрее, чем на периферии. Со временем звезда должна будет стать химически неоднородной. В конце концов ядерное топливо близ центра полностью исчерпается. В звезде возникнет, как говорят, выгоревшее ядро. Строение звезды окажется при этом совсем не таким, как при полном перемешивании. Ясно поэтому, что вопрос о скорости перемешивания вещества в звездах — отнюдь не второстепенная деталь.

К концу сороковых годов XX в. эти вопросы оказались выясненными, и проблема эволюции звезд созрела для решения. Прошло еще несколько лет, давших в руки астрофизикам два новых важных технических средства. Во-первых, появились компьютеры. Они сразу же были использованы для расчетов эволюционных последовательностей звездных моделей. Во-вторых, возмутила и с созданием системы U, B, V обрела прочную основу фотоэлектрическая фотометрия. Началось ее широкое применение для изучения звезд в скоплениях. Использование этих технических новинок в сочетании с накопленными ранее сведениями принесло долгожданный успех. Пути эволюции звезд перестали быть загадкой. Звездная астрофизика вступила в пору зрелости. Пришла пора сбора урожая.

1.5. Понимание становится шире и глубже

В 1960-е годы картина звездной эволюции была дополнена множеством новых важных элементов. Прежде всего следует сказать о двух вещах. Во-первых, было установлено, что тонкие различия химического состава звездных атмосфер могут служить своеобразным зондом для изучения процессов, происходящих в недрах звезд, в частности, перемешивания вещества. Во-вторых, были поняты многие особенности эволюции тесных двойных звезд, в которых, как оказалось, важную роль играет перетекание вещества с одного компонента на другой.

В 1960–1970-е годы несколькими группами исследователей были произведены обширные расчеты эволюционных последовательностей моделей звезд разных масс и разного химического состава. Их результаты сразу нашли широкое применение для количественной интерпретации разнообразных наблюдательных данных о звездах и звездных системах. Отныне астрономы–наблюдатели

получили возможность пользоваться плодами труда теоретиков, не слишком углубляясь в дебри теории. С этого момента теория звездной эволюции стала повседневно используемым рабочим инструментом. Вскоре она обрела у астрономов статус непогрешимой истины, став своего рода астрофизическим Священным Писанием. Однако история на этом не остановилась.

В 1967 г. было сделано выдающееся открытие, значение которого для понимания картины звездной эволюции трудно переоценить. Были открыты пульсары (Э. Хьюиш с сотрудниками; Нобелевская премия 1974 г., см. Приложение III, с. 522). Они тут же были отождествлены с нейтронными звездами — телами звездных масс с плотностями порядка ядерной. На возможность существования таких объектов в природе было указано еще в 1930-е годы, сразу же после открытия нейтрона (1932 г.). За несколько лет до пульсаров были открыты рентгеновские источники (Р. Джаккони, Нобелевская премия 2002 г.; см. Приложение III, с. 522), и в начале 1970-х годов в двойной системе Cyg X-1 был обнаружен компактный объект, являющийся, судя по его массе, черной дырой звездной массы. С этого времени в течение более трех десятилетий исследование продуктов вспышек сверхновых — нейтронных звезд, звездных черных дыр и быстро расширяющихся в межзвездную среду газовых остатков сверхновых находились на переднем крае астрофизики. Вспышка сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке дала новые замечательные подтверждения целого ряда предсказаний астрофизиков-теоретиков.

Значительный прогресс был достигнут в понимании самых ранних этапов формирования звезд. Здесь определяющую роль сыграли и продолжают играть наблюдения, причем не только в оптическом, но особенно в инфракрасном и радиодиапазонах. Реальная картина оказалась гораздо богаче, чем та, которую давали ранние простые сферически-симметричные модели теоретиков.

Возможность непосредственно заглянуть в недра хотя бы ближайшей звезды — Солнца — еще полвека назад казалась несбыточной мечтой. Однако в начале 1970-х годов было впервые зарегистрировано нейтринное излучение Солнца, приходящее напрямую из самых центральных его частей. Несмотря на трехкратное расхождение между теоретически рассчитанным и измеренным потоком *высокоэнергичных* солнечных нейтрино, это убедительно подтвердило не только правильность представлений об идущих в центральных частях Солнца термоядерных реакциях, но и показало, что рассчитанная по модели современного Солнца температура в его центре имеет погрешность не более нескольких процентов — поистине замечательное достижение. С тех пор исследования нейтринного излучения Солнца стремительно развивались (Нобелевская премия 2002 г., см. Приложение III, с. 522). В 2001 г. стало окончательно ясно, что причина имевшихся расхождений между теоретически рассчитанным и наблюдаемым потоком солнечных электронных нейтрино коренится не в неточности модели строения Солнца, а в проблемах теории элементарных частиц. Оказа-

лось, что масса покоя нейтрино отлична от нуля.

Еще один способ прозондировать недра Солнца неожиданно открылся в 1970-х годах. Речь идет о гелиосейсмологии. Детальность сведений о внутренних слоях Солнца, которые удалось к сегодняшнему дню получить из анализа колебаний его непосредственно наблюдаемых наружных слоев, буквально поражает. Современная стандартная модель солнечных недр оказалась верна с точностью до долей процента! Воистину, сомневаться в наши дни в правильности основных представлений о строении и эволюции Солнца и звезд — это примерно то же самое, что сомневаться в существовании атомов.

Последняя из бурно развивающихся областей звездной астрофизики, о которой мы упомянем, это изучение наконец-то обнаруженных в 1990-е годы коричневых, или бурых карликов — объектов, промежуточных между звездами самых малых масс и газовыми планетами-гигантами. В комбинации с открытием в те же годы множества внесолнечных планет-гигантов это привело к постепенному осознанию того, что никакой „пропасти“ между звездами и планетами, по-видимому, на самом деле нет. Скорее всего, спектр масс самогравитирующих газовых шаров, населяющих мир, непрерывен.

Наш беглый обзор истории развития представлений о строении и эволюции звезд далеко не полон. Достаточно сказать, что термин „магнитное поле“ не был употреблен ни разу. Но нельзя объяять необъятное. Даже того, что было упомянуто, если изучать эти вопросы всерьез, более чем достаточно для одного учебного курса.

2. ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД: ЧТО, ПОЧЕМУ И КАК

2.1. Звезда как физический объект

Приступая к детальному изучению любого предмета, стоит с самого начала составить о нем некоторое общее представление, иначе потом деревья могут заслонить лес. Какова же в самых общих чертах картина звездной эволюции? Об этом и пойдет сейчас речь.

Прежде всего зададим себе простой вопрос: что такое звезда? Ответить на него не так-то легко. Общее представление о природе звезд имеет любой современный человек, однако его явно недостаточно, чтобы произвести четкое разграничение между звездами и „не-звездами“. Конечно, в естествознании, в отличие от математики, роль формальных определений невелика. И все же давайте четко договоримся о том, что мы будем понимать под звездой.

Звезда — это гравитационно связанный пространственно обособленный непрозрачный для излучения масса вещества, в которой в значительных масштабах происходят, происходили или будут происходить термоядерные реакции превращения водорода в гелий.

Сразу видно, что это определение далеко от канонов строгости математики: мы считаем, что понятие о пространственной обособленности понятно интуитивно, не вполне ясно, что значит, что сжигающие водород термоядерные реакции происходят „в значительных масштабах“ и т. д. Главное в этом определении то, что оно подчеркивает три принципиальных момента, отличающих звезду от других космических объектов. Во-первых, масса должна сдерживаться собственным полем тяготения, и потому не может быть слишком малой, а звезда — особенно протяженной. Во-вторых, вещество должно быть распределено непрерывно, иметь не слишком малую плотность и быть достаточно сильно нагретым — только тогда оно непрозрачно. Если бы условие непрозрачности для излучения в определении не упоминалось, то под него подошли бы такие объекты как галактики, шаровые звездные скопления и т. п. Наконец, третья принципиальная особенность, отличающая звезду от других природных объектов, — это идущие в ее недрах водородные термоядерные реакции. Тот факт, что это свойство звезд, открытое всего каких-то 70 – 80 лет назад, принимается нами в качестве составной части *определения* самого понятия звезды — объекта, с которым люди знакомы с момента своего появления как биологический вид, может показаться особенно странным, вызывающим сильнейший

психологический протест. Кажется, что здесь все поставлено с ног на голову. Не будем, однако, торопиться с категорическими суждениями.

Все мы гораздо больше привыкли к „школьному“ определению: „*Звезда — это гигантский раскаленный самосветящийся газовый шар*“, и не задумываясь над тем, что оно совершенно не способно охватить все то многообразие объектов, которое астрономия объединяет сегодня под словом „звезда“. Белые карлики — звезды размером с земной шар или около того, составляющие заметную долю всех звезд в Галактике, едва ли кто назовет *гигантскими* объектами. И уж во всяком случае совсем скромные размеры имеют нейтронные звезды, радиусы которых всего каких-нибудь 10 – 15 км. Посмотрим теперь, как обстоит дело со словом „*раскаленный*“. Под поверхностью звезды обычно понимают слои, откуда исходит излучение тех длин волн, на которых звезда теряет большую часть энергии. У звезд поздних спектральных типов с большими инфракрасными избытками основная энергия излучается в далекой ИК-области. Температура „поверхностей“ этих звезд лишь немного выше температуры на поверхности планеты Венера. Тот факт, что звезда представляет собой *самосветящийся* объект, также не есть ее отличительный признак. Планета Юпитер, например, излучает в пространство заметно больше энергии, чем получает от Солнца, то есть тоже является самосветящимся телом. Не лучше обстоит дело и с утверждением, что звезда — это *газовое* образование. Поверхность нейтронных звезд, по-видимому, твердая. Похоже, что в ней время от времени образуются трещины, происходят звездотрясения. Наконец, если звезда быстро вращается вокруг оси или входит в состав тесной двойной системы, то ее форма может сильно отличаться от сферической, так что она вовсе не похожа на *шар*. Как видим, привычное понятие о звезде на поверку оказывается никуда не годным.

Иным из вас эта критика покажется мало убедительной: ведь львиная доля всех звезд все же действительно представляет собой гигантские раскаленные самосветящиеся газовые шары. Однако вдумаемся в слова „действительно представляет собой“. Откуда мы это знаем, и когда узнали? Вильяму Гершлю, например, наше „школьное“ определение звезды показалось бы отнюдь не очевидным. Он думал, что на Солнце под раскаленным слоем облаков есть холодная твердая поверхность, быть может обитающая... Да и гораздо позже, около ста лет назад, большинство астрономов полагало, что Солнце не газообразное, а жидкое. Так думали еще и Джинс, и Рессел. Представление о звездах как о газовых шарах — отнюдь не намного более прямой наблюдательный факт, чем утверждение, что они являются водородными термоядерными реакторами. Главная разница в том, что к первому из этих высказываний мы привыкли с детства, и поэтому принять его за аксиому нам психологически легче, чем второе утверждение, с которым большинство из нас познакомилось гораздо позже. Впрочем, не ломлюсь ли я в открытую дверь? Ведь не исключено, что

психологическая трудность, о которой идет речь, существует только для людей старшего поколения, а нынешним студентам обведенное в рамку определение звезды кажется вполне естественным.

Более серьезно другое возражение. Под приведенное определение вполне подходят сверхмассивные черные дыры, с массами $\sim (10^6 \div 10^{11})M_\odot$, находящиеся в ядрах галактик. Считать их особой разновидностью звезд не принято (хотя вполне можно было бы). От этого дефекта свободно другое, так сказать, „количественное“ определение звезды, отличающееся от ранее приведенного лишь тем, что в нем слова про водородные термоядерные реакции заменены на указание возможных масс звезд:

$$\boxed{\text{Звезды: } 10^{32} \lesssim M \lesssim 10^{35} \text{ г, или } 10^{-1}M_\odot \lesssim M \lesssim 10^2M_\odot.}$$

Как мы вскоре убедимся, масса и в самом деле является во многих отношениях определяющей характеристикой звезды.

Объекты с массами $10^{-2}M_\odot \lesssim M \lesssim 10^{-1}M_\odot$, точнее, с $0.01M_\odot \leq M \leq 0.07M_\odot$, или еще точнее, с $13M_J \leq M \leq 87M_J$, где M_J — масса Юпитера, называются субзвездами, или бурыми карликами (brown dwarfs). Это, так сказать, „полузвезды“. Термоядерные реакции превращения водорода в гелий на определенных этапах эволюции в этих объектах происходят, но не „в значительных масштабах“. В них выгорает лишь тяжелый водород — дейтерий ^2D , превращающийся в легкий изотоп гелия ^3He , обычный же водород не горит. Бурые карлики обнаружены и в качестве спутников обычных звезд, и как одиночные объекты. К концу 2011 г. их найдено около 2000. Внешне эти объекты мало чем отличаются от обычных звезд, и в публикациях можно встретить обороты вроде такого: „эта слабая звезда — бурый карлик“. Не исключено, что в будущем бурые карлики будут все же причислены к звездам (нам это казалось бы естественным), однако пока полноправными гражданами звездного царства они еще не стали.

Это было написано лет десять тому назад. Сегодня (в 2018 г.) бурые карлики уже рассматриваются просто как ультрахолодные (ultracool) звезды недавно введенных спектральных типов L, T и Y. Для многих сотен из них имеются надежно измеренные параллаксы и собственные движения, содержащиеся в появившемся в апреле 2018 г. втором релизе данных проекта Гея (*Gaia Data Release 2*). [Конечно, непривычный термин „релиз данных“ режет ухо, но ведь постепенно мы привыкли-таки к пресс-релизам. Пора привыкать и к релизам данных.]

Замечание. Термин *бурый карлик* в русской астрономической литературе не является общепринятым. Английский *brown dwarf* обычно переводят на русский как *коричневый карлик*, что нам кажется неудачным, если не сказать сильнее — неверным. Ведь *brown bear* — это вовсе не коричневый, а бурый медведь! И *brown coal* — это бурый уголь, а для слова "буреть" (становиться бурым) словарь предлагает такой перевод: *grow brown*. Да и многочисленные господа и госпожи *Brown* носят такую фамилию вовсе не потому, что их предки были коричневыми, а скорее всего потому, что их волосы по цвету напоминали медвежьи шкуры — попросту говоря, они были шатенами.

А как вам понравится такое: „...a brown dwarf [is] something between red and black“. Так термин *brown dwarf* высмеивает Virginia Trimble (см. в Списке Литературы #6 *C.J. Hansen et al.*, page 50).

В объектах с $M \leqslant 13M_J$ не происходит никаких термоядерных реакций, и они считаются планетами. В самое последнее время обнаружены одиночные газовые планеты, не обращающиеся вокруг звезд. У самых холодных из них температура атмосферы составляет ~ 300 К и даже меньше. Здесь будет уместно напомнить, что болометрическая светимость Юпитера примерно вдвое превосходит темп притока энергии к нему от Солнца. Поэтому потоков тепла, идущих из недр одиноких Юпитеров, должно быть достаточно, чтобы в течение миллиардов лет их атмосферы не вымерзали и планеты оставались газовыми.

Существование у звезд верхнего предела масс $\sim 10^2 M_\odot$ — один из замечательных наблюдательных фактов, касающихся звезд. Понятно, что отсутствие в природе сверх массивных звезд должно объясняться процессами, происходящими при их формировании. См., в частности, п. III.3.5, с. 135.

Черные дыры, или, если быть осторожнее, кандидаты в черные дыры обычных звездных масс ($\sim 10^1 M_\odot$) обнаружены в составе двух десятков двойных звезд. В ядрах галактик найдены черные дыры с массами от $\sim 10^6 M_\odot$ (наша Галактика) до $\sim 10^9 M_\odot$. (Этот верхний предел продержался лет 30. Недавно его подняли до $\sim 10^{11} M_\odot$). Таким образом, „звездные“ черные дыры отделены по массе от „галактических“, по крайней мере пока. Если будут обнаружены черные дыры с $10^2 M_\odot \lesssim M \lesssim 10^6 M_\odot$ (скорее всего, в ядрах нормальных галактик или в шаровых скоплениях), то придется специально договариваться, где проводить границу между еще звездами и уже не звездами.

2.2. Физическая классификация звезд

Приведенное только что обсуждение ясно показало, сколь разнообразны звезды по своим свойствам. Пожалуй, лишь с натяжкой о них можно говорить как о едином классе объектов. Фактически слово звезда — это некоторый собирательный термин. Подобно тому как различают четыре основных состояния вещества — твердое, жидкое, газообразное и плазменное, можно выделить четыре не менее сильно отличающихся друг от друга вида звездных

объектов:

- Нормальные звезды
- Белые карлики
- Нейтронные звезды
- Черные дыры

С физической точки зрения эти виды звезд радикально отличаются друг от друга.

Обычными, или **нормальными звездами**, а иногда для краткости и просто звездами, будем называть те звезды, в которых главным фактором, противостоящим самогравитации вещества, служит давление обычного невырожденного газа. Плотности этих звезд не могут быть очень велики, а температуры в их недрах должны быть очень высоки. Только тогда будет существовать то колоссальное давление, которое необходимо, чтобы сдерживать гравитацию и чтобы в то же время электронная компонента газа не была вырожденной. Обычные звезды составляют в природе абсолютное большинство. Они очень разнообразны по своим свойствам и допускают дальнейшую, и очень детальную классификацию, несомненно, хорошо известную читателю (звезды главной последовательности, гиганты, субкарлики, звезды горизонтальной ветви и т. п.). Этот вид звезд не является вполне „чистым“ в том смысле, что наряду с тепловым давлением газа определенную (иногда и заметную) роль у них могут играть три дополнительных фактора. Во-первых, это давление излучения. Оно существенно для звезд высокой светимости. Во-вторых, в части массы звезды электронный газ все же может быть вырожденным, так что фактически мы имеем тогда дело с объектами, промежуточными между обычными звездами и белыми карликами. Таковы красные гиганты сравнительно небольших масс. Наконец, в-третьих, в звездах малых масс газ оказывается существенно неидеальным из-за кулоновского взаимодействия частиц.

Важнейшая физическая особенность нормальных звезд состоит в том, что у них механическое равновесие теснейшим образом связано с тепловой структурой, так как *давление в нормальных звездах обеспечивается тепловым движением частиц*. Поэтому потери энергии на излучение должны с неизбежностью вести к постепенной перестройке внутренней структуры звезды. Это верно как в отношении тех этапов жизни звезды, когда она светит за счет выделения гравитационной энергии, то есть когда эффективно происходит сжатие звезды (хотя наружные ее слои могут при этом даже и удаляться от центра), так и тогда, когда энергию поставляют термоядерные реакции. Дело в том, что они не только выделяют энергию, но и вызывают изменение концентрации реагирующих частиц. По этой причине темп выделения энергии должен постепенно меняться, даже если температура и оставалась бы постоянной (чего на самом деле нет). Кроме того, происходит хотя и очень медленное, но принципиально важное изменение среднего молекулярного веса (по крайней мере в области

протекания термоядерных реакций). Это вызывает постепенное изменение давления. В итоге звезда перестраивается. Таким образом, наличие связи между тепловой и механической структурой звезды ведет к тому, что из-за потери энергии на излучение строение такой звезды со временем должно становиться иным, то есть звезда должна эволюционировать.

Белые карлики — гораздо более компактные объекты. Их типичные радиусы $\sim 10^{-2} R_\odot$, то есть несколько тысяч километров, а массы $\sim (0.3 \div 1) M_\odot$. У большинства белых карликов их массы близки к $0.6 M_\odot$. Из-за высокой плотности вещества электронная компонента газа в их недрах сильно вырождена. *Давление этого вырожденного электронного газа и противостоит самогравитации у белых карликов.* Вклад же в давление от ионной компоненты газа, которая не является вырожденной, пренебрежимо мал. Что касается гравитации, то на поверхности белого карлика по земным меркам она очень сильная. Скажем, при $M = 1 M_\odot$ (как у спутника Сириуса) ускорение силы тяжести $g \sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}/\text{с}^2 = 5000 \text{ км}/\text{с}^2$, скорость убегания $v_e \sim 7 \cdot 10^8 \text{ см}/\text{с} = 7000 \text{ км}/\text{с}$, гравитационный потенциал $|\varphi| \sim 3 \cdot 10^{17} (\text{см}/\text{с})^2$. Однако, поскольку $v_e \ll c$ и $|\varphi| \ll c^2$, гравитация все же не настолько сильна, чтобы нельзя было пользоваться ньютоновской теорией.

При сильном вырождении давление газа зависит от температуры слабо, а в пределе полного вырождения и вовсе перестает от нее зависеть. Поэтому, став белым карликом, звезда может пребывать в этом состоянии сколь угодно долго, так как потери энергии на излучение у белых карликов, в отличие от обычных звезд, почти не влияют на их механическое равновесие. Основным источником, из которого они черпают энергию своего излучения, служит тепловая энергия ионов. Ионный газ остывает, но на давлении это почти не сказывается, поскольку, как только что говорилось, основной вклад в давление из-за своего сильного вырождения дает электронный газ, а не газ ионов. По достижении в ходе охлаждения некоторой критической температуры должна происходить кристаллизация — ионы выстраиваются в решетку.

Светимости белых карликов низки, $\sim (10^{-2} \div 10^{-4}) L_\odot$. Поэтому тепловой энергии, запасенной в недрах белого карлика с момента его рождения, хватает надолго. Когда по прошествии миллиардов лет она иссякает, звезда должна потухнуть, превратившись в гипотетического „черного карлика“. (Наименьшие наблюдаемые светимости белых карликов составляют $\sim 10^{-4.5} L_\odot$). Таким образом, всю свою долгую жизнь белый карлик просто остывает, подобно тому, как, почти не меняя размера, медленно остывает сильно нагретый булыжник. От булыжника, правда, есть существенное отличие: вещество в белом карлике удерживается не кулоновыми силами, а гравитацией. Она действует на тяжелые частицы — ионы, давление же почти целиком создают вырожденные электроны, „привязанные“ к ионам электростатическими силами, обеспечивающими макроскопическую электронейтральность газа.

Для всей теории звезд, в частности, для понимания того, что происходит со звездами разных начальных масс в конце их жизни, фундаментальное значение имеет следующее утверждение: масса белого карлика не может превышать некоторого критического значения, близкого к $1.46 M_{\odot}$ (*предел Чандрасекара*):

$$\text{Белые карлики: } M \lesssim 1.46 M_{\odot}.$$

Считается, что белые карлики — конечный продукт эволюции нормальных звезд с начальной массой $\lesssim (10 \div 11) M_{\odot}$. Так как массы белых карликов не могут превышать чандрасекаровского предела, в ходе эволюции должна происходить значительная потеря вещества (по крайней мере у звезд с начальной массой $\geq 1.4 M_{\odot}$). Есть два механизма. Во-первых, на фазе красного гиганта значительная масса уносится звездным ветром. Во-вторых, непосредственно перед рождением белого карлика, который постепенно вызревает в недрах красного гиганта в ходе его эволюции, звезда оказывается на асимптотической ветви гигантов и сбрасывает свои наружные слои, которые образуют планетарную туманность. Белый карлик „вылупляется“.

Если белый карлик входит в состав тесной двойной системы, то перетекание вещества с невырожденной компоненты может служить причиной весьма разнообразных явлений. Вокруг белого карлика может образоваться аккреционный диск. В нем могут развиваться неустойчивости, время от времени приводящие к выпадению вещества на поверхность белого карлика. Это сопровождается выделением большой гравитационной энергии. Так объясняются происходящие квазипериодически вспышки различного рода катализмических переменных — повторных новых, звезд типов U Gem, SS Cyg и др.

Возможен и другой вариант. Если перетекание происходит с малой интенсивностью, то богатое водородом вещество, теряемое обычной звездой, может накапливаться в наружных слоях белого карлика (в недрах белого карлика водорода нет, ведь это обнажившееся выгоревшее ядро звезды). При возгорании накопившегося в этом поверхностном слое водорода происходит термоядерный взрыв. Таков механизм вспышек новых. При взрыве натекшее вещество разбрасывается со скоростями порядка 1000 км/с.

Наконец, аккреция на белый карлик с массой, близкой к чандрасекаровскому пределу, может в конце концов, по достижении предельной массы, вызвать нарушение механического равновесия, приводящее к взрывному возгоранию углеродно–кислородной смеси, из которой состоит белый карлик. В результате звезда полностью разрушается и ее вещество разбрасывается в окружающем пространстве со скоростями $\sim 10\,000$ км/с. Такое событие наблюдается как вспышка сверхновой типа Ia (SN Ia). Понимание этого механизма объясняет

удивительную близость параметров вспышек всех сверхновых этого типа — одинаковую светимость в максимуме и одинаковую характерную форму кривой блеска (по которой их и выявляют). Эти две особенности сверхновых типа Ia делают их идеальными объектами для определения космологических расстояний. Сверхновые SN Ia не просто очень яркие, а потому видны с очень больших расстояний, но к тому же еще и обладают одинаковой светимостью в максимуме блеска. Сопоставление видимого блеска богатого набора SN Ia с параметрами красного смещения z тех галактик, к которым они принадлежат, в 1998 г. привело к одному из крупнейших астрономических открытий — установлению того, что в настоящее время Вселенная расширяется ускоренно. В основе этого открытия, удостоенного в 2011 г. Нобелевской премии (см. Приложение III, с. 522), лежит, как видим, стандартность условий взрыва SN Ia, обусловленная существованием универсальной чандraseкаровской предельной массы.

Нейтронные звезды — это объекты с массами $\sim (1.4 \div 2) M_{\odot}$, с радиусами ~ 10 км и с плотностями порядка ядерной ($\sim 10^{14} \div 10^{15}$ г/см³), так что нейтронная звезда подобна гигантскому атомному ядру с числом нуклонов порядка 10^{57} . Однако, в отличие от обычных ядер, частицы в нейтронной звездедерживаются не за счет короткодействующего сильного ядерного взаимодействия, а гораздо более слабой, но зато дальнодействующей силой гравитации. Гравитационная энергия связи нейтронной звезды по порядку величины равна $GM^2/R \sim 0.1Mc^2 \sim 3 \cdot 10^{53}$ эрг.

Существенно, что объектов с плотностями $\sim 10^{10} \div 10^{13}$ г/см³, промежуточных между белыми карликами и нейтронными звездами, не обнаружено. Как будет показано в дальнейшем, такие объекты существовать в природе не могут.

Нейтронные звезды, как показывает само их название, состоят в основном из нейтронов. В какой-то мере они подобны белым карликам. Давление, градиент которого противостоит гравитации, создается у них сильно вырожденными нейтронами. Как и у белых карликов, это давление не зависит от температуры и полностью определяется плотностью вещества. Однако сходство с белыми карликами по существу этим и ограничивается. Имеются два принципиальных отличия. Во-первых, гравитационное поле нейтронных звезд сильное (потенциал на поверхности $|\varphi| \sim 0.1c^2$). Поэтому обычной ньютоновской теории тяготения здесь недостаточно. Получение сколько-нибудь точных количественных результатов требует использования релятивистской теории тяготения. Она нужна не только при изучении внутреннего строения нейтронных звезд, но и при исследовании явлений в их окрестностях (акреция и т. п.). Во-вторых, в отличие от электронного газа в белых карликах, вещество недр нейтронных звезд не является идеальным газом. Существенную роль играет трудно учитываемое взаимодействие нейтронов. Поэтому уравнение состояния вещества

нейтронных звезд известно плохо. Как следствие, не известен сколько-нибудь точно и верхний предел возможных масс нейтронных звезд, так называемый *предел Оппенгеймера – Волкова* — аналог чандraseкаровского предела. По-видимому, он больше $2 M_{\odot}$, но во всяком случае не превосходит $3 M_{\odot}$:

$$\boxed{\text{Нейтронные звезды: } M \lesssim 3 M_{\odot}.}$$

Подчеркнем, что причина существования этого предела иная, чем у белых карликов. Здесь дело не в том, что нейтроны становятся релятивистскими — этого из-за гораздо больших масс нейтронов (по сравнению с электронами) не происходит даже при плотностях $\sim 10^{14} \text{ г}/\text{см}^3$. Ограничение на массы нейтронных звезд накладывают эффекты ОТО и неидеальность нейтронного газа.

Считается, что нейтронные звезды — это конечный продукт эволюции звезд с начальными массами от $(10 \div 11) M_{\odot}$ до $(30 \div 50) M_{\odot}$ (этот верхний предел известен плохо).

До недавних пор считалось, что массы практически всех нейтронных звезд — компонентов двойных систем близки к $1.6 M_{\odot}$. Однако в последние годы были обнаружены как маломассивные нейтронные звезды, с массами около $1 M_{\odot}$, так и объекты с $M \sim 2 M_{\odot}$. Наибольшая надежно известная к настоящему времени (май 2013 г.) масса нейтронной звезды составляет $(2.01 \pm 0.04) M_{\odot}$. Это, в частности, накладывает существенные ограничения на уравнение состояния вещества нейтронных звезд.

У одиночных нейтронных звезд-радиопульсаров потери энергии на излучение покрываются главным образом за счет кинетической энергии вращения звезды, так что период вращения со временем постепенно увеличивается. Определяющую роль в трансформации энергии вращения в излучение играет магнитное поле, достигающее $10^{12} \div 10^{14} \text{ Гс}$. Заметим, что представление о том, что периоды вращения всех пульсаров очень малы — доли секунд, секунды, неверно. Среди более чем ~ 2000 пульсаров, открытых к настоящему времени, имеются десятки объектов с периодами более 100 секунд.

У нейтронных звезд — компонентов тесных двойных систем потери энергии на излучение обеспечиваются гравитационной энергией, освобождающейся при аккреции вещества со второго компонента пары. При этом к нейтронной звезде подводится также угловой момент, и в результате угловая скорость ее вращения может возрастать. По-видимому, так возникают миллисекундные пульсары. Их иногда называют подкрученными (по-английски *recycled*).

В 1974 г. был открыт пульсар, являющийся компонентом тесной двойной системы, второй компонент которой — также нейтронная звезда. Орбитальный период системы составляет всего около 8 часов (сейчас он известен с 12 знаками). Орбита обладает значительным эксцентриситетом. Исследование этой

системы позволило впервые надежно установить *существование* гравитационных волн, излучение которых (происходящее с мощностью $\sim 1.5\%L_{\odot}$) заметно сказывается на изменении орбитального периода — обе компоненты движутся по спиралевидным орбитам. За счет излучения гравитационных волн изменение во времени прохождения периастра за 30 лет составило ~ 45 с. Открытие и исследование этого пульсара, убедительно подтвердившего ОТО, в 1993 г. было удостоено Нобелевской премии (см. Приложение III, с. 522).

Наконец, нельзя не сказать о выдающемся открытии 2017 г. Были зарегистрированы гравитационные волны, порожденные слиянием двух нейтронных звезд с массами $1.1 M_{\odot}$ и $1.6 M_{\odot}$. Это событие, произошедшее 14 августа 2017 г., получило обозначение GW170814, где GW — это Gravitational Wave, а далее идет дата в формате ГГММДД. Через 1.6 секунды после прихода гравитационной волны телескопы на спутниках Ферми и Интеграл зафиксировали короткий гамма-всплеск (продолжительностью ~ 2 с). Это было, во-первых, неоспоримым доказательством того, что гравитационные волны распространяются со скоростью света, в чем, впрочем, особых сомнений не было. Во-вторых, выяснилось, чем порождаются короткие гамма-всплески. Как оказалось, слияние двух нейтронных звезд произошло в галактике NGC 4993, находящейся на расстоянии ~ 40 Мпк. Короткое время спустя после регистрации гравитационных волн десятками обсерваторий у NGC 4993 было обнаружено и детально исследовано послесвечение. Его мониторинг продолжался несколько недель. Электромагнитное излучение было зарегистрировано во всех диапазонах — от рентгена до радио. (О том, каким образом удалось детектировать сами гравитационные волны, см. чуть ниже, в конце этого пункта).

Черные дыры звездных масс — это компактные объекты с массами, существенно превосходящими максимальный верхний предел масс нейтронных звезд ($3M_{\odot}$). Всего к настоящему времени в двойных системах обнаружено два десятка таких объектов с массами от $\sim 5M_{\odot}$ до $\sim 16M_{\odot}$. Между массами нейтронных звезд и черных дыр имеется явно выраженный пробел, так что эти два класса объектов четко отделены друг от друга. Звездные черные дыры служат конечным продуктом эволюции самых массивных звезд, с начальными массами $(30 \div 50)M_{\odot}$ и более.

Основной параметр невращающейся черной дыры — это ее масса, определяющая ее гравитационный, или *шварцшильдовский радиус* $R_G = 2GM/c^2$. Шварцшильдовский радиус определяет *горизонт событий* — границу области, откуда доходит информация во внешний мир. Область внутри шварцшильдового радиуса наблюдать невозможно в принципе. Для объекта с $M = 10M_{\odot}$ гравитационный радиус составляет ~ 30 км.

„Голая“ черная дыра электромагнитного излучения не испускает и может быть обнаружена только по создаваемому ею гравитационному полю. Однако если черная дыра входит в состав двойной системы, она может наблюдать-

ся как рентгеновский источник. Вещество с нормальной компоненты двойной может перетекать в окрестность черной дыры. При этом выделяется колоссальная гравитационная энергия. До 0.1 массы покоя натекающего на черную дыру вещества может превращаться в электромагнитное излучение. Вещество, теряемое нормальной компонентой пары, образует вокруг черной дыры быстро вращающийся аккреционный диск. Из-за внутреннего трения этот диск оказывается нагрет до $10^6 \div 10^8$ К. В итоге за счет акреции черная дыра в двойной системе становится ярким рентгеновским источником.

Наименьшая по размеру устойчивая орбита в окрестности шварцшильдовской черной дыры имеет радиус $3 R_G$. Вещество, оказавшееся на меньшем расстоянии, заглатывается черной дырой. Скорость движения вещества по последней устойчивой орбите для черных дыр звездных масс близка к скорости света.

Главным критерием, по которому черные дыры в двойных системах отличают от других компактных звездных объектов, является их масса, определяемая обычным способом по кривой лучевых скоростей. Имеются и другие критерии: для черных дыр вариации блеска, происходящие на характерных временах вплоть до 10^{-3} с, никогда не являются периодическими. У ряда объектов профиль рентгеновской линии железа K_α , формирующейся в аккреционном диске, заметно смещен в длинноволновую сторону из-за красного смещения, вызванного сильным гравитационным полем черной дыры. Кроме того, линия сильно расширена, что свидетельствует о вращении аккреционного диска с огромными скоростями, близкими к скорости света. Это возможно лишь в непосредственной окрестности черной дыры, на расстояниях всего в несколько шварцшильдовских радиусов.

Что касается численности звезд разных физических типов, то оценки таковы. На $\sim 10^{11}$ нормальных звезд в нашей Галактике приходится $\sim 10^{10}$ белых карликов, $\sim 10^8$ нейтронных звезд и $\sim 10^7$ звездных черных дыр.

Поистине эпохальное событие произошло в 2015 г. — были *впервые зарегистрированы гравитационные волны*. Подготовка эксперимента заняла более 25 лет. Он был рекордным во многих отношениях. В США были созданы две установки с двумя четырехкилометровой длины камерами с глубоким вакуумом, на концах которых на хитроумных подвесах располагались зеркала. Лазерные интерференционные дальномеры непрерывно с высоким времененным разрешением измеряли расстояния между этими зеркалами с фантастической точностью в $\sim 10^{-16}$ см (на три порядка меньше размера протона!). Гравитационная волна изменяет расстояние между этими зеркалами, но на столь малую величину, что только после того, как точность измерений была доведена до указанного только что уровня, эти изменения расстояний стали доступны измерениям. Обработка результатов заняла пять месяцев. Лишь после этого было объявлено о регистрации гравитационной волны GW150914 продолжительностью в деся-

тые доли секунды. Она была порождена слиянием двух черных дыр с массами $36M_{\odot}$ и $29M_{\odot}$ (тем самым верхний предел масс звездных черных дыр поднялся с $16M_{\odot}$ до $36M_{\odot}$). Событие произошло на расстоянии ~ 410 Мпк от нас (красное смещение $z=0.09$). В результате этого слияния, или мерджинга черных дыр за время менее 1 с выделилась энергия $E \sim 3M_{\odot}c^2 \sim 5 \cdot 10^{54}$ эрг. Большая ее часть ушла на возбуждение гравитационной волны.

В создании установок и проведении экспериментов принимало участие более 1200 физиков и инженеров из ~ 150 университетов и исследовательских центров 20 стран, в том числе и России (так называемая коллаборация LIGO — Lazer Interferometric Gravitational-wave Observatory). В 2017 г. — буквально при первой возможности — трое ключевых участников этого грандиозного проекта — Р. Вайс, Б. Бариш и К. Торн — были удостоены Нобелевской премии (см. Приложение III, с. 522).

Замечательно, что в 2017 г. было зарегистрировано еще три слияния пар черных дыр, с массами соответственно $(14.2 + 7.5)M_{\odot}$ (GW151226, расстояние 440 Мпк, $z=0.09$), $(31.2 + 19.4)M_{\odot}$ (GW170104, расстояние 880 Мпк, $z=0.18$) и $(30.5 + 25.3)M_{\odot}$ (GW170814, расстояние 540 Мпк, $z=0.11$).

В 2017 г. к двум находящимся в США гравитационно–волновым установкам коллаборации LIGO добавилась третья того же типа, на этот раз европейская, расположенная в Италии (коллаборация VIRGO, названная по имени богатого скопления галактик в созвездии Дева, или по-латыни Virgo). Синхронная работа этих трех сильно разнесенных установок позволила локализовать на небе место слияния двух нейтронных звезд, о чем говорилось выше. В ближайшие несколько лет к уже имеющимся гравитационно–волновым установкам должны добавиться еще три — в Индии, Японии и Австралии. Без преувеличения можно сказать, что мы вступаем в новую эру развития астрофизики — радиационно–гравитационную.

2.3. Аксиоматика теории эволюции звезд

В основе теории эволюции звезд лежит несколько совсем простых, вполне естественных предположений. Звезды рождаются из разреженного межзвездного вещества. На это указывает множество разнообразных астрономических фактов, обсуждать которые здесь не место. Жизнь звезды начинается с обособления в массивном межзвездном облаке фрагмента, начинаящего сжиматься под действием самогравитации. С некоторого момента воздействие окружающей среды на такой зародыш звезды становится пренебрежимо малым. Вся дальнейшая жизнь нарождающейся звезды целиком определяется физическими параметрами того фрагмента межзвездного облака, из которого она возникает.

Очевидно, что самогравитация вещества звезды играет во всей ее жизни

важнейшую, можно сказать, главенствующую роль. Поэтому *начальная масса* звезды — ее определяющая характеристика.

Далее, ясно, что важную роль должен играть *химический состав* вещества, из которого звезда формируется. (Правильнее было бы говорить о *ядерном*, а не о *химическом* составе, но по традиционно используемой в астрономии терминологии *химический состав* \equiv *ядерный состав*). Как на начальном этапе, когда происходит быстрое сжатие (коллапс) будущей протозвезды, так и позже, когда уже устанавливается механическое равновесие и охваченная конвекцией протозвезда продолжает сжиматься медленно, гравитационное разделение элементов произойти не может. Поэтому к моменту, когда в звезде начинаются термоядерные реакции, она должна быть химически однородной. Это одно из основных предположений теории строения звезд. Заметим, что возраст звезды принято отсчитывать от момента начала реакций горения водорода (фаза начальной главной последовательности, см. следующий пункт).

Два других важных параметра — угловой момент и напряженность магнитного поля. В стандартной теории эволюции одиночных звезд принимается, что вращения нет, или, точнее, что звезды врачаются настолько медленно, что на их строении и развитии осевое вращение заметно не сказывается. Тем самым формально считается, что у только что родившейся звезды угловой момент равен нулю. Разумность этого предположения подтверждается, например, медленностью осевого вращения Солнца, у которого экваториальная скорость вращения $v_r = 2 \text{ км/с}$ в двести с лишним раз меньше круговой скорости ($v_1 \approx 440 \text{ км/с}$). По-видимому, во многих случаях, в частности, у будущих звезд с $M \lesssim M_\odot$ большая часть начального углового момента фрагмента межзвездного облака, сжимающегося в звезду, переходит в орбитальный угловой момент рождающихся вместе со звездой планет (или второго компонента звездной пары, если возникает двойная звезда). Угловой момент может и просто теряться в процессе рождения звезды, причем важную роль в торможении вращения и вообще в переносе момента, по-видимому, играет магнитное поле.

При сжатии облака с вмороженным в него слабым магнитным полем его напряженность растет, однако не настолько, чтобы стать фактором, заметно влияющим на механическое равновесие звезды. По-видимому, на всех этапах жизни большинства звезд, кроме конечного, магнитное поле не играет в их судьбе определяющей роли. Во всяком случае, таково предположение обычной теории строения и эволюции звезд. В ней принимается, что ролью магнитного поля можно полностью пренебречь. Это, впрочем, не относится к конечному этапу эволюции, когда звезда переходит в ту или иную компактную конфигурацию (белый карлик, нейтронную звезду, черную дыру). В физике этих экзотических объектов магнитные поля играют огромную роль.

Резюмируем сказанное:

Весь жизненный путь одиночной звезды полностью определяется ее начальной массой и исходным химическим составом.

Поскольку у звезд одного типа населения, скажем, у звезд плоской составляющей нашей Галактики, начальный химический состав примерно один и тот же, масса оказывается фактически *единственным* параметром, определяющим различие строения и путей эволюции таких звезд.

„Не слишком богатая теория“ — подумает иной читатель. — „Каково было бы, если бы вся судьба человека целиком определялась тем, сколько младенец весил при рождении...“ Однако с одиночными звездами, похоже, дело обстоит именно так. Никакой иной важной „генетической“ информации, кроме начальной массы и исходного химического состава, у них нет.

Вдумчивый читатель, возможно, заметил, что неявно нами было сделано еще одно допущение: мы предполагали, что пути эволюции звезд устойчивы к малым вариациям начальных данных и влиянию различных малых „внешних“ возмущений, таких как медленное осевое вращение, приливное взаимодействие с достаточно удаленным вторым компонентом звездной пары и т. п.

2.4. Астрономические следствия

Тремя главнейшими глобальными характеристиками звезды являются ее масса M , светимость L и радиус R . Вместо радиуса, который в большинстве случаев непосредственно

измерить нельзя, обычно пользуются другим параметром, который находится из наблюдений гораздо проще и надежнее, — эффективной температурой T_{eff} . По определению, если H — полный поток излучения с единицы поверхности звезды, то полагают $H = \sigma T_{\text{eff}}^4$, где σ — постоянная Стёфана ($\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см²град⁴ с)). Таким образом, эффективная температура — это та температура черного тела, при которой поток с единицы его поверхности равен заданному потоку. Тогда $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$, так что T_{eff} и L однозначно определяют R . Поэтому вместо тройки параметров $\{M, L, R\}$ звезду можно описывать также и набором $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$.

Небольшой комментарий. Даже в очень солидных руководствах по физике звезд можно встретить утверждение, что спектры звезд близки к чернотельным с температурой, равной T_{eff} . Для Солнца и звезд близких к нему спектральных классов это действительно так. Однако у более горячих звезд, с $T_{\text{eff}} \simeq 10\,000$ К, например у Веги, спектр совершенно не похож на планковский. Достаточно сказать, что у звезд класса A основная характерная деталь их спектров — это большой бальмеровский скачок на длине волны $\lambda 3646$ Å.

Согласно изложенному в предыдущем пункте, для звезды с заданным химическим составом значения глобальных параметров $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$ однозначно

определяются начальной массой M_0 и возрастом звезды t , так что

$$M = M(M_0, t), \quad L = L(M_0, t), \quad T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}}(M_0, t).$$

В пространстве с декартовыми координатами $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$ каждой звезде будет соответствовать точка, а совокупности звезд одинакового возраста t — некоторая кривая (*изохроны*). Ее параметрические уравнения даются приведенными только что формулами (параметр — M_0). В частности, в начале ядерной эволюции, когда загорается водород (возраст $t = 0$), мы имеем $M = M_0$, $L = L(M_0, 0)$, $T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}}(M_0, 0)$. Таким образом, все эти звезды (точнее, изображающие их точки) в пространстве $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$ заполняют не какую-то трехмерную область или двумерную поверхность, а лежат на некоторой пространственной кривой — *кривой нулевого возраста*. Проекция этой кривой на плоскость $\{T_{\text{eff}}, L\}$ — это геометрическое место точек, изображающих звезды нулевого возраста на диаграмме Герцшпрунга — Рессела, или *начальная главная последовательность* (по-английски — Zero Age Main Sequence, сокращенно ZAMS). Проекция же кривой нулевого возраста на плоскость $\{M, L\}$ — это зависимость *масса — светимость* для звезд начальной главной последовательности. Далее, поскольку при горении водорода с превращением его в гелий выделяется большая часть всей запасенной в веществе ядерной энергии, следует ожидать, что эта первая фаза ядерной эволюции будет и самой продолжительной. Поэтому большинство звезд должно располагаться вблизи кривой нулевого возраста.

Итак, приняв предположения, сформулированные в предыдущем пункте, мы немедленно приходим к выводу о том, что должна существовать главная последовательность (ГП), а лежащие на ней звезды должны удовлетворять соотношению масса — светимость. Поскольку эти две статистические зависимости между основными глобальными параметрами звезд действительно существуют, это вселяет надежду, что мы на верном пути и сделанных предположений достаточно, чтобы разобраться в физике звезд, по крайней мере на ранних этапах их термоядерной эволюции. Простейшей, а в некотором смысле и важнейшей задачей теории эволюции звезд, можно сказать, ее пробным камнем был расчет кривой нулевого возраста с целью воспроизвести форму и расположение главной последовательности и зависимость масса — светимость. Это удалось сделать без введения каких-либо существенных дополнительных допущений. Этого успеха было вполне достаточно, чтобы начать двигаться дальше. Ведь не могло же быть случайным полное согласие формы и расположения в пространстве $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$ имеющей непростую форму рассчитанной теоретически кривой двойкой кривизны — кривой нулевого возраста — с тем, что реально наблюдается.

Со временем форма кривой в пространстве $\{M, L, T_{\text{eff}}\}$, описывающей звезды одинакового возраста, так называемая *изохрона*, будет меняться. Запасы

ядерной энергии в звезде пропорциональны ее массе, а светимость, то есть темп расходования этой энергии, — грубо говоря, массе в кубе. Поэтому эволюция звезды должна протекать тем быстрее, чем больше ее начальная масса.

2.5. Основной сценарий звездной эволюции

До сих пор речь шла о внешних, непосредственно наблюдаемых проявлениях звездной эволюции, то есть о тех изменениях, которые светимость, радиус и даже масса звезды претерпевают со временем. Теперь мы опишем

в общих чертах то, что происходит внутри звезды и определяет эти внешние изменения.

Рассмотрим для определенности звезду с начальной массой $15M_{\odot}$. Как и у всех звезд достаточно большой массы, сколько-нибудь значительного промежутка времени, когда такая массивная рождающаяся звезда светит за счет кельвиновского сжатия, нет. Почти одновременно с тем, как устанавливается механическое равновесие, начинается и горение водорода. Сначала оно происходит за счет pp-цепочек, однако выделяющейся энергии оказывается недостаточно, чтобы покрывать потери на излучение, и температура в центральных частях звезды продолжает медленно возрастать. Из-за необходимости преодолевать в CN-цикле более высокие кулоновские барьеры, чем для реакций pp-цепочек, скорость энерговыделения в CN-цикле зависит от температуры сильнее, чем для pp-цепочек. В итоге когда температура достигает примерно 18 — 20 млн К, CN-цикл берет верх над pp-цепочками. Рост температуры продолжается до тех пор, пока темп энерговыделения не становится равным темпу потерь на излучение. Это означает, что звезда вступила на главную последовательность.

Из-за очень сильной зависимости скоростей реакций CN-цикла от температуры энерговыделение оказывается сосредоточено в малой области близ центра звезды — там, где температура самая высокая. Поэтому потоки энергии в центральных областях должны быть большими. Энергия, практически равная полной светимости звезды — а для звезд большой массы она очень велика — проносится через поверхность сферы малого радиуса. Одно только излучение не способно перенести такие большие потоки. В газе возникает неустойчивость и развивается конвекция, которая берет на себя перенос большей части энергии. Наличие такого *конвективного ядра* у всех достаточно массивных звезд имеет важные последствия. Выгорание водорода происходит главным образом близ самого центра звезды, но обусловленное конвекцией быстрое перемещивание вещества в пределах всего конвективного ядра приводит к тому, что водородное топливо непрерывно доставляется к месту его интенсивного выгорания, а вся ядерная область, охваченная конвекцией, в каждый данный момент остается химически однородной. В конце концов водород в конвективном ядре

полностью выгорает, и у звезды появляется гелиевое ядро. Температура в нем недостаточна для того, чтобы началось горение гелия. Ядерный источник в центре звезды гаснет. Жизнь звезды на главной последовательности окончена.

Следующий этап — быстрый переход звезды в область красных гигантов.

2.6. Вариации основного сценария

Прежде всего, обсудим те изменения, которые надо внести в описанный сценарий для звезд других масс. Начальные этапы, вплоть до выгорания водорода и образования гелиевого ядра, проходят все звезды (это следует из нашего определения звезды). Что будет происходить после этого, зависит от начальной массы звезды. Перечислим возможные варианты.

1. $M_0 \leqslant 0.8M_\odot$.

Глава II

МЕХАНИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ ЗВЕЗДЫ

... история существования любой звезды — это поистине титаническая борьба между силой гравитации, стремящейся ее неограниченно сжать, и силой газового давления, стремящейся ее распылить, рассеять в окружающем межзвездном пространстве. Многие миллионы и миллиарды лет длится эта „борьба“. В течение этих чудовищно больших сроков силы равны. Но в конце концов, как мы увидим дальше, победа будет за гравитацией. Такова драма эволюции любой звезды.

И. С. Шкловский

Звезды, не являющиеся переменными, находятся в механическом равновесии. Сейчас мы примем это как гипотезу, кажущуюся вполне разумной. По крайней мере со времен Гиппарха, то есть примерно за $2 \cdot 10^3$ лет, звезды заметно не изменились. Это прямой наблюдательный факт, делающий предположение об их механическом равновесии естественным. На самом деле надо еще показать, что нарушение равновесия привело бы к перестройке звезды за время, малое по сравнению с 2000 лет. Как мы вскоре узнаем, это действительно так, а потому *механическое равновесие непеременных звезд* может рассматриваться как *наблюдательный факт*. Доказательство этого и извлечение отсюда следствий — простых, но важных, — и составляет содержание настоящей главы.

В разд. 1 дается элементарный вывод простейшей формы уравнения механического равновесия. Затем показывается, что нарушение равновесия привело бы к очень быстрой перестройке звезды, за время порядка секунд для белых карликов, минут или часов — для звезд ГП и от ~ 1 до $\sim 10^3$ суток для красных гигантов и сверхгигантов. В конце раздела приводятся более общие формы уравнения механического равновесия. В частности, обсуждается равновесие вращающейся звезды. Приводится также уравнение механического равновесия сферически-симметричной звезды согласно общей теории относительности, позволяющее оценить и учесть отклонения поля тяготения от ньютона. В разд. 2 рассматривается теорема вириала — замечательное интегральное соотношение, вытекающее из условия механического равновесия. Обсуждение следствий теоремы вириала для физики звезд служит предметом разд. 3. Даются оценки гравитационной энергии звезд. Кратко обсуждается процесс их медленного гравитационного сжатия, важный не только, а пожалуй, даже не столько как поставщик энергии, сколько как один из главных движущих факторов звездной эволюции. Наконец, на основе теоремы вириала рассматривается вопрос об устойчивости механического равновесия самогравитирующей массы, в частности, выводится критерий гравитационной неустойчивости — отправной пункт теории формирования звезд.

1. УРАВНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКОГО РАВНОВЕСИЯ

1.1. Вывод уравнения гидростатического равновесия

и крупномасштабных магнитных полей. Их роль далеко не всегда мала, однако

Сделаем естественное предположение, что звезда обладает сферической симметрией. Тем самым мы пренебрегаем влиянием трех факторов: осевого вращения, приливных эффектов (если звезда не является одиночной)

начинать нужно, конечно, с простейшего сферически–симметричного случая. Следующий шаг — учет перечисленных трех факторов как малых поправок — позволяет вместе с тем получить количественную оценку точности и области применимости исходного предположения о сферической симметрии. Этим мы сейчас заниматься не будем (см., впрочем, п. 1.7 этого раздела).

Силе *гравитации*, стремящейся сжать звезду, противостоит *давление*, точнее, его градиент. Баланс этих двух сил и определяет механическое равновесие звезды.

Рассмотрим элемент объема $dV = d\sigma dr$ в форме *цилиндра* с осью, направленной по радиусу, который находится на расстоянии r от центра звезды (рис. II.1.1). На него действует направленная к центру сила притяжения δF_G массой M_r , заключенной *внутри* сферы радиуса r , и противоположная ей сила давления δF_P . Масса, сферически–симметрично распределенная *вне* сферы радиуса r , силы тяжести внутри этой сферы, как хорошо известно, не создает (почему это так?). Ясно, что δF_G есть вес dV , то есть произведение ускорения силы тяжести $-GM_r/r^2$ на массу этого элемента ρdV :

$$\delta F_G = - \frac{GM_r}{r^2} \rho dV,$$

где ρ — плотность. Сила δF_P , поддерживающая *цилиндрический* объем dV в равновесии, возникает только из-за разницы в давлениях на его верхнее и нижнее основания, так как радиальная составляющая давления на боковые стенки равна нулю. Пусть dP — приращение давления на dr . Тогда

$$\delta F_P = P d\sigma - (P + dP) d\sigma = - dP d\sigma.$$

Давление P убывает наружу, поэтому dP отрицательно, так что $\delta F_P > 0$.

В состоянии равновесия сила притяжения должна в точности уравновешиваться давлением, так что $\delta F_G + \delta F_P = 0$, или $dP d\sigma = -\rho (GM_r/r^2) d\sigma dr$, откуда окончательно

$$\boxed{\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}.} \quad (1.1)$$

Это есть *уравнение гидростатического равновесия* звезды. Оно является математическим выражением условия механического равновесия самогравитирующей сферически–симметричной массы.

Входящая в уравнение гидростатики величина M_r есть масса внутри сферы радиуса r :

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho r'^2 dr',$$

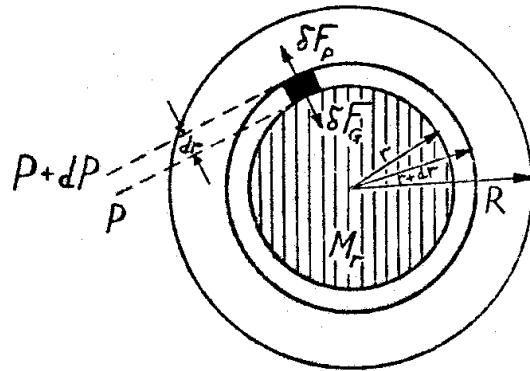


Рис. II.1.1:
К выводу уравнения механического равновесия
сферически-симметричной звезды.

так что

$$\boxed{\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho.} \quad (1.2)$$

Величину M_r иногда называют текущей массой, а по-английски — *shell mass*.

Соотношения (1.1) и (1.2) относятся к числу основных уравнений строения звезд. Они ясно показывают определяющую роль давления в структуре звезды. Эти два уравнения содержат три неизвестные функции: $P = P(r)$, $M_r = M_r(r)$ и $\rho = \rho(r)$. Поэтому для расчета равновесной конфигурации их недостаточно. Давление P есть функция, вообще говоря, двух термодинамических переменных, скажем, плотности ρ и температуры T , определяемая *уравнением состояния* $P = P(\rho, T)$. Привлечение его тоже не замыкает систему уравнений, так как появляется новая неизвестная функция $T = T(r)$. Таким образом, *исследование механического равновесия звезды в общем случае нельзя отделить от изучения ее тепловой структуры*. Полная система уравнений оказывается поэтому сложной, она нелинейна и т. п. Главное орудие ее исследования и решения — численные методы.

Однако для выяснения многих важных общих закономерностей и выработки ясного понимания влияния главных факторов полезно изучить пусть не

такие уж близкие к реальности, многое не учитывающие, но зато достаточно простые модели звезд. Другой способ разобраться в физике звезд — понять, не решая уравнений равновесия, какие ограничения на те или иные параметры звезд эти уравнения накладывают. Это либо соотношения между глобальными характеристиками звезды, такими как ее гравитационная потенциальная энергия, интеграл от давления по объему и т. п., либо некоторые строгие неравенства, позволяющие сделать заключения о физических условиях в недрах звезд. В дальнейшем мы используем все эти возможности. Однако сначала нам нужно доказать, что звезды действительно находятся в механическом равновесии.

1.2. Динамическая шкала времени

В жизни звезды бывают периоды, когда она сжимается или расширяется. Например, на начальных этапах развития, до вступления на ГП, происходит сжатие. Наоборот, при переходе от ГП к стадии красного гиганта радиус звезды увеличивается. Малое число звезд на диаграмме Герцшпрunga – Рессела вне ГП и области гигантов служит прямым наблюдательным свидетельством того, что эти этапы являются сравнительно кратковременными. Как вскоре будет показано, для звезд, не слишком сильно отличающихся по своим свойствам от Солнца, характерное время такой перестройки — порядка 10^7 лет. Применимо ли уравнение гидростатического равновесия вообще, и на таких этапах эволюции в частности? Ответ оказывается положительным. Нарушение гидростатического равновесия, как уже говорилось, должно приводить к изменению структуры звезды за время порядка суток, часов, минут или даже секунд, в зависимости от ее типа. Таким образом, уравнение гидростатического равновесия должно быть применимо всегда, кроме трех случаев: а) быстрое начальное сжатие протозвезд, б) звездные взрывы и в) пульсирующие звезды.

Характерные времена звездных пульсаций (обычно это сутки или часы), которые, понятно, определяются периодом собственных колебаний звезды, могут служить *наблюдательным подтверждением* применимости условия механического равновесия на всех космогонических шкалах времени (10^6 лет и более). *Теоретическое же обоснование* этого состоит в следующем. Если равновесие нарушено, то возникает движение. Оно вызывается силой тяжести, несбалансированной градиентом давления. По второму закону Ньютона имеем тогда

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} - \rho \ddot{r}. \quad (1.3)$$

Слева написано $\partial/\partial r$, а не d/dr , так как теперь $P = P(r, t)$. Второй член в правой части будет пренебрежимо мал по сравнению с первым, пока ускорение \ddot{r} не станет одного порядка с локальным ускорением силы тяжести $g = GM_r/r^2$. Если же эти два члена окажутся сравнимыми по величине, то движение по

своему характеру будет близко к свободному падению вещества в поле силы тяжести звезды.

Итак, существенное нарушение механического равновесия приводит к движениям, происходящим со скоростями, типичными для свободного падения. Характерное время такого движения есть время, необходимое для полного сжатия звезды при отсутствии сил давления, под действием одной только силы тяжести. Это время называют *временем свободного падения* или динамическим временем звезды. Мы будем обозначать его t_G (индекс G — от *Gravitation*).

Получим порядковую оценку времени такого схлопывания звезды. Ее можно найти из соображений размерности. В задаче фигурируют следующие размерные величины, определяющие характер движения: масса звезды M , ее радиус R , наконец, так как движение происходит под действием силы тяготения, то и гравитационная постоянная G . Величину с размерностью силы из этих определяющих параметров можно построить двумя путями: одна характерная сила задачи — сила тяготения GM^2/R^2 , другую по второму закону Ньютона можно представить как [масса] \times [ускорение], или $M \cdot R/t_G^2$. Приравнивая эти два выражения, для t_G находим

$$t_G \approx \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2}.$$

Это, конечно, не точная формула, а лишь порядковая оценка. Безразмерный коэффициент τ , превращающий оценку в строгое равенство, так что

$$t_G = \tau \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2},$$

как можно ожидать, не отличается по порядку от единицы.

Следующее утверждение показывает, что это действительно так: если плотность в звезде не возрастает наружу, а в остальном ее распределение произвольно, то

$$1.57\dots = \frac{\pi}{2} > \tau \geq \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1.11\dots,$$

причем знак равенства соответствует случаю, когда практически вся масса звезды сосредоточена в центре.

Действительно, рассмотрим сначала звезду с $\rho = \text{const}$. Уравнение свободного падения пробной материальной точки с поверхности звезды до центра в „колодец“, прорытый сквозь звезду, получается отбрасыванием члена $\partial P / \partial r$ в общем уравнении движения (1.3):

$$\ddot{r} = -G \frac{M_r}{r^2}.$$

В случае $\rho = \text{const}$, когда $M_r = (4\pi/3)r^3\rho = (M/R^3)r^3$, оно представляет собой уравнение гармонических колебаний:

$$\ddot{r} + \frac{GM}{R^3} r = 0.$$

Время достижения пробной частицей центра звезды есть одна четверть периода этого гармонического колебания, так что

$$t_G = \frac{\pi}{2} \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2}.$$

Итак, для однородного гравитирующего шара безразмерное время свободного падения пробного тела с поверхности до центра равно $\tau = \pi/2 = 1.57$.

Противоположный предельный случай — звезда радиуса R , практически вся масса которой M сосредоточена в центре (*модель Роша*). В этом случае свободное падение можно рассматривать как вырожденный случай кеплеровой задачи, когда материальная точка движется в поле тяготения точечной массы M по „эллипсу“ с большой полуосью $R/2$ и эксцентриситетом $e = 1$. Этот вырожденный эллипс представляет собой отрезок. Время свободного падения есть половина периода обращения по такому „эллипсу“. С другой стороны, по третьему закону Кеплера период обращения по этому „эллипсу“ в $2^{3/2}$ раза меньше периода обращения по круговой орбите радиуса R , составляющего $2\pi(R^3/GM)^{1/2}$. Последнее выражение легко получить, приравнивая силу притяжения центробежной силе при движении по окружности. В результате для безразмерного времени свободного падения τ получаем в этом предельном случае $\tau = \pi/(2\sqrt{2}) \approx 1.11$.

Из физических соображений следует, что для любого монотонно возрастающего к центру распределения плотности безразмерное время τ свободного падения пробного тела в скважину, пробуренную до центра, должно быть заключено между только что найденными крайними значениями (почему?). Мы видим, что величина τ во всех случаях в самом деле близка к единице, и при порядковых оценках — а обычно только они и нужны — можно полагать $\tau = 1$.

Обращает на себя внимание малая чувствительность времени свободного падения к структуре звезды. Значения τ в самых крайних случаях различаются всего в $\sqrt{2}$ раз. Почему это так? Независимо от того, каково распределение плотности в звезде, движение начинается под действием одной и той же силы GM/R^2 (на единицу массы). Поэтому отнимающий много времени начальный разгон происходит примерно одинаковым образом. По мере падения пробного тела в „колодец“ слои, оказывающиеся снаружи, перестают его притягивать, и в этом причина того, почему ход плотности вдоль радиуса оказывается на законе падения. Однако существенные различия в движении появляются только

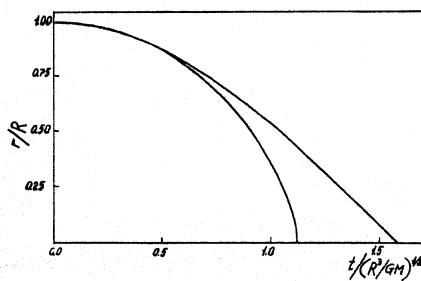


Рис. II.1.2:

Свободное падение пробной частицы в звезде.
Верхняя кривая — модель Роша (вся масса сосредоточена в центре); нижняя кривая — звезда из несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$).

тогда, когда уже достигнута значительная скорость и пройдена заметная часть всего пути (рис. II.1.2).

Приведенное рассуждение в какой-то мере искусственно: мы изучали *падение пробной частицы* в „колодец“, считая все остальное вещество неподвижным, тогда как на самом деле следовало бы рассматривать одновременное *сжатие всей конфигурации*. Естественно предположить, что при таком сжатии наружные слои не обгоняют внутренние. Если это так, то нового рассмотрения нам не потребуется. Очевидно, что каково бы ни было первоначальное распределение плотности вдоль радиуса, время сжатия конфигурации в точку будет в этом случае таким же, как и для модели Роша. Поэтому в дальнейшем мы будем всегда брать $\tau = \pi/(2\sqrt{2})$, то есть полагать

$$t_G = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \left(\frac{R^3}{GM} \right)^{1/2}. \quad (1.4)$$

Выражение для t_G можно записать также в форме

$$t_G = \left(\frac{3\pi}{32} \right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{G\rho}}. \quad (1.5)$$

Как видим, время свободного падения однозначно определяется начальной средней плотностью $\bar{\rho}$.

Если требуется лишь порядковая оценка, как это обычно и бывает, то трудно запоминающийся множитель $(3\pi/32)^{1/2} = 0.543$ можно приближенно заменить на $1/\sqrt{\pi} = 0.564$ и вместо последней формулы пользоваться следующим *приближенным* выражением:

$$t_G \sim \frac{1}{\sqrt{\pi G \rho}} . \quad (1.6)$$

1.3. Гравитационный коллапс в жизни звезд

Может показаться, что обсуждавшееся выше сжатие в режиме свободного падения с отсутствующим давлением — идеализация, далекая от реальности. Это не так. Подобный коллапс играет важную роль в жизни звезд.

Во-первых, он происходит при их рождении. Начальное сжатие межзвездных молекулярных облаков H_2 , в которых рождаются звезды, происходит в режиме, близком к свободному падению. Почему? При сжатии выделяется гравитационная энергия. Если она переходит в энергию теплового движения частиц, то это приводит к росту давления и замедлению сжатия. Однако пока облако прозрачно для собственного излучения, гравитационная энергия, выделяющаяся при сжатии, в основном высвечивается, и поэтому роста давления почти не происходит. Даже когда облако непрозрачно, его коллапс не прекращается, пока не завершится диссоциация молекул H_2 и последующая ионизация атомарного водорода, на что главным образом и расходуется выделяющаяся гравитационная энергия.

Во-вторых, коллапсом ядра звезды завершается термоядерная эволюция всех достаточно массивных звезд (с начальными массами от $10M_\odot$ или около того). В результате термоядерной переработки первоначально водородно-гелиевой смеси в ходе эволюции звезды у нее возникает ядро из имеющихся наибольшую энергию связи на нуклон ядер ^{56}Fe . Дальнейшее выделение ядерной энергии в таком ядре невозможно. Гравитационная же энергия, выделяющаяся при сжатии этого горячего ($T \sim 10^{10}$ К) железного ядра, расходуется главным образом не на нагрев газа, а на выбивание из ядер железа α -частиц при поглощении ими фотонов высокой энергии. При достижении $T \sim 10^{10}$ К такие фотоны появляются в заметном количестве в хвосте теплового планковского излучения, в его виновской области. Процесс фоторасщепления ядер аналогичен обычной фотоионизации, но поглощаемая при этом энергия на шесть порядков превосходит ту, которая требуется для ионизации водорода. Когда идет фоторасщепление ядер железа, гидростатическое равновесие невозможно, так как рост давления при сжатии ядра при этом практически прекращается, и возрастающая сила тяжести оказывается нескомпенсированной медленно расступящим давлением. Начинается коллапс ядра.

Еще одна причина нарушения устойчивости, ведущего к гравитационному коллапсу звезды, — наступающая при высоких плотностях нейтронизация вещества путем обратных β -распадов. Если в звезде электронный газ сильно вырожден, то его давление значительно превосходит давление ионной компоненты газа, и именно оно — давление электронного газа — и противостоит самогравитации. При этом давление почти не зависит от температуры и растет с увеличением плотности. В сильно вырожденном газе электроны занимают все нижние квантовые энергетические состояния вплоть до энергии Ферми, определяемой плотностью. Когда при росте плотности в газе появляются электроны с энергией, достаточной для превращения связанных в ядрах протонов в нейтроны, что происходит при $\rho \sim 10^{10}$ г/см³, этим электронам энергетически выгоднее быть захваченными ядрами, чем, оставаясь свободными, занимать более высокие энергетические состояния. В такой ситуации рост плотности не ведет к росту электронной концентрации, а значит — и давления, так как электроны с энергией, превышающей порог начала нейтронизации, поглощаются ядрами. Возрастающая при сжатии сила тяжести не уравновешивается почти не растущим давлением, и начинается коллапс.

Итак, и начало, и конец гидростатической эволюции звезд сопровождаются коллапсом, происходящим в режиме, близком к свободному падению.

1.4. Обсуждение

Из результата, найденного в п. 1.2, можно извлечь гораздо больше, чем видно на первый взгляд.

Прежде всего заметим, что так как обгона одного слоя падающего вещества другим по предположению не происходит, формулы, аналогичные (1.4) и (1.5), будут иметь место и для времени $t_G(r)$ сжатия в точку любой внутренней сферической части звезды (или лучше сказать — самогравитирующей конфигурации) с $r \leq R$:

$$t_G(r) = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \left(\frac{r^3}{GM_r} \right)^{1/2} = \left(\frac{3\pi}{32} \right)^{1/2} (G\bar{\rho}_r)^{-1/2}, \quad (1.7)$$

где M_r и $\bar{\rho}_r$ — соответственно масса и средняя плотность в шаре радиуса r . Отсюда следует, что при $\rho = \text{const}$ все слои опадают на центр одновременно. Если в первоначальной конфигурации плотность убывает с расстоянием, то и $\bar{\rho}_r$ уменьшается с ростом r . Согласно (1.7), в этом случае внутренние слои должны достигать центра раньше наружных, так что обгона действительно нет. В центре образуется точечная масса, растущая со временем. *Сжатие* при свободном падении происходит, таким образом, *негомологично*, то есть $\rho(r, t)$ нельзя получить из первоначального распределения плотности $\rho(r, 0)$ масштабным преобразованием.

Эти факты чрезвычайно важны для понимания качественных особенностей гидродинамических стадий звездной эволюции, когда механического равновесия нет, в частности, процессов рождения звезд из межзвездных облаков. Разумеется, на самом деле картина гораздо сложнее. Нужно учитывать эффекты давления, влияние ударной волны, образующейся при выпадении вещества на зародыш звезды, сформировавшийся близ центра, и т. п.

Возвращаемся к вопросу о динамическом времени звезды. На него можно взглянуть с другой стороны. Равновесие звезды определяется балансом сил давления и гравитации. Пусть возникло малое возмущение давления. Оно будет распространяться по звезде как звуковая волна. Если изменения в структуре звезды происходят достаточно медленно, так что большая часть вещества движется со скоростями, малыми по сравнению со скоростью звука, то волны давления будут обгонять движущееся вещество и вызывать изменения структуры, компенсирующие начальное возмущение. Волны давления не будут успевать восстановить равновесие только тогда, когда движения в звезде происходят со скоростями порядка скорости звука, а это, как можно показать, движения, близкие к свободному падению. После только что сказанного неудивительно, что периоды собственных колебаний звезд оказываются того же порядка, что и t_G . Ясно, впрочем, что точные их значения, помимо массы и радиуса звезды, должны определяться еще одним безразмерным параметром, характеризующим упругость звездного вещества. Для обычных звезд им служит соответствующим образом усредненный по звезде эффективный показатель адиабаты Γ_1 газа из смеси частиц и фотонов (см. Гл. XI, п. 1.3).

Наконец, последнее замечание. Период обращения спутника, движущегося по круговой орбите непосредственно над поверхностью звезды, равен $4\sqrt{2} t_G$, если t_G определено согласно (1.4). Очевидно, что это есть вместе с тем минимально возможный период осевого вращения недеформируемой звезды — в противном случае на экваторе центробежная сила превысит силу тяжести. Поэтому знание периода осевого вращения P позволяет дать оценку средней плотности объекта. Для недеформируемой звезды, то есть в пренебрежении изменением формы звезды под действием центробежных сил, что, как можно думать, не должно оказаться на порядке величины, из (1.5) находим тогда

$$\bar{\rho} \geq \frac{3\pi}{GP^2},$$

или

$$\omega^2 \leq \frac{4\pi}{3} G \bar{\rho},$$

где $\omega = 2\pi/P$ — угловая скорость вращения. Когда достигается равенство, атмосфера, окружающая нашу идеализированную недеформируемую звезду, улетает с нее. В действительности центробежные силы деформируют звезду,

причем по-разному в зависимости от степени концентрации вещества к центру. С учетом этого численный коэффициент в правой части будет другим. А. Пуанкаре в конце XIX века показал, что при *твёрдотельном* вращении деформируемой звезды с произвольным распределением плотности

$$\omega^2 < 2\pi G \bar{\rho}. \quad (1.8)$$

Доказательство см. в п. 1.7.

Если сделать то или иное дополнительное допущение, то можно, конечно, получить и более сильные ограничения на ω . Так, для твердотельно вращающихся сфероидов Маклорена — фигур равновесия несжимаемой жидкости — имеем $\omega^2 < 0.45\pi G\rho$, причем они устойчивы, лишь если $\omega^2 < 0.37\pi G\rho$. Для модели Роша, то есть для точечной массы, окруженной несжимаемой оболочкой пренебрежимо малой массы, $\omega^2 < 0.72\pi G\bar{\rho}$.

Как видим, наши нестрогие рассуждения (ведь недеформируемая звезда — фикция) дали достаточно хорошую оценку. Для реалистичных моделей звезд коэффициент при $G\bar{\rho}$ в правой части должен быть заключен между $4\pi/3$ (недеформируемая звезда) и 0.72π (модель Роша). Мы в дальнейшем будем принимать его равным π , так что

$$\omega^2 < \pi G \bar{\rho}. \quad (1.9)$$

Перепишем это неравенство в форме

$$\bar{\rho} > \frac{4\pi}{GP^2} = \frac{1.9 \cdot 10^8}{P^2}. \quad (1.10)$$

Применим его к пульсару в Крабе NP 0532. Для него $P = 0.033$ с, и поэтому $\bar{\rho} > 10^{11}$ г/см³, так что это может быть только нейтронная звезда, но никак не белый карлик (для них $\bar{\rho} \sim 10^5 \div 10^7$ г/см³). Предположение о том, что мы имеем здесь дело с пульсациями белого карлика, также не проходит, поскольку при их характерных плотностях периоды колебаний должны быть не менее нескольких секунд. Это также фактически следует из (1.5); подробнее см. следующий пункт. В 1982 г. был открыт пульсар PSR 1937+214=4C 21.53 с периодом $P = 1.558 \cdot 10^{-3}$ с, долгое время являвшимся наименьшим из известных. Для этого пульсара, совершающего 642 оборота в секунду(!), согласно (1.10) должно быть $\bar{\rho} > 0.8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Недавно открыт пульсар, вращающийся еще быстрее — он совершает 716 оборотов в секунду (так что для него $\bar{\rho} > 0.97 \cdot 10^{14}$ г/см³). Есть предположение, что эти пульсары вращаются с угловой скоростью, близкой к критической. Учет эффектов ОТО, которые для пульсаров, вообще говоря, не являются малыми, в данном случае влияет на результат несущественно.

1.5. Динамическое время звезд разных типов

Дадим численные оценки времени свободного падения для объектов разных типов. Выражения (1.4) и (1.5) в числах принимают вид

$$t_G = 4.3 \cdot 10^3 (R^3/M)^{1/2} = \frac{0.54}{\sqrt{G \bar{\rho}}} = \frac{2.1 \cdot 10^3}{\sqrt{\bar{\rho}}}. \quad (1.11)$$

В солнечных единицах $\mathfrak{R} \equiv R/R_\odot$, $\mathfrak{M} \equiv M/M_\odot$ имеем

$$t_G = 1.8 \cdot 10^3 (\mathfrak{R}^3/\mathfrak{M})^{1/2}, \quad (1.12)$$

так что для Солнца время свободного падения составляет около получаса (это полезно помнить). Период основного радиального колебания Солнца по детальным расчетам его моделей оказывается примерно вдвое больше.

Для звезд *главной последовательности* (ГП) зависимость масса–радиус можно аппроксимировать выражением $\mathfrak{R} = \mathfrak{M}^r$ с $r = 1$ при $\mathfrak{M} < 1$ и $r = (2/3 \div 3/4)$ при $\mathfrak{M} > 1$. Поэтому согласно (1.12) время свободного падения должно монотонно расти с массой звезды, хотя и не очень быстро. Оно изменяется от нескольких минут для маломассивных ($\mathfrak{M} \simeq 0.1$) холодных карликов поздних подклассов M до нескольких часов для горячих O–звезд с массами в десятки масс Солнца.

Так как t_G и период собственных колебаний звезды — величины одного порядка, то приведенные числа позволяют составить представление о периодах радиальных колебаний звезд ГП или близких к ним по положению на диаграмме Герцшпрунга – Рессела. Примером пульсирующих переменных, лежащих на ГП, служат переменные типа δ Sct с эффективными температурами ~ 7500 К и периодами порядка часа, близкими, как это и должно быть, к теоретическому часовому периоду основной моды радиальных колебаний Солнца.

Гиганты и сверхгиганты — группа весьма разнородных объектов. Их радиусы заключены в промежутке от примерно $\mathfrak{R} \sim 10$ до $\mathfrak{R} \sim 10^3$, а массы могут быть как малы ($\mathfrak{M} \sim 1$, гиганты II типа населения), так и велики (до десятков M_\odot , сверхгиганты населения I). Соответственно этому, характерные времена движений, возникающих в них при нарушении механического равновесия, должны быть заключены от ~ 10 часов до $2 \div 3$ лет. Как хорошо известно, имеется множество типов переменных звезд с периодами из этого интервала. Переменных же с периодом, скажем, в 10 лет не наблюдается, как это и должно быть.

Обратимся к *белым карликам*. Массы типичных белых карликов близки к массе Солнца (в среднем они $\sim 0.6 M_\odot$, хотя в тесных двойных встречаются белые карлики и заметно меньших масс), а их радиусы примерно на два порядка меньше солнечного. Поэтому согласно (1.12), для типичного белого карлика t_G

составляет всего несколько секунд. Такого же порядка должны быть и периоды радиальных колебаний белых карликов. Согласно (1.12) они тем больше, чем меньше масса белого карлика, так как радиусы белых карликов с ростом массы убывают (см. Гл. X). Расчеты ряда авторов, хорошо согласующиеся между собой, дают значения периодов радиальных колебаний белых карликов около 20, 10 и 4 секунд при $\mathfrak{M} = 0.4; 0.8$ и 1.2 соответственно. Переменность с периодами в десятки секунд обнаружена у белых карликов малых масс — бывших новых, входящих в состав тесных двойных систем. Типичный пример — DQ Her (бывшая Новая Геркулеса 1934), показывающая колебания блеска с периодом 71 с и амплитудой $\sim 0.1^m$. Впрочем, здесь, по-видимому, мы имеем дело не с радиальными колебаниями самого белого карлика, а с более сложными колебательными явлениями, происходящими в его аккреционном диске. Обнаружены также переменные белые карлики с гораздо большими периодами, доходящими до $\sim 10^3$ с. Ряд фактов, в частности мультипериодичность, указывает на то, что это пульсации, а не вращение. Ясно, однако, что это не могут быть радиальные колебания в основной моде — периоды слишком велики для этого. Здесь наблюдаются нерадиальные колебания. Простые статистические оценки показывают, что число пульсирующих белых карликов в Галактике должно быть очень велико. По-видимому, это самые распространенные в природе переменные звезды.

???

Заканчиваем наше несколько ушедшее в сторону обсуждение. Не правда ли, поистине замечательные выводы позволили сделать простейшая оценка характерного динамического времени, фактически следующая просто из размерностей.

1.6. Гидростатика звезды как частный случай ее гидродинамики

Обсуждавшееся до сих пор уравнение механического равновесия (1.1) является частным случаем общего гидродинамического уравнения движения, выражающего закон сохранения импульса. В эйлеровых переменных оно имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \varphi + \mathbf{F}, \quad (1.13)$$

где $\mathbf{v} = \mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ — скорость движения вещества в фиксированной точке \mathbf{r} в момент t , φ — гравитационный потенциал собственного поля тяготения звезды, \mathbf{F} — равнодействующая сил, приложенных к единице массы движущегося вещества („жидкости“), которые отличны от градиента давления и силы тяжести, создаваемой самой рассматриваемой звездой. Эти силы включают, в частности, вязкость, магнитные силы, во вращающихся звездах — центробежную и кориолисову силы, в двойных — силу тяготения, создаваемую спутником,

и т. д. Выражение, стоящее в (1.13) слева, есть полная, или субстанциальная производная $d\mathbf{v}/dt$, в правой же части стоит равнодействующая всех сил, приложенных к единице массы. Таким образом, (1.13) — это просто второй закон Ньютона, записанный для единицы массы движущейся жидкости.

Входящий в уравнение движения (1.13) гравитационный потенциал φ связан с плотностью уравнением Пуассона — основным уравнением теории потенциала:

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho, \quad (1.14)$$

где Δ — оператор Лапласа. Вместо уравнения Пуассона иногда удобнее пользоваться интегральным представлением потенциала через плотность:

$$\varphi = -G \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV', \quad (1.15)$$

где интегрирование идет по всему объему звезды.

Уравнения (1.13) — (1.14) следует решать совместно с уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1.16)$$

выражающим закон сохранения массы. Чтобы замкнуть систему, надо привлечь еще два уравнения — уравнение энергии и уравнение состояния. Приводить их здесь мы не будем, поскольку наша цель состоит сейчас не в обсуждении общих уравнений звездной гидродинамики, а в первую очередь в том, чтобы показать, частным случаем каких более общих уравнений является рассматривавшееся выше простейшее уравнение механического равновесия (1.1).

Итак, убедимся, что (1.1) — это действительно частный случай (1.13) — (1.14). При отсутствии макроскопических движений ($\mathbf{v} = \mathbf{0}$) и внешних полей ($\mathbf{F} = \mathbf{0}$) уравнение движения (1.13) переходит в уравнение гидростатики

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla\varphi. \quad (1.17)$$

Если, далее, имеется сферическая симметрия, то $P = P(r)$, $\varphi = \varphi(r)$, где $r = |\mathbf{r}|$ — расстояние от центра симметрии, и (1.17) записывается в форме

$$\frac{dP}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r} = -\rho \frac{d\varphi}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r},$$

откуда

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{d\varphi}{dr}. \quad (1.18)$$

Уравнение Пуассона (1.14) принимает вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi G \rho. \quad (1.19)$$

Из (1.19) имеем

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{4\pi G}{r^2} \int_0^r \rho(r') r'^2 dr', \quad (1.20)$$

или

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{GM_r}{r^2}.$$

Подстановка последнего выражения в уравнение гидростатического равновесия (1.18) приводит его к виду (1.1).

Заметим, что для потенциала в сферически-симметричной звезде из (1.20) легко найти следующее выражение ($r \leq R$):

$$\varphi(r) = -\frac{4\pi G}{r} \int_0^r \rho r'^2 dr' - 4\pi G \int_r^R \rho r' dr', \quad (1.21)$$

или, при учете (1.2),

$$\varphi(r) = -\frac{GM_r}{r} - \int_{M_r}^M \frac{G dM_{r'}}{r'}. \quad (1.22)$$

Каков физический смысл каждого из членов в правой части этой формулы? Воспользовавшись предположением о сферической симметрии, получите (1.21) также из (1.15).

1.7. Равновесие вращающейся звезды

Рассмотрим теперь механическое равновесие одиночной немагнитной звезды, *твёрдотельно* вращающейся с постоянной угловой скоростью ω и обладающей цилиндрической симметрией относительно оси вращения.

Пусть r_1 — расстояние произвольной точки звезды от оси вращения, которую мы примем за ось z . К силе тяжести $-\nabla \varphi$ в этом случае добавляется направленная от оси вращения центробежная сила $\omega^2 \mathbf{r}_1$, где \mathbf{r}_1 — вектор, лежащий в плоскости, перпендикулярной к оси вращения и соединяющий эту ось и рассматриваемую точку (так что $r_1 = |\mathbf{r}_1|$). Условие равновесия вместо (1.17) принимает поэтому вид

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \varphi + \omega^2 \mathbf{r}_1. \quad (1.23)$$

Так как по симметрии задачи все величины могут зависеть лишь от z и r_1 , то векторное уравнение (1.23) эквивалентно двум скалярным

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r_1} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial r_1} + \omega^2 r_1, \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} &= -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \end{aligned} \quad (1.23a)$$

которые по-прежнему должны решаться совместно с уравнением Пуассона (1.14).

На первый взгляд кажется, что замена сферической симметрии на цилиндрическую, обусловленная вращением, ведет к тому, что P , ρ и φ становятся функциями двух переменных — r_1 и z . В действительности положение все же немного проще. При твердотельном вращении центробежная сила, очевидно, обладает потенциалом (индекс R — от *Rotation*)

$$\varphi_R = -\frac{\omega^2}{2} r_1^2. \quad (1.24)$$

Поэтому, если ввести полный, или эффективный потенциал $\tilde{\varphi}$ — сумму гравитационного потенциала и потенциала центробежной силы:

$$\tilde{\varphi} \equiv \varphi + \varphi_R, \quad (1.25)$$

то (1.23) перепишется в виде

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \tilde{\varphi}. \quad (1.26)$$

Согласно определению градиента, ∇P в любой точке направлен по нормали к проходящей через эту точку поверхности $P = \text{const}$ (изобарическая поверхность), а $\nabla \tilde{\varphi}$ — по нормали к поверхности $\tilde{\varphi} = \text{const}$ (эквипотенциальная, или уровенная поверхность). Поскольку согласно (1.26) градиент давления всюду антипараллелен градиенту потенциала, то в произвольной точке изобарическая и эквипотенциальная поверхности, проходящие через нее, должны касаться друг друга. Ясно, что так может быть только тогда, когда семейства поверхностей $P = \text{const}$ и $\tilde{\varphi} = \text{const}$ совпадают. Поэтому на любой уровенной поверхности давление постоянно, а значит, оно является функцией одной переменной — полного потенциала $\tilde{\varphi}$:

$$P = P(\tilde{\varphi}). \quad (1.27)$$

Далее, согласно последней формуле $\nabla P = (dP/d\tilde{\varphi}) \nabla \tilde{\varphi}$, что по подстановке в (1.26) приводит уравнение равновесия к виду

$$\frac{dP}{d\tilde{\varphi}} = -\rho. \quad (1.28)$$

Поскольку, как следует из (1.27), $dP/d\tilde{\varphi}$ зависит только от $\tilde{\varphi}$, то отсюда видно, что плотность также должна быть функцией лишь $\tilde{\varphi}$:

$$\rho = \rho(\tilde{\varphi}). \quad (1.29)$$

Получите этот результат непосредственно из уравнения равновесия (1.26), показав, что $\nabla \rho$ и $\nabla \tilde{\varphi}$ коллинеарны.

Таким образом, в равновесной твердотельно вращающейся звезде давление и плотность (а потому, в силу уравнения состояния, также и температура) являются функциями *одной* переменной — полного потенциала $\tilde{\varphi}$. Сам же этот потенциал зависит, разумеется, от *двух* переменных, например, расстояния от оси вращения r_1 и расстояния от плоскости экватора $|z|$. Часто вместо цилиндрических координат r_1 , z используют сферические координаты r — расстояние от центра и $\mu \equiv \cos \theta$, где θ — полярный угол, отсчитываемый от оси вращения. Понятно, что возможен и такой подход: считать, что потенциал, давление и температура являются функциями *одной* только плотности, ее же рассматривать как функцию двух переменных — (r_1, z) или (r, μ) .

Доказанные только что факты играют существенную роль в теории вращающихся звезд. Эти результаты остаются в силе и в общем случае дифференциального вращения с $\omega = \omega(r_1)$, см. Упр. 5, с. 99. Они лежат в основе большинства методов расчета моделей вращающихся звезд.

В заключение покажем, что угловая скорость звезды, вращающейся как твердое тело, ограничена сверху (так называемый *предел Пуанкаре*, уже упоминавшийся в п. 1.4):

$$\omega^2 < 2\pi G \bar{\rho}, \quad (1.30)$$

где $\bar{\rho}$ — средняя плотность звезды. Применим к (1.25) оператор Лапласа. Так как в цилиндрических координатах он имеет вид

$$\Delta = \frac{1}{r_1} \frac{\partial}{\partial r_1} \left(r_1 \frac{\partial}{\partial r_1} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{r_1^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2},$$

где ϕ — азимутальный угол, то в силу (1.24) имеем $\Delta \varphi_r = -2\omega^2$, тогда как $\Delta \varphi$, согласно уравнению Пуассона (1.14), равно $4\pi G\rho$. Поэтому

$$\Delta \tilde{\varphi} = 4\pi G\rho - 2\omega^2.$$

Проинтегрируем это равенство по всему объему звезды V . Поскольку

$$\int_V \Delta \tilde{\varphi} dV = \int_V \operatorname{div} \operatorname{grad} \tilde{\varphi} dV = \int_S \operatorname{grad} \tilde{\varphi} d\mathbf{S},$$

где S — поверхность звезды, $d\mathbf{S}$ — ориентированный элемент этой поверхности, то в результате получим

$$\int_S \operatorname{grad} \tilde{\varphi} d\mathbf{S} = 4\pi GM - 2\omega^2 V.$$

Если звезда находится в равновесии, то эффективная сила тяжести $\mathbf{g} = -\operatorname{grad} \tilde{\varphi}$ в любой точке ее поверхности должна быть направлена внутрь. Поэтому $\operatorname{grad} \tilde{\varphi} d\mathbf{S} > 0$, так что интеграл в левой части последней формулы положителен, а значит, $4\pi GM - 2\omega^2 V > 0$, что и дает (1.30).

1.8. Уравнение равновесия звезды в ОТО

Гравитационные поля звезд гораздо сильнее земного. Так, ускорение силы тяжести на поверхности Солнца $GM_{\odot}/R_{\odot}^2 \simeq 3 \cdot 10^4$ см/с², то есть примерно в 30 раз больше земных 10 м/с².

Скорость убегания с его поверхности $v_e \simeq 600$ км/с, что также существенно больше второй космической скорости для Земли (11 км/с). Такого же порядка ($500 \div 1000$ км/с) скорости убегания v_e и у всех звезд ГП. Впрочем, земное гравитационное поле, являющееся для человека естественной единицей измерения — об этом позаботилась биологическая эволюция, — для природы в астрономическом масштабе ничем не выделено. Поэтому оно не может служить подходящим эталоном при измерении гравитационных полей. Естественный стандарт доставляет скорость света c . Если $v_e \ll c$, то гравитационное поле на поверхности звезды следует считать слабым, при $v_e \sim c$ — сильным. В первом случае применимо классическое ньютонаовское описание поля тяготения, во втором необходимо пользоваться эйнштейновской общей теорией относительности (ОТО).

Согласно закону сохранения энергии, в нерелятивистском случае

$$\frac{v_e^2}{2} = \frac{GM}{R}. \quad (1.31)$$

Поэтому скорость убегания — прямая мера гравитационного потенциала на поверхности. Теперь понятно, что за меру того, сколь сильным является гравитационное поле в произвольной точке, естественно принять значение безразмерного отношения $|\varphi|/c^2$, где φ — потенциал. Оказывается, что внутри звезды потенциал по порядку величины не отличается от его значения на поверхности. Это показывают расчеты моделей звезд, как обычных, так и компактных.

Поэтому если $GM/R \ll c^2$, то гравитационное поле можно считать слабым по всей звезде. Иначе это можно сформулировать так. Обозначим через R_G радиус тела массы M , при котором скорость убегания с его поверхности, рассчитанная по классической формуле (1.31), равна скорости света:

$$R_G = \frac{2GM}{c^2}, \quad (1.32)$$

или в числах $R_G = 3\mathfrak{M}$ км. Соответствующая средняя плотность

$$\bar{\rho}_G = \frac{M}{(4\pi/3)R_G^3} = \frac{2 \cdot 10^{16}}{\mathfrak{M}^2} \text{ г/см}^3.$$

Величину R_G называют *гравитационным, или шварцшильдовским радиусом* массы M . Если реальный радиус тела $R \gg R_G$, его гравитационное поле слабое, если же $R \sim R_G$, или $\bar{\rho} \sim \bar{\rho}_G$, оно сильное.

Из последней формулы видно, что объекты обычных звездных масс ($\mathfrak{M} \lesssim 10^2$) могут иметь сильные гравитационные поля лишь при колоссальных средних плотностях. Только нейтронные звезды столь компактны, что обладают действительно сильными гравитационными полями: $|\varphi| \sim 0.1 c^2$ на поверхности. Нейтронные звезды являются, таким образом, существенно релятивистскими объектами, и как следует понять их природу можно лишь на основе ОТО. К сожалению, дело осложняется тем, что свойства вещества очень высокой плотности известны плохо и надежных данных о его уравнении состояния нет.

Согласно приведенному критерию, для белых карликов эффекты ОТО должны быть малы. На самом деле это не совсем так. Когда масса белого карлика близка к предельно допустимой для них, звезда находится близ границы устойчивости, и поэтому малые эффекты могут вызвать нарушение равновесия. В этом случае учет даже небольших отклонений поля тяготения от ньютона становится необходимым.

Утверждая, что в пределах всей звезды потенциал того же порядка, что и на ее поверхности, мы были не вполне точны. Для красных гигантов это не так. У них потенциал близ центра по порядку отличается от потенциала на поверхности. Поэтому значения GM/R , которые для красных гигантов очень малы, не характеризуют звезду в целом. Потенциал близ центра красного гиганта обычно порядка потенциала на поверхности типичного белого карлика. Хотя он (по абсолютной величине) гораздо больше GM/R , релятивистские эффекты для красных гигантов все же почти всегда можно не учитывать. Что же касается звезд ГП и близких к ним по положению на диаграмме ГР, то здесь поправки на ОТО не играют практически никакой роли.

Следует ясно понимать, что релятивистский объект отнюдь не обязательно должен иметь высокую плотность. Это так только для тел звездной массы. Объект же, скажем, с $\mathfrak{M} \sim 3 \cdot 10^9$ (как в ядре галактики M87) создает сильное гравитационное поле при весьма скромной средней плотности $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ г/см³ — почти как у воздуха!

Релятивистское уравнение гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды известно как *уравнение Толмена – Оппенгеймера – Волкова*. Оно имеет вид

$$\frac{dP}{dr} = -G \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{\left(M_r + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2} \right)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2 r} \right)}, \quad (1.33)$$

где

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho r'^2 dr'. \quad (1.34)$$

Для слабых гравитационных полей, удерживая в (1.33) лишь члены порядка не выше $1/c^2$, получаем

$$\frac{dP}{dr} = -G\rho \frac{M_r}{r^2} \left(1 + \frac{P}{c^2\rho} + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2 M_r} + \frac{2GM_r}{c^2 r} \right). \quad (1.35)$$

Это есть уравнение механического равновесия в *постニュтонаовском приближении*.

Вывод уравнения (1.33) не входит в нашу задачу, однако некоторые комментарии необходимы. Прежде всего подчеркнем, что здесь радиальная переменная r не есть евклидово расстояние от центра. Согласно основной идеи ОТО, наличие массы изменяет геометрию пространства и течение времени. В сферически-симметричном случае кривизна пространства и замедление хода времени должны, очевидно, зависеть только от расстояния от центра симметрии. Радиальная координата r вводится таким образом, что длина окружности с центром при $r = 0$ равна $2\pi r$. Иначе говоря, r по определению есть радиус кривизны поверхности трехмерной сферы площади $4\pi r^2$. Однако из-за кривизны пространства объем соответствующего шара отличен от $(4\pi/3)r^3$ и составляет

$$4\pi \int_0^r \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2 r} \right)^{-1/2} r^2 dr.$$

Величина M_r , даваемая (1.34), есть релятивистский аналог массы–энергии внутри трехмерной сферы радиуса r . В частности, величина

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr, \quad (1.36)$$

где R — радиус конфигурации, определяемый условием $\rho(R) = 0$, есть масса объекта, измеряемая по его полу тяготения удаленным наблюдателем. Она не равна суммарной массе покоя всех слагающих звезды частиц. Пусть N — концентрация барионов, μ_0 — средняя масса покоя на один барион. Так как объем шарового слоя толщиной dr в рассматриваемом случае равен $4\pi r^2 (1 - 2GM_r/(c^2r))^{-1/2} dr$, то полная масса покоя

$$M_0 = 4\pi \int_0^R \mu_0 N \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2r}\right)^{-1/2} r^2 dr. \quad (1.37)$$

Разность $M_0 - M$ известна как *гравитационный дефект массы* конфигурации.

Эти результаты — следствие эйнштейновских уравнений гравитационного поля для статического сферически-симметричного случая. Геометрия пространства — времени может быть описана при этом линейным элементом

$$ds^2 = e^{2\Phi} c^2 dt^2 - e^{2\Lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (1.38)$$

Множитель $e^{2\Phi}$ описывает замедление хода времени в гравитационном поле, $e^{2\Lambda}$ — кривизну пространства. Для статического сферически-симметричного поля, очевидно, $\Phi = \Phi(r)$ и $\Lambda = \Lambda(r)$. Оказывается, что

$$e^\Lambda = \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2r}\right)^{-1/2}, \quad (1.39)$$

а Φ определяется уравнением

$$c^2 \frac{d\Phi}{dr} = G \frac{\left(M_r + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2}\right)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2r}\right)}, \quad (1.40)$$

так что релятивистское уравнение гидростатики можно записать также в форме

$$\frac{dP}{dr} = - \left(\rho + \frac{P}{c^2}\right) c^2 \frac{d\Phi}{dr}. \quad (1.41)$$

Величина $c^2\Phi(r)$ играет роль гравитационного потенциала. Помимо механического равновесия, ею определяется и гравитационное красное смещение фотона, испускаемого на r , при его наблюдении на бесконечности (не ограничивая общности, можно считать $\Phi(\infty) = 0$).

Выражение (1.38) для линейного элемента применимо как внутри, так и вне тела. Так как $\rho = 0$, $P = 0$ и $M_r = M$ при $r > R$, то (1.39) и (1.40) дают

$$e^\Lambda = e^{-\Phi} = \left(1 - \frac{2GM}{c^2r}\right)^{-1/2}, \quad r > R, \quad (1.42)$$

и вне тела (1.38) принимает вид метрики Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2r}\right)c^2dt^2 - \frac{dr^2}{1 - \frac{2GM}{c^2r}} - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (1.43)$$

Из этого выражения видно, что значение $r = 2GM/c^2 \equiv R_G$ является выделенным: коэффициент при dt^2 меняет знак, а при dr^2 — к тому же терпит разрыв. Частица, свободно падающая в радиальном направлении из бесконечности в центрально-симметричном гравитационном поле, описываемом метрикой Шварцшильда (1.43), при $r = R_G$ приобретает скорость, равную c . Этот строгий результат в точности совпадает с тем, что дал нам классический интеграл энергии (1.31) при бездумной подстановке в него $v_e = c$ (то есть вне области его применимости). Это не более чем совпадение. Из классики можно было надеяться получить лишь правильную порядковую оценку $R_G \sim GM/c^2$. То, что на самом деле верным оказался и коэффициент, — дело случая.

В чем качественные отличия гидростатики звезды по Ньютону и по Эйнштейну? Для удобства сопоставления выпишем соответствующие уравнения рядом:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}, \quad (\text{H})$$

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2} \left(1 + \frac{P}{c^2\rho}\right) \frac{\left(1 + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2 M_r}\right)}{\left(1 - \frac{2GM_r}{c^2r}\right)}. \quad (\mathcal{E})$$

Классическое уравнение равновесия *само по себе* не накладывает ограничений на массу и радиус конфигурации, в ОТО же это не так. Как видно из (Э), равновесие возможно лишь при $r > R_G$. В противном случае в наружных частях конфигурации было бы $dP/dr > 0$, что несовместимо со статикой. Далее, видно, что при одинаковых ρ , P и M_r значения $|dP/dr|$ в релятивистском случае *больше*, чем в ньютоновском: в числителе в правой части (Э) в обеих круглых скобках появились дополнительные положительные слагаемые (давление в ОТО не только „давит”, но и „весит”), знаменатель же из-за множителя $(1 - 2GM_r/(c^2r))$ уменьшился. Итак, гравитация в статическом сферическом теле согласно теории относительности оказывается сильнее, чем по ньютоновской теории. Проявлением этого служит, в частности, уменьшение предельной массы белых карликов из-за учета эффектов ОТО (см. Гл. X, разд. 4, с. 466).

2. ТЕОРЕМА ВИРИАЛА

2.1. Гравитационная энергия звезды

Теорема вириала — это замечательное своей простотой и общностью соотношение между гравитационной энергией связи конфигурации и ее внутренней энергией, являющееся прямым следствием условия механического равновесия. В комбинации с законом сохранения энергии и принципом Паули теорема вириала позволяет в общих чертах понять, каковы должны быть основные этапы в жизни звезды.

Теорема вириала широко используется также в галактической и внегалактической астрономии. Это одно из очень важных и часто применяемых в сего-дняшней астрофизике соотношений, такая же простая и безотказная рабочая лошадка как третий закон Кеплера, формула эффекта Доплера и т. п. Поэтому мы обсудим теорему вириала довольно подробно. Сначала рассматривается вопрос о нахождении гравитационной энергии звезды. Далее для простейших случаев приводятся два вывода теоремы вириала, внешне очень разных. Затем даются более общие формы теоремы вириала, позволяющие учесть макроскопические движения, влияние крупномасштабных магнитных полей и др.

Переходим к нахождению гравитационной энергии связи звезды E_G , то есть энергии, которую надо затратить, чтобы полностью рассеять составляющее звезду вещество, удалив его на бесконечность. Это один из важнейших глобальных параметров звезды. Мы получим для E_G два выражения — одно общее, годное при произвольном распределении вещества, и второе — частное, справедливое при сферической симметрии.

Энергия гравитационного взаимодействия точечных масс m_i и m_j („частиц“), находящихся на расстоянии r_{ij} , равна $-Gm_i m_j / r_{ij}$. Знак минус стоит потому, что при удалении частиц энергия не выделяется, а затрачивается. Для системы частиц

$$E_G = -\frac{1}{2} G \sum'_{i,j} \frac{m_i m_j}{r_{ij}},$$

где суммирование идет по всем i, j , а штрих у знака суммы означает, что $i \neq j$. Множитель $1/2$ появляется из-за того, что при таком суммировании энергия взаимодействия каждой пары частиц учитывается дважды. Обозначив

$$\varphi_i = -G \sum_j \frac{m_j}{r_{ij}},$$

можем переписать выражение для E_G в виде

$$E_G = \frac{1}{2} \sum_i m_i \varphi_i.$$

Величина φ_i есть, очевидно, гравитационный потенциал в месте расположения i -ой частицы, создаваемый всеми остальными массами.

Если вещество распределено непрерывно, то суммирование заменяется интегрированием, причем под „частицей“ теперь следует понимать массу ρdV , заключенную в элементарном объеме dV . Поэтому

$$E_G = \frac{1}{2} \int_V \varphi \rho dV,$$

(2.1)

где интегрирование идет по всему объему, содержащему вещество. Эта формула справедлива при *произвольном* распределении вещества.

Отметим, что наряду с (2.1) для E_G имеется также и другое представление, а именно

$$E_G = - \int_V (\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi) \rho dV. \quad (2.1')$$

Сейчас оно нам не понадобится, и потому пока мы ограничиваемся лишь его упоминанием. Вывод см. в п. 2.5, где оно используется.

Если имеется *сферическая симметрия*, то $\rho dV = \rho 4\pi r^2 dr = dM_r$, и поэтому (2.1) принимает вид

$$E_G = \frac{1}{2} \int_0^M \varphi dM_r.$$

Интегрируя по частям и учитывая, что в рассматриваемом случае $d\varphi/dr = GM_r/r^2$, легко получить, что (проверить!)

$$E_G = - \frac{GM^2}{2R} - \int_0^R \frac{GM_r^2}{2r^2} dr,$$

где M и R — масса и радиус конфигурации. Отсюда после еще одного интегрирования по частям окончательно находим

$$E_G = - \int_0^M \frac{GM_r}{r} dM_r. \quad (2.2)$$

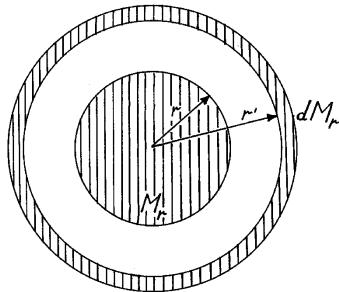


Рис. II.2.1:
К вычислению гравитационной энергии
сферически-симметричной звезды.

Убедитесь, что выражение (2.2) есть частный случай (2.1'), соответствующий сферической симметрии. Проверьте также, что (2.2) можно получить подстановкой в (2.1) явного выражения (1.21) для φ через ρ .

Формулу (2.2) легко вывести и непосредственно из физических соображений. Удаляем вещества со звезды слой за слоем. Тогда на некотором этапе будем иметь звезду радиуса r и массы M_r , от которой отделен слой массы dM_r , находящийся на расстоянии r' от центра звезды (Рис. II.2.1).

На единицу массы в этом шаровом слое действует сила притяжения GM_r/r'^2 , и поэтому для смещения слоя на dr' надо совершить работу $(GM_r dM_r/r'^2) dr'$. Энергия, необходимая для перемещения массы dM_r с поверхности на бесконечность, равна, таким образом,

$$-dE_G = GM_r dM_r \int_r^\infty \frac{dr'}{r'^2} = \frac{GM_r}{r} dM_r.$$

Суммируя работу по последовательному удалению всех слоев, составляющих звезду, приходим к (2.2).

При сжатии массы M в звезду радиуса R выделяется энергия $|E_G|$, определяемая (2.2). Эта энергия частично идет на нагрев звезды, частично же расходуется на излучение. Оценим ее. Вводя безразмерные переменные — долю массы $q \equiv M_r/M$ и долю радиуса $x \equiv r/R$, можем переписать (2.2) в виде

$$E_G = -\omega \frac{GM^2}{R}, \quad (2.3)$$

где ω — безразмерный структурный множитель, определяемый ходом плотности в звезде:

$$\omega = \int_0^1 \frac{q dq}{x} .$$

Внимание! Та же буква ω используется нами для обозначения угловой скорости вращения звезды (см., например, п.п. 1.4 и 1.7).

Для оценки ω заметим, что так как $x = r/R \leq 1$, то $\omega \geq \int_0^1 q dq = 1/2$. Знак равенства соответствует нереальной модели звезды в виде пустотелой тонкой тяжелой сферической оболочки радиуса R . Для однородного шара $M_r = (4\pi/3) r^3 \rho = x^3 M$, и E_G легко вычисляется, что дает $\omega = 3/5$. Очевидно, что когда плотность растет к центру, как это на самом деле обычно и есть, то $\omega > 3/5$. Действительно, чтобы получить такое распределение плотности из однородного, надо часть вещества с периферии перенести ближе к центру, что будет сопровождаться выделением дополнительной гравитационной энергии. Так как M и R считаются при этом фиксированными, то ω должно возрастать.

В столь сильно различающихся по распределению массы моделях, как „мяч“ с тонкими тяжелыми стенками и однородный шар, значения ω оказываются, таким образом, очень близки: $\omega = 0.5$ и 0.6 , соответственно. В обоих случаях они не сильно отличаются от единицы.

Проверьте, что линейному падению плотности $\rho = \rho_c (1 - r/R)$ отвечает $\omega = 26/35 = 0.74$.

Можно думать, что и для более реалистичных моделей, у которых плотность возрастает к центру довольно быстро, ω все же будет порядка единицы. И действительно, если в звезде $P \propto \rho^{1+1/n}$ — в этом случае говорят, что звезда есть политропа индекса n , — то, как будет показано в п. IV.2.1 (с. 181), $\omega = 3/(5 - n)$. Звезды главной последовательности по своему строению близки к политропам с n от 1.5 до примерно 3.5. Соответственно этому, для них значения ω заключены в интервале от ~ 0.9 до 2. Это иллюстрируется Рис. II.2.2, дающим ω для моделей химически однородных звезд различных масс (расчеты В.Б. Ильина, Астрономический институт СПбГУ; химический состав: $X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$). Видно, что из всех звезд начальной главной последовательности наибольшими значениями ω , а значит, и наибольшей концентрацией вещества к центру обладают звезды с массами, близкими к солнечной, точнее, раза в полтора — два большими M_\odot .

Полезно знать также значение ω для Солнца в его нынешнем состоянии, когда оно прожило на ГП уже около половины отпущенного ему срока:

$$\omega_\odot = 1.62 .$$

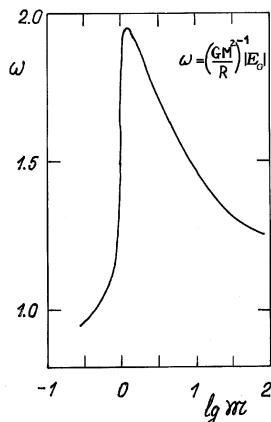


Рис. II.2.2:

Безразмерная гравитационная потенциальная энергия химически однородных звезд разных масс ($X=0.70$, $Y=0.27$, $Z=0.03$).

Это значение рассчитано нами по сравнительно недавней (2000 г.) модели сего-дняшнего Солнца (J.N. Bahcall et al., <http://www.sns.ias.edu/~jnb>). Значению E_G для современного Солнца, приводимому в третьем издании стандартного справочника К. Аллена „Астрофизические величины“ (М.: Мир, 1977), соответствует $\omega_\odot = 1.7$.

Обсуждение численных значений E_G для звезд разных типов и их изменений в ходе звездной эволюции мы отложим до п. 3.2.

2.2. Вывод теоремы вириала из условия гидростатического равновесия

Получим теперь соотношение, выражающее теорему вириала для простейшего случая сферически-симметричной нормальной звезды. Исходим из уравнения механического равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}$$

и уравнения, определяющего M_r :

$$\frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho .$$

Перемножив их крест-накрест и домножив результат на r , получим

$$4\pi r^3 dP = - G \frac{M_r dM_r}{r} ,$$

или

$$3V dP = dE_G ,$$

где обозначено $V = (4\pi/3)r^3$, $dE_G = - GM_r dM_r / r$. Проинтегрируем это равенство по всей звезде. Согласно (2.2), интеграл от dE_G есть гравитационная энергия звезды E_G . Левую часть преобразуем интегрированием по частям. С учетом того, что в центре звезды $V = 0$, а на поверхности $P = 0$, окончательно находим

$$E_G + 3 \int P dV = 0 , \quad (2.4)$$

где интегрирование идет по всему объему звезды. Это соотношение и выражает теорему вириала для сферически-симметричной звезды, находящейся в механическом равновесии. Поскольку $dM_r = \rho dV$, его можно записать также в форме

$$E_G = - 3 \int_0^M \frac{P}{\rho} dM_r . \quad (2.4')$$

По определению нормальной звезды, давление в ней создается идеальным невырожденным нерелятивистским газом. Поэтому $P = NkT$, где N — концентрация частиц. В звездах газ можно считать одноатомным. В пренебрежении энергией возбуждения и ионизации по сравнению с кинетической энергией поступательного движения частиц объемная плотность энергии газа равна тогда $e_{\text{тепл}} = (3/2)NkT$, так что $P = (2/3)e_{\text{тепл}}$. Полная энергия теплового движения всех составляющих звезду частиц

$$E_T \equiv \int e_{\text{тепл}} dV = \frac{3}{2} \int P dV , \quad (2.5)$$

и поэтому для нормальной звезды вириальное соотношение (2.4) принимает вид

$$E_G + 2E_T = 0 . \quad (2.6)$$

Это простейшая и одновременно *наиболее употребительная форма теоремы вириала*. Другой вариант ее записи получается, если ввести полную энергию

нормальной звезды E , равную, очевидно,

$$E = E_G + E_T.$$

Тогда вместо (2.6) будем иметь

$$E = -E_T \quad \text{и} \quad E = \frac{E_G}{2}. \quad (2.7)$$

Во всей теории звезд едва ли найдется другой пример столь же внешне простого результата, который был бы в то же время столь же важен, как и скромные на вид равенства (2.6) и (2.7). Обсуждение будет дано в п. 3.3, с. 95.

Заметим, что для нерелятивистского (скорости всех частиц $\ll c$) идеального газа с произвольной степенью вырождения справедливо соотношение

$$P = \frac{2}{3} e_{\text{кин}}. \quad (2.8)$$

Выход этого важного результата см. в п. 2.5. Полная запасенная в звезде энергия поступательного движения частиц, которым в идеальном газе и создается давление, равна поэтому

$$E_K \equiv \int e_{\text{кин}} dV = \frac{3}{2} \int P dV. \quad (2.9)$$

Когда газ не вырожден, поступательные движения частиц — это их тепловые движения, и $e_{\text{кин}} = e_{\text{тепл}}$. Поэтому $E_K = E_T$, и (2.9) переходит в (2.5). В вырожденном же газе $E_K > E_T$, так что если давление в звезде создается нерелятивистским вырожденным газом, то (2.9) выполняется, а (2.5) — нет. Важнейший пример такого случая — белые карлики малой массы ($M \lesssim 0.3 M_\odot$); подробнее см. Гл. X.

Для ультрарелятивистского газа, то есть такого, в котором скорости большинства частиц близки к (или равны) скорости света, вместо соотношения (2.8) имеем

$$P = \frac{1}{3} e_{\text{кин}}. \quad (2.10)$$

Поэтому если бы в звезде давление создавалось только ультрарелятивистским газом (например, фотонным), то мы имели бы

$$E_K = 3 \int P dV,$$

и вириальное соотношение (2.4) приняло бы вид

$$E_G + E_K = E = 0. \quad (2.11)$$

Чтобы самогравитирующая система была в устойчивом равновесии, ее полная энергия должна быть отрицательной. Поэтому согласно (2.11) звезда, давление в которой создается ультрапрелистским газом, была бы неустойчивой. Таким образом, если бы давление в звезде создавалось *только* излучением, она не могла бы существовать из-за неустойчивости. В действительности, конечно, давление в звездах создается не только фотонами, но и частицами обычного газа. Поэтому в чистом виде рассматриваемый предельный случай не реализуется. Однако можно думать, что когда давление излучения начинает преобладать над газовым, равновесие звезды оказывается, так сказать, под угрозой. Как мы покажем в дальнейшем, вклад давления излучения растет с массой звезды. При достаточно больших массах давление излучения должно было бы стать доминирующим. При этом звезда оказалась бы системой, очень слабо связанной гравитацией. Наблюдения показывают, что таких звезд в природе не существует. Количественное обсуждение роли давления излучения — одного из факторов, определяющих верхний предел возможных масс звезд — $\sim 100M_{\odot}$ — см. в разд. III.3 и IV.3, п.п. 3.3 — 3.5.

В предыдущем абзаце имеются следующие утверждения, приводимые почти во всех руководствах по физике звезд: „...когда давление излучения начинает преобладать над газовым, равновесие звезды оказывается, так сказать, под угрозой... При достаточно больших массах давление излучения должно было бы стать доминирующим. При этом звезда оказалась бы системой, очень слабо связанной гравитацией.“ Эти утверждения ошибочны. Действительно, полное давление P равно сумме газового $P_T = (2/3)e_{\text{тепл}}$ и светового $P_R = (1/3)e_{\text{изл}}$, где $e_{\text{тепл}}$ и $e_{\text{изл}}$ — объемные плотности энергии газа (тепловые движения частиц) и излучения. Поэтому

$$\int P dV = \int P_T dV + \int P_R dV = \frac{2}{3}E_T + \frac{1}{3}E_R, \quad (2.12)$$

и вироальное соотношение (2.4) принимает вид

$$E_G + 2E_T + E_R = 0. \quad (2.13)$$

Полная же энергия звезды (гравитация+газ+излучение) равна

$$E = E_G + E_T + E_R, \quad (2.14)$$

что в комбинации с предыдущим соотношением дает

$$E = -E_T. \quad (2.15)$$

Как видим, каков бы ни был вклад в давление, даваемый излучением, полная энергия находящейся в равновесии конфигурации остается равной тепловой

энергии газа звезды (со знаком минус, разумеется). Поэтому давление излучения не может нарушить глобальное равновесие звезды, даже если оно интегрально сильно преобладает над газовым, то есть даже если $E_R \gg E_T$.

Примером звезд, в которых давление создается ультратрелятивистским газом, служат белые карлики с массами, близкими к чандрасекаровскому пределу $M_\diamond \simeq 1.4M_\odot$. В них давление создается вырожденным электронным газом, который при плотностях $\rho \gg 2 \cdot 10^6$ г/см³ становится ультратрелятивистским. Здесь мы имеем дело с экзотическим случаем формул (2.11), когда при $M \rightarrow M_\diamond$ в рамках считающейся классической чандрасекаровской модели белого карлика его радиус стремится к нулю, так что $E_G \rightarrow -\infty$. Одновременно из-за роста плотности $P \rightarrow \infty$, и потому $E_K \rightarrow +\infty$. Поэтому полная энергия $E = E_G + E_K$ в пределе при $M \rightarrow M_\diamond$ представляет собой неопределенность вида $\infty - \infty$. Ее раскрытие (дело не вполне тривиальное!) показывает, что в действительности в этом предельном случае полная энергия конечна и отрицательна (см. с. 457). В реальном мире этот крайний случай не осуществляется, поскольку чандрасекаровская модель белого карлика, к которой относятся эти результаты, при приближении массы к M_\diamond становится неприменимой. Это не более чем пропедевтические сведения, иным из читателей, возможно, пока не вполне понятные. Детальное рассмотрение см. в Гл. X.

2.3. Динамический вывод теоремы вириала

С точки зрения динамики теорема вириала есть некоторое утверждение статистического характера относительно совокупности взаимодействующих частиц. Рассмотрим систему материальных точек с массами m_i , находящихся в \mathbf{r}_i под действием сил \mathbf{F}_i . В нерелятивистском случае уравнение движения i -ой частицы имеет вид

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{F}_i .$$

Умножим его скалярно на \mathbf{r}_i . Мы имеем

$$\frac{d^2 \mathbf{r}_i^2}{dt^2} = 2\mathbf{r}_i \cdot \ddot{\mathbf{r}}_i + 2\dot{\mathbf{r}}_i^2 .$$

Это частный случай формулы Лейбница для n -ой производной произведения при $n = 2$. Далее, $\mathbf{r}_i^2 = r_i^2$, где $r_i = |\mathbf{r}_i|$, а $\dot{\mathbf{r}}_i^2 = v_i^2$, так что $\mathbf{r}_i \cdot \ddot{\mathbf{r}}_i = (1/2) (d^2 r_i^2 / dt^2) - v_i^2$. Поэтому

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} (m_i r_i^2) - m_i v_i^2 = \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i .$$

Суммируя по всем частицам, получаем

$$\frac{1}{2} \frac{d^2I}{dt^2} - 2E_K = \sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i, \quad (2.16)$$

где I есть момент инерции системы:

$$I = \sum_i m_i r_i^2,$$

а E_K — ее полная кинетическая энергия:

$$E_K = \sum_i \frac{m_i v_i^2}{2}.$$

Сумма, стоящая в правой части (2.16), известна как *вироал Клаузиуса* (отсюда и название теоремы).

В студенческих конспектах часто фигурирует теорема некоего Вириала, однако назвать национальность господина Вириала студенты затрудняются.

Ревнители чистоты русского языка считают термин „теорема вириала“ научным жаргоном и настаивают на том, что следует говорить „теорема о вириале“. Если согласиться с ними, то из математики по тем же соображениям пришлось бы изгнать все теоремы существования, превратив их в теоремы о существовании.

Термин „вириальная теорема“ — точный перевод *virial theorem* — мог бы рассматриваться как разумный компромисс, если бы в нем была нужда.

Применим (2.16) к звезде. Если магнитное поле отсутствует, то силы, входящие в вириал, — это электростатические силы кулоновского взаимодействия составляющих звезду частиц газа — ионов и свободных электронов, а также гравитационные силы их взаимного притяжения. Электростатические силы гораздо сильнее гравитационных. Так, сила кулоновского отталкивания двух протонов e^2/r^2 больше силы их ньютона притяжения Gm_p^2/r^2 в $e^2/Gm_p^2 \sim 10^{36}$ раз. Тем не менее вклад электростатических сил в вириал обычно мал. Ионизованный газ электрически нейтрален, и поэтому со стороны звезды в целом никакой кулоновой силы на объем не действует. Несбалансированные электростатические силы действуют на частицы только при их столкновениях. При этом сталкивающиеся частицы дают в вириале два члена, сумма которых равна нулю, так как для них \mathbf{r} практически совпадают, а \mathbf{F} равны по величине и противоположны. Поэтому силами кулоновского взаимодействия мы пренебрежем, то

есть будем считать газ идеальным. (Обсуждение кулоновских поправок, обусловленных неравномерностью распределения заряда на малых расстояниях из-за поляризации плазмы, см. в разд. XI.2.)

Единственными силами, дающими вклад в вириал, остаются тогда ньютоновские силы взаимного притяжения частиц

$$\mathbf{F}_{ij} = -G \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j),$$

где \mathbf{F}_{ij} — сила, действующая на частицу i со стороны частицы j , и $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$. Объединив частицы в пары, перепишем вириал в виде

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i^* (\mathbf{F}_{ij} \cdot \mathbf{r}_i + \mathbf{F}_{ji} \cdot \mathbf{r}_j),$$

где \sum^* означает, что суммирование идет по всем парам. Учитывая, что $\mathbf{F}_{ij} = -\mathbf{F}_{ji}$, будем иметь

$$\sum_i \mathbf{F}_i \cdot \mathbf{r}_i = \sum_i^* \mathbf{F}_{ij} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j).$$

Величина, стоящая под знаком правой суммы, равна

$$\mathbf{F}_{ij} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) = -G \frac{m_i m_j}{r_{ij}^3} (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 = -G \frac{m_i m_j}{r_{ij}},$$

то есть представляет собой потенциальную энергию взаимодействия частиц i и j . Поэтому вся сумма, то есть вириал, равна в данном случае гравитационной энергии звезды E_G , и (2.16) принимает вид

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = E_G + 2E_K. \quad (2.17)$$

Приведенный вывод ясно показывает, что это соотношение есть следствие того, что гравитационное взаимодействие происходит по закону обратных квадратов. Заметим мимоходом, что в небесной механике (2.17) известно как уравнение Лагранжа – Якоби.

Подчеркнем, что E_K в вириальном соотношении (2.17) включает в себя кинетическую энергию как теплового движения частиц, так и *всех* макроскопических движений вещества (обусловленных вращением, пульсациями, конвективными токами и т.п.). Если не происходит разлета или неограниченного сжатия, то при усреднении (2.17) по промежутку времени, большому по сравнению с характерным временем крупномасштабных движений, левая часть обращается в нуль. Таким образом, если под E_K и E_G понимать усредненные по времени

величины, то вместо (2.17) будем иметь

$$E_G + 2E_K = 0. \quad (2.18)$$

Существенно, что здесь, в отличие от п. 2.2, при выводе не предполагалось ни сферической симметрии системы, ни того, что вклад в ее кинетическую энергию E_K дают лишь хаотические тепловые движения частиц. Поэтому виримальное соотношение $E_G + 2E_K = 0$ имеет более широкую область применимости, чем его частный случай — соотношение $E_G + 2E_T = 0$, полученное в предыдущем пункте из уравнения гидростатики для сферически-симметричной звезды, состоящей из идеального газа. Если нормальная звезда находится в механическом равновесии, то виримальное соотношение $E_G + 2E_K = 0$ будет выполняться и тогда, когда в ней происходят установившиеся макроскопические движения вещества. В частности, оно имеет место для вращающейся звезды, причем вращение не обязательно твердотельное. Если вращение происходит быстро, вклад кинетической энергии вращения в E_K может быть значительным.

2.4. Более общие вириальные соотношения

Хотя в большинстве случаев той „детской“ формы теоремы вирисала, в которой она была получена выше, оказывается достаточно, стоит привести и более общие виримальные соотношения — „для взрослых“. Обобщение будет произведено в нескольких направлениях. В настоящем пункте нестационарная (с членом \ddot{I}) теорема вирисала выводится в форме, применимой не только к звезде в целом, но и к ее частям. Важнейшие частные случаи этого общего соотношения обсуждаются в следующем пункте. Далее, в п. 2.6 дается так называемая магнитная теорема вирисала, то есть теорема вирисала для самогравитирующей плазмы, находящейся в магнитном поле. Наконец, п. 2.7 дается понятие о тензорной теореме вирисала — важном средстве исследования несферических самогравитирующих систем. Круг вопросов, связанных с теоремой вирисала и ее астрономическими применениями, далеко не исчерпывается тем, что мы излагаем. Достаточно сказать, что имеется даже монография, целиком посвященная теореме вирисала и ее применению к физике звезд (**G.W. Collins**, *The Virial Theorem in Stellar Astrophysics*, Tucson, 1978). Впрочем, и к этой книге можно сделать целый ряд дополнений.

До конца этого раздела мы будем заниматься строгими, подчас довольно громоздкими выводами формул. Физических пояснений будет даваться мало. Они отнесены в последующие разделы. Поэтому читатели, которых больше интересуют астрономические следствия теоремы вириала, чем ее всестороннее обоснование, могут просто принять на веру те из имеющихся далее в этом разделе формул, которые специально отмечены (они используются в дальнейшем), и прямо перейти к чтению последующих, менее формальных разделов.

Соотношение, выражающее теорему вириала в весьма общей (нестационарной) форме, нетрудно вывести из гидродинамического уравнения движения (1.13). Его левая часть $\partial \mathbf{v} / \partial t + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}$ есть попросту ускорение $d^2 \mathbf{r} / dt^2$ фиксированного элемента жидкости, и поэтому уравнение движения можно записать также в виде

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{1}{\rho} \nabla P - \nabla \varphi + \mathbf{F}. \quad (2.19)$$

Умножим его скалярно на $\rho \mathbf{r}$ и проинтегрируем затем по объему V^* — произвольной части полного объема звезды V , которая ограничена изобарической поверхностью S^* , так что на ней $P = P^* = \text{const}$.

В результате в левой части появится интеграл от $\rho \mathbf{r} \cdot \ddot{\mathbf{r}}$ по объему V^* . Так как $\mathbf{r} \cdot \ddot{\mathbf{r}} = (1/2)d^2 r^2 / dt^2 - v^2$, то этот интеграл приводится к виду

$$\int_{V^*} \mathbf{r} \cdot \ddot{\mathbf{r}} \rho dV = \frac{1}{2} \frac{d^2 I^*}{dt^2} - 2E_{\text{макр}}^*, \quad (2.20)$$

где

$$I^* = \int_{V^*} r^2 \rho dV,$$

а $E_{\text{макр}}^*$ есть кинетическая энергия макроскопических движений вещества, находящегося в объеме V^* :

$$E_{\text{макр}}^* = \int_{V^*} \frac{\rho v^2}{2} dV.$$

Отметим, что как сам объем V^* , занимаемый рассматриваемой (фиксированной) массой, так и плотность ρ изменяются со временем: $V^* = V^*(t)$, $\rho = \rho(\mathbf{r}, t)$. Выше при преобразованиях мы использовали тот факт, что для произвольной величины $Q = Q(\mathbf{r}, t)$, характеризующей движущееся вещество,

$$\frac{d}{dt} \int_{V^*} Q \rho dV = \int_{V^*} \frac{dQ}{dt} \rho dV.$$

Это есть следствие того, что фактически интегрирование ведется по выделенной фиксированной массе.

Первый член в правой части порождает слагаемое

$$-\int_{V^*} \mathbf{r} \cdot \nabla P dV.$$

Для его упрощения заметим прежде всего, что $\mathbf{r} \cdot \nabla P = \operatorname{div}(P\mathbf{r}) - 3P$. Появляющийся объемный интеграл $\int_{V^*} \operatorname{div}(P\mathbf{r}) dV$ преобразуем по теореме Гаусса в поверхностный $\int_{S^*} P\mathbf{r} \cdot d\mathbf{S}$. Так как по предположению S^* — изобарическая поверхность, на которой $P = P^* = \text{const}$, то последний интеграл равен $P^* \int_{S^*} \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S}$. Еще раз пользуясь теоремой Гаусса — на этот раз в обратную сторону, то есть преобразуя поверхностный интеграл в интеграл по объему, — находим $P^* \int_{S^*} \mathbf{r} \cdot d\mathbf{S} = P^* \int_{V^*} \operatorname{div} \mathbf{r} dV = 3P^*V^*$, так как $\operatorname{div} \mathbf{r} = 3$. В результате оказывается, что

$$-\int_{V^*} \mathbf{r} \cdot \nabla P dV = 3 \int_{V^*} P dV - 3P^*V^*. \quad (2.21)$$

Наконец, второй и третий члены в правой части уравнения движения по умножении его на $\rho \mathbf{r}$ и интегрировании по V^* дают вириал

$$\operatorname{Vir}^* = \int_{V^*} \mathbf{r} \cdot (-\nabla \varphi + \mathbf{F}) \rho dV. \quad (2.22)$$

Собирая вместе выражения (2.20) – (2.22), приходим окончательно к следующему вириальному соотношению для произвольной части звезды, ограниченной изобарической поверхностью:

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I^*}{dt^2} = 2E_{\text{макр}}^* + 3 \int_{V^*} P dV - 3P^*V^* + \operatorname{Vir}^*. \quad (2.23)$$

При выводе вириального соотношения для части звезды не обязательно было исходить из модели сплошной среды. Можно рассматривать и совокупность материальных точек, движение которых описывается уравнениями Ньютона $m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{F}_i$. При таком подходе вириальное равенство получается в форме, слегка отличной от (2.23):

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I^*}{dt^2} = 2E_K^* - 3P^*V^* + \operatorname{Vir}^*, \quad (2.24)$$

где E_K^* — кинетическая энергия поступательного движения частиц, находящихся в объеме V^* , слагаемое $-3P^*V^*$ — вклад в вириал, даваемый силой

давления P^* , действующей на ограничивающую V^* поверхность (которую по-прежнему считаем изобарической), Vir^* — вириальный член, обусловленный силами, которые действуют на частицы, расположенные внутри V^* :

$$\text{Vir}^* = \sum_{V^*} \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{F}_i. \quad (2.25)$$

Суммирование распространяется здесь на все имеющиеся в объеме V^* частицы; \mathbf{F}_i — равнодействующая сил, приложенных к i -ой частице.

2.5. Частные случаи

а) В важнейшем частном случае, когда V^* — весь объем звезды ($V^* = V$), а единственной силой, дающей вклад в вириал, является сила взаимного притяжения частей звезды, так что в (2.22) $\mathbf{F} = \mathbf{0}$, соотношение (2.23) переходит в

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_{\text{макр}} + 3 \int_V P dV + E_G. \quad (2.26)$$

Здесь $E_{\text{макр}}$ — полная кинетическая энергия макроскопических движений вещества во всей звезде, а E_G , как всегда, гравитационная энергия конфигурации. Действительно, поскольку на поверхности звезды давление равно нулю, то $P^* = 0$ при $V^* = V$. Поэтому для получения (2.26) из (2.23) нам достаточно показать, что гравитационную энергию связи звезды E_G можно представить в виде (уже упоминавшемся в п. 2.1)

$$E_G = - \int_V (\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi) \rho dV, \quad (2.27)$$

поскольку согласно (2.22) при $\mathbf{F} = \mathbf{0}$ и $V^* = V$ вириал дается именно этим выражением.

Доказательство (2.27) исходит из обычного представления для потенциала

$$\varphi(\mathbf{r}) = - G \int_V \frac{\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'.$$

Поскольку $\nabla_{\mathbf{r}}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^{-1}) = -(\mathbf{r} - \mathbf{r}')/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3$, то

$$\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi = G \int_V \frac{\mathbf{r} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \rho(\mathbf{r}') dV'. \quad (2.28)$$

Подинтегральное выражение можно преобразовать, воспользовавшись тождеством $\mathbf{r} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}') = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 - \mathbf{r}' \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})$. В результате получим для $\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi$ другое представление

$$\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi = -\varphi - G \int_V \frac{\mathbf{r}' \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \rho(\mathbf{r}') dV'. \quad (2.29)$$

Подставим (2.29) в (2.27) и изменим порядок интегрирования в появляющемся двойном интеграле. Сравнивая результат с тем, что дает (2.27) при подстановке в него (2.28), приходим к соотношению

$$E_G = \int_V \varphi \rho dV - E_G,$$

доказывающему тождественность (2.27) и обычного выражения для гравитационной энергии связи произвольной конфигурации, полученного в п. 2.1:

$$E_G = \frac{1}{2} \int_V \varphi \rho dV.$$

6) В звездах больших масс заметный вклад в давление наряду с частицами газа дают также фотоны. В этом случае $P = P_g + P_r$, где P_g — давление максвелловского идеального газа, P_r — давление излучения. В любой точке внутри звезды поле излучения очень близко к термодинамически равновесному с температурой, равной локальной температуре T . Поэтому $P_r = (1/3)e_{изл}$, где $e_{изл}$ — объемная плотность энергии равновесного излучения: $e_{изл} = aT^4$, a — постоянная плотности излучения. Имеем также $P_g = (2/3)e_{тепл}$, где $e_{тепл}$ — плотность энергии тепловых движений частиц максвелловского газа. Следовательно,

$$3 \int_V P dV = 2E_T + E_R,$$

где E_T и E_R — соответственно полная тепловая энергия вещества и полная энергия излучения, запасенные в звезде:

$$E_T = \int_V e_{тепл} dV, \quad E_R = \int_V e_{изл} dV. \quad (2.30)$$

В итоге при учете давления излучения (2.26) дает

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = E_G + 2E_K + E_R, \quad (2.31)$$

где E_K — полная кинетическая энергия системы:

$$E_K = E_{макр} + E_T.$$

В частности, в стационарном случае

$$E_G + 2E_K + E_R = 0. \quad (2.32)$$

Заметим, что при пренебрежении энергией возбуждения и ионизации полная энергия звезды

$$E = E_G + E_K + E_R.$$

Поэтому, как уже говорилось ранее (см. с. 68), в стационарном случае всегда $E = -E_K$, независимо от того, какова роль давления излучения.

При $E_R = 0$ формула (2.31) переходит в соотношение (2.17), полученное ранее другим путем. Этот путь, однако, не давал возможности учесть вклад энергии излучения. Что же до формулы (2.32) при $E_R = 0$, то она дает хорошо уже знакомое нам равенство $E_G + 2E_K = 0$. Впрочем, при выводе (2.23) мы предполагали, не оговаривая этого специально, что звезда не вращается — в противном случае в уравнение движения следовало бы ввести члены, учитывающие центробежную и кориолисову силы. Тем самым равенство $E_G + 2E_K = 0$, следующее из (2.32) при $E_R = 0$, доказано здесь лишь для невращающейся звезды. В действительности же, как было установлено в предыдущем пункте, оно имеет место для звезды с произвольным, не обязательно твердотельным, вращением. Таким образом, два разных способа вывода вириального соотношения — а) исходя из уравнения движения жидкости и б) отправляясь от уравнений движения системы материальных точек — отчасти дополняют друг друга, давая результаты хотя и очень близкие, но все же не полностью перекрывающиеся.

в) Применим теперь (2.24) к малому объему $V^* = dV$ покоящегося вещества ($\ddot{I}^* = 0$), на которое внешние силы не действуют, так что \mathbf{F}_i в (2.25) обусловлены только взаимодействием частиц самого рассматриваемого малого объема. В этом случае P^* равно, очевидно, давлению P в этом объеме, а $E_K^* = e_{\text{кин}} dV$, где $e_{\text{кин}}$ — объемная плотность энергии поступательного движения частиц. Предположим сначала, что вещество — это идеальный газ. Тогда силы взаимодействия между частицами \mathbf{F}_i равны нулю по определению, так что $\text{Vir}^* = 0$, и (2.24) дает

$$P = \frac{2}{3} e_{\text{кин}}. \quad (2.33)$$

Эта полезная формула уже встречалась нам выше (в частности, в п. 2.2), будет использоваться она и в дальнейшем. Существенно, что при ее выводе никаких предположений о распределении частиц по скоростям не делалось.

Поэтому она применима *независимо от степени вырождения газа*, если только газ идеальный и энергии частиц нерелятивистские.

Откажемся теперь от первого из этих предположений (об идеальности газа). В сильно ионизованном газе, из которого состоят звезды, отклонения от идеальности вызываются кулоновскими взаимодействиями частиц. Хотя макроскопически плазма нейтральна, в микромасштабах это не так. Положительные и отрицательные заряды распределены в ней не вполне хаотически — электроны образуют облака отрицательного заряда вокруг положительно заряженных ионов (поляризация плазмы). В обычных звездах роль этого эффекта оказывается малой, так что газ близок к идеальному.

Однако для сильно остыших белых карликов это уже далеко не так. Кулоновские взаимодействия решающим образом влияют на поведение ионной составляющей их вещества, которая должна из-за этих взаимодействий образовывать кристаллическую решетку. Подробнее см. Гл. X.

Как учет кулоновских поправок изменяет (2.33)? Кулоновские взаимодействия, как и гравитационные, происходят по закону обратных квадратов. Это позволяет преобразовать кулоновский вириал для малого объема $V^* = dV$ совершенно таким же образом, как это делалось с входящим в (2.17) гравитационным вириалом всей звезды. В результате оказывается, что при действии только кулоновских сил

$$\sum_{dV} \mathbf{r}_i \cdot \mathbf{F}_i = e_{\text{кул}} dV,$$

где $e_{\text{кул}}$ — объемная плотность энергии кулоновского взаимодействия в макроскопически нейтральной плазме:

$$e_{\text{кул}} = \sum_{V=1}^* \frac{e_i e_j}{r_{ij}}. \quad (2.34)$$

Здесь e_i, e_j — заряды частиц. Символ $\sum_{V=1}^*$ означает, что суммирование идет по всем парам заряженных частиц, находящимся в единичном объеме. Учет этого кулоновского члена в вириальном соотношении (2.24), записанном для малого объема dV , ведет к тому, что (2.33) заменяется на

$$P = \frac{2}{3} e_{\text{кин}} + \frac{1}{3} e_{\text{кул}}. \quad (2.35)$$

Мы не будем сейчас находить плотность кулоновской энергии $e_{\text{кул}}$, поскольку это не имеет отношения к теореме вириала (см. п. XI.2.3). Ограничимся двумя замечаниями. Во-первых, отметим, что кулоновская энергия $e_{\text{кул}}$ *отрицательна*. Таким образом, согласно (??) давление в плазме ниже, чем в идеальном газе той же температуры и плотности. Во-вторых, укажем, что

$e_{кул}$ и $e_{кин}$ зависят от плотности (и температуры) по-разному. В частности, в сильно ионизованном невырожденном почти идеальном ($e_{кул} \ll e_{кин}$) газе $e_{кул} \propto (\rho^3/T)^{1/2}$. Так как $e_{кин} \propto \rho T$, то $e_{кул}/e_{кин} \propto (\rho/T^3)^{1/2}$. Следовательно, в невырожденном газе отклонения от идеальности с ростом плотности увеличиваются, как это подсказываетя и „интуицией“. Впрочем, полагаться на нее нужно с осторожностью. Так, в сильно вырожденном (нерелятивистском) электронном газе $e_{кин} \propto \rho^{5/3}$, а $e_{кул} \propto \rho^{4/3}$. Поэтому $e_{кул}/e_{кин} \propto \rho^{-1/3}$, и такой газ тем ближе к идеальному, чем он плотнее.

Более подробное обсуждение эффектов кулоновского взаимодействия см. в разд. X.4 и XI.2.

2.6. Магнитная теорема вириала

Важная роль магнитных полей в космосе была в полной мере осознана сравнительно поздно. Неудивительно, что при рассмотрении равновесия и динамики космических га-

зовых масс — как звезд, так и межзвездной среды, — давление магнитного поля долгое время не учитывалось вовсе. Так, в теорему вириала соответствующий член был введен лишь в 50-е годы XX в. (С. Чандraseкар и Э. Ферми).

Вещество звезд — это ионизованный газ высокой проводимости, то есть плазма. Для нее, разумеется, $\varepsilon = \mu = 1$, где ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости; поэтому в макроскопических уравнениях Максвелла $\mathbf{B} = \mathbf{H}$, $\mathbf{D} = \mathbf{E}$. Если имеется магнитное поле напряженности \mathbf{H} и в проводнике, в данном случае — плазме, течет ток, плотность которого \mathbf{j} , то на единицу объема действует сила

$$\rho \mathbf{F} = \frac{1}{c} (\mathbf{j} \times \mathbf{H}). \quad (2.36)$$

Соответствующая сила на единицу массы есть, очевидно, \mathbf{F} . Эта пондеромоторная сила должна учитываться в гидродинамическом уравнении движения (2.19). С другой стороны, в обычное выражение для силы тока

$$\mathbf{j} = \sigma \left(\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{H}) \right),$$

где σ — проводимость, в свою очередь, входит скорость \mathbf{v} . Поэтому уравнения гидродинамики оказываются „сцепленными“ с уравнениями Максвелла в одну систему — систему уравнений магнитной гидродинамики. Ее детальное обсуждение не входит в нашу задачу, которая гораздо скромнее — найти, какой вклад в вириал дает сила (2.36) и тем самым — какой дополнительный член магнитное поле вводит в вириальное соотношение. Мы покажем, что вместо

(2.26) для магнитной звезды как целого выполняется равенство

$$2E_{\text{макр}} + 3 \int_V P dV + E_M + E_G = 0, \quad (2.37)$$

где P — обычное давление (за вычетом магнитного) и E_M — полная энергия магнитного поля звезды:

$$E_M = \int_{V_M} \frac{H^2}{8\pi} dV. \quad (2.38)$$

Интегрирование в (2.38) распространяется по всей области пространства V_M , в которой имеется поле. Равенство (2.37) будем называть *магнитной теоремой Бирша*.

Прежде чем обратиться к выводу (2.37), рассмотрим магнитогидродинамическое уравнение движения. Ввиду высокой проводимости плазмы током смещения $(1/c)\partial\mathbf{E}/\partial t$ в уравнении Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

можно пренебречь по сравнению с пропорциональным σ током проводимости $(4\pi/c)\mathbf{j}$. Это стандартное предположение магнитной гидродинамики. Тогда

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{H},$$

и поэтому (2.36) принимает вид

$$\rho \mathbf{F} = \frac{1}{4\pi} (\text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H}), \quad (2.36')$$

откуда

$$\rho \mathbf{F} = - \frac{1}{8\pi} \nabla H^2 + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H}. \quad (2.36'')$$

Здесь мы воспользовались известной формулой векторного анализа

$$(\text{rot } \mathbf{A}) \times \mathbf{A} = - \frac{1}{2} \nabla A^2 + (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A},$$

где $A = |\mathbf{A}|$. Вводя \mathbf{F} отсюда в (2.19), получаем уравнение движения в часто используемой в магнитной гидродинамике форме:

$$\ddot{\mathbf{r}} = - \frac{1}{\rho} \nabla \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho} (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H} - \nabla \varphi. \quad (2.39)$$

Для наших целей это уравнение целесообразно, однако, преобразовать дальше. Воспользуемся тождеством

$$(\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A} = -\mathbf{A} \operatorname{div} \mathbf{A} + \nabla \cdot \mathbf{AA},$$

где \mathbf{AA} – тензор с компонентами $A_i A_j$, а $\nabla \cdot \mathbf{AA}$ – его дивергенция, то есть, по определению, вектор с составляющими $\partial(A_j A_i)/\partial x_j$, $i = 1, 2, 3$. Здесь и далее по повторяющимся индексам (в данном случае – j) предполагается суммирование. Последняя формула становится очевидной, если ее расписать в компонентах:

$$A_j \frac{\partial A_i}{\partial x_j} = -A_i \frac{\partial A_j}{\partial x_j} + \frac{\partial(A_i A_j)}{\partial x_j}.$$

Взяв $\mathbf{A} = \mathbf{H}$ и учтя, что $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ (это уравнение Максвелла), получим

$$(\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H} = \nabla \cdot \mathbf{HH}.$$

Далее, согласно определениям градиента скалярного поля и дивергенции тензора имеем тождество $\nabla a = \nabla \cdot (a\mathbf{I})$, где \mathbf{I} – единичный тензор, то есть тензор с компонентами $I_{ij} = \delta_{ij}$. Здесь δ_{ij} – символ Кронекера. Значит,

$$\nabla \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) = \nabla \cdot \left(\left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} \right).$$

Введя тензор давления

$$\mathbf{P} = \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{1}{4\pi} \mathbf{HH}, \quad (2.40)$$

мы можем поэтому переписать уравнение (2.39) в следующей окончательной форме:

$$\rho \ddot{\mathbf{r}} = -\nabla \cdot \mathbf{P} - \rho \nabla \varphi. \quad (2.41)$$

Внешне это уравнение очень похоже на обычное уравнение движения идеальной жидкости под действием силы тяжести, с той разницей, что градиент скалярного давления ∇P заменен в правой части на $\nabla \cdot \mathbf{P}$.

Тензор давления \mathbf{P} слагается из члена $P\mathbf{I}$, обусловленного обычным изотропным давлением при отсутствии магнитного поля, и максвелловского тензора магнитных напряжений

$$\mathbf{M} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{H^2}{2} \mathbf{I} - \mathbf{HH} \right).$$

Если говорить на наглядном языке силовых линий, то магнитные напряжения обусловлены тем, что магнитные силовые линии подобны стремящимся

сжаться растянутым пружинам, которые в то же время отталкиваются друг от друга.

Доказательство магнитной теоремы вириала из (2.41) проводится по той же схеме, что и при изотропном (скалярном) давлении. Небольшие отличия есть лишь при преобразовании объемного интеграла от $\mathbf{r} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{P})$.

Прежде всего, использовавшуюся в скалярном случае для преобразования величины $\mathbf{r} \cdot \nabla P$ векторную формулу $\mathbf{r} \cdot \nabla P = \operatorname{div}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{P}) - 3P$ надлежит заменить ее тензорным обобщением

$$\mathbf{r} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{P}) = \operatorname{div}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{P}) - P_{ii}. \quad (2.42)$$

Последняя формула становится очевидной (*self-explanatory*, как говорят по-английски), если ее расписать в компонентах (напоминаем: по повторяющимся индексам — суммирование)

$$x_i \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} (x_j P_{ji}) - P_{ii}.$$

Член P_{ii} — это след тензора давления \mathbf{P} , то есть сумма его диагональных компонент. Он равен утроенному среднему давлению \bar{P} (усреднение — по направлениям). Из (2.40) находим

$$P_{ii} = 3\bar{P} = 3 \left(P + \frac{1}{3} \frac{H^2}{8\pi} \right). \quad (2.43)$$

Величина $(1/3)H^2/(8\pi)$ есть среднее магнитное давление. Оно составляет, таким образом, одну треть плотности энергии магнитного поля.

Далее (2.42) следует проинтегрировать по области V_+ , представляющей собой объединение области V , содержащей вещество, и области V_M , в которой есть магнитное поле. В результате (2.42) и (2.43) дадут

$$\int_{V_+} \mathbf{r} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{P}) dV = -3 \int_V P dV - \int_{V_M} \frac{H^2}{8\pi} dV + \int_{V_+} \operatorname{div}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{P}) dV.$$

Последний интеграл в правой части равен нулю. Чтобы в этом убедиться, его нужно преобразовать по теореме Гаусса в поверхностный и учесть, что, по определению области V_+ , на ограничивающей ее поверхности и P , и \mathbf{H} равны нулю.

Сказанного достаточно, чтобы считать магнитную теорему вириала (2.37) доказанной.

2.7. Тензорная теорема вириала

Существует ряд факторов, которые нарушают сферическую симметрию звезды: осевое вращение, приливное взаимодействие со

спутником, влияние крупномасштабных магнитных полей, наконец, нерадиальные колебания. При отсутствии сферической симметрии получить решения уравнения гидростатики, а тем более гидродинамики звезды нелегко, а в иных случаях — и просто невозможно. К счастью, в этом часто и нет нужды. Ответы на такие важнейшие для астрофизики вопросы как вопрос об устойчивости состояния равновесия звезды, расчет частот ее колебаний и др. во многих случаях удается найти без решения полной системы уравнений строения звезды. Для этого развит ряд методов, об одном из которых — *вириальном* — и будут сейчас даны начальные сведения.

Суть вириального метода состоит в том, что по уравнению движения строится цепочка моментных уравнений, гораздо более простых, чем само уравнение движения, но все же достаточно информативных, чтобы из них можно было извлечь существенные сведения о состоянии системы. Мы ограничимся тем, что приведем без вывода и поясним эти, как говорят, *вириальные уравнения* для простейшего случая звезды, состоящей из идеальной сжимаемой жидкости.

Уравнение движения идеальной жидкости под действием силы взаимного притяжения ее частей (и, разумеется, градиента давления), записанное в инерциальной системе отсчета, имеет вид

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P - \rho \nabla \varphi,$$

где $d\mathbf{v}/dt$ — лагранжева (полная) производная скорости.

Сейчас нам будет удобно записать это уравнение движения в виде

$$\rho \frac{dv_i}{dt} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.44)$$

Будем считать, что на поверхности звезды давление обращается в нуль. Вириальные уравнения первого, второго, третьего и т. д. порядков получаются путем последовательного умножения обеих частей (2.44) на 1, x_j , $x_j x_k$ и т. д. и интегрирования по объему звезды. Уравнения первого порядка интереса не представляют. Оказывается, что их можно привести к виду

$$\frac{d^2}{dt^2} \int_V \rho x_i dV = 0,$$

так что они выражают равномерность движения центра инерции. Гораздо интереснее уравнения второго порядка. Их можно представить в форме

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I_{ij}}{dt^2} = 2E_{ij}^\kappa + E_{ij}^G + \delta_{ij} \int_V P dV, \quad (2.45)$$

где I_{ij} — тензор инерции системы:

$$I_{ij} = \int_V x_i x_j \rho dV,$$

E_{ij}^K — тензор кинетической энергии макроскопических движений:

$$E_{ij}^K = \frac{1}{2} \int_V v_i v_j \rho dV,$$

наконец, E_{ij}^G — тензор потенциальной энергии:

$$E_{ij}^G = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi_{ij} dV,$$

в котором φ_{ij} — тензорное обобщение обычного ньютонаовского потенциала:

$$\varphi_{ij}(\mathbf{r}) = - G \int_V \rho(\mathbf{r}') \frac{(x_i - x'_i)(x_j - x'_j)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV. \quad (2.46)$$

В стационарном случае $\ddot{I}_{ij} = 0$, и (2.45) принимает вид

$$2E_{ij}^K + E_{ij}^G + \delta_{ij} \int_V P dV = 0. \quad (2.47)$$

Очевидно, что все введенные только что тензоры симметричны. Поэтому одно тензорное соотношение (2.45) — это совокупность шести скалярных ($i, j = 1, 2, 3; i \leq j$).

След I_{ii} тензора инерции I_{ij} есть, очевидно, центральный момент инерции:

$$I = I_{ii} = \int_V \rho r^2 dV.$$

Аналогичным образом, след тензора E_{ij}^K — это кинетическая энергия системы:

$$E_{\text{макр}} = E_{ii}^K = \int_V \frac{\rho v^2}{2} dV,$$

а след E_{ij}^G — ее гравитационная потенциальная энергия:

$$E_G = E_{ii}^G = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi_{ii} dV,$$

поскольку след φ_{ii} тензорного потенциала φ_{ij} согласно (2.46) представляет собой скалярный ньютонаовский потенциал: $\varphi_{ii} = \varphi$. Здесь, как обычно, считается, что по повторяющимся индексам производится суммирование, так что, например, $E_{ii}^G = E_{11}^G + E_{22}^G + E_{33}^G$.

Записав (2.45) для диагональных компонент входящих в эти равенства тензоров и сложив почленно получающиеся уравнения (короче: произведя свертку тензоров в (2.45)), получим

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 I}{dt^2} = 2E_{\text{макр}} + E_G + 3 \int_V P dV,$$

то есть обычное скалярное вириальное соотношение. Таким образом, тензорное вириальное уравнение (2.45) является обобщением скалярной теоремы вириала, вытекающей из него как следствие. Ясно, что шесть скалярных равенств, которым эквивалентно одно тензорное соотношение (2.45), накладывают на распределения давления, плотности и макроскопических скоростей в звезде гораздо более жесткие ограничения, чем одно скалярное соотношение, выражающее обычную теорему вириала. По сути дела, в этом и коренится высокая эффективность тензорных вириальных соотношений как средства исследования несферических звезд.

Путем умножения (2.44) на $x_j x_k$ и интегрирования по объему звезды V можно получить вириальные уравнения третьего порядка. Число их — 18. Используются они (а тем более 30 вириальных уравнений четвертого порядка) редко, главным образом при изучении нерадиальных колебаний звезд. Однако говорить об этих и других применениях тензорных вириальных соотношений пока преждевременно, поскольку мы еще не рассматривали астрофизических следствий, вытекающих даже из простейшей скалярной теоремы вириала. Обсуждению этого посвящен следующий раздел.

Тензорные вириальные уравнения были введены в астрофизику в 50-е годы XX века Е. Паркером при изучении динамических эффектов, вызываемых крупномасштабными магнитными полями. Однако их принято связывать в первую очередь с именем С. Чандрасекара, и это справедливо. В начале 1960-х годов он показал, что использование тензорных вириальных уравнений может служить систематическим методом исследования звездных структур и получил с его помощью много интересных тонких результатов. Эти исследования С. Чандрасекара и его сотрудников подытожены в быстро ставшей классической монографии С. Чандрасекара „Эллипсоидальные фигуры равновесия“ (1969; русский перевод — М.: Мир, 1973). Подробный вывод тензорного вириального равенства (2.45) можно найти в начале главы II этой книги. После описанного выше (см. с. 83) первого шага последовательность действий при выводе остается той же, что и в скалярном случае, хотя в деталях, конечно, есть отличия.

Самостоятельный вывод (2.45) — это превосходное упражнение, которое мы всячески рекомендуем читателю в качестве пробы сил. *Указание:* см. Упр. 7°, с. 99.

3 ГРАВИТАЦИОННОЕ СЖАТИЕ И ЭНЕРГЕТИКА ЗВЕЗД

3.1. Кельвиновская шкала времени

наиболее очевидным свойством звезд является то, что они светятся. За счет чего покрываются их энергетические потери? Этот вопрос возник, как только был сформулирован закон сохранения энергии, однако найти исчерпывающий ответ на него сумели лишь век спустя.

С самого начала было очевидно, что одним из источников энергии может быть гравитация. Так, Р. Мейер, один из отцов закона сохранения энергии, полагал, что Солнце светится за счет кинетической энергии выпадающего на него метеорного вещества. В течение многих десятилетий гипотеза Мейера считалась чуть ли не смехотворной и упоминалась лишь как исторический курьез. Теперь мы знаем, что модернизированный вариант механизма Мейера — акреция — играет в мире звезд важную роль.

Другой пионер принципа сохранения энергии Г. Гельмгольц предположил, что свечение Солнца может поддерживаться его медленным вековым сжатием, что приводит, разумеется, к выделению гравитационной энергии. Вскоре вслед за Гельмгольцем Дж. Томсон (впоследствии лорд Кельвин) уточнил его оценку времени такого сжатия, учтя неоднородность в распределении вещества вдоль радиуса. Уже давно известно, что гравитационной энергии явно недостаточно, чтобы обеспечить свечение Солнца и звезд на протяжении большей части их жизни. И тем не менее *процесс медленного гравитационного сжатия Гельмгольца — Кельвина, обычно называемый кельвиновским сжатием, играет очень важную роль в жизни любой звезды*. Начнем, однако, с энергетики.

Гравитационная энергия связи звезды равна

$$E_G = -\omega \frac{GM^2}{R}, \quad (3.1)$$

где ω — безразмерный структурный множитель, определяемый распределением плотности. Обычно он близок к единице (см. п. 2.1). (Важное исключение из этого правила — красные гиганты. Для них ω значительно превосходит единицу). Разделив $|E_G|$ на светимость звезды L и взяв для простоты $\omega = 1$, получим порядковую оценку времени, в течение которого звезда могла бы светить за счет сжатия, если бы ее светимость оставалась постоянной:

$$t_T \approx \frac{GM^2}{RL}. \quad (3.2)$$

Это есть так называемое *тепловое характеристическое время* звезды (индекс T — от *Thermal*). Происхождение названия вскоре прояснится. Говорят также, что t_T

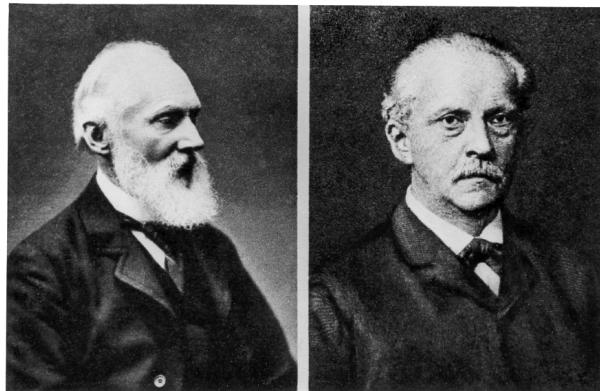


Рис. II.3.1:
Уильям Томсон
(*William Thomson ≈ Lord Kelvin, 1824 – 1907*) (слева)
Герман Гельмгольц
(*Hermann L.F. von Helmholtz, 1821 – 1894*) (справа)

В период открытия закона сохранения энергии и разработки контракционного механизма поддержания излучения Солнца Гельмгольц был профессором физиологии (!) Кенигсбергского университета. Уильям Томсон долгие годы был профессором университета в Глазго. Титула лорда Кельвина его удостоили за научные заслуги в 1892 г. И Гельмгольц, и Кельвин были членами Петербургской Академии Наук.

определяет кельвиновскую, или контракционную шкалу времени. Разумеется, это выражение для t_r можно получить и просто из соображений размерности, точно так же, как и в случае динамического времени. Определяющими параметрами являются масса, радиус и светимость звезды, а также гравитационная постоянная, поскольку энергия по предположению поставляется гравитационным сжатием. Величина с размерностью времени, построенная из этих параметров, и есть GM^2/RL .

На самом деле обычная звезда способна высыпеть лишь половину выделяющейся при сжатии гравитационной энергии, другая половина идет на ее нагрев. Докажем это очень важное утверждение. Когда внутренних источников энергии в звезде нет, то есть в ней не идут термоядерные реакции, ее светимость поддерживается только за счет сжатия. Поэтому $L = -\dot{E}$, где E — полная энергия звезды (за вычетом остающейся по предположению постоянной ядерной энергии). Для нормальной звезды (идеальный одноатомный газ, от-

существие вырождения, пренебрежимо малый вклад излучения во внутреннюю энергию) имеем $E = E_G + E_K$, где E_K — полная кинетическая энергия звезды, обусловленная как макроскопическими, так и тепловыми движениями. Согласно теореме вириала, для нормальной звезды $E_G + 2E_K = 0$ (см. п. 2.2), так что $E = E_G/2$. Поэтому $L = -\dot{E} = -\dot{E}_G/2$, то есть *нормальная звезда, лишенная внутренних источников энергии, теряет на излучение ровно половину выделяющейся при ее сжатии гравитационной энергии*, вторая же половина идет на нагрев звезды. В этом случае, *теряя энергию* на излучение, звезда от этого *нагревается*, так что можно сказать, что звезда как целое обладает *отрицательной теплоемкостью*. В англоязычной литературе принято говорить, что в этом случае происходит выделение гравотермальной энергии (gravothermal energy). К сожалению, в русской литературе этот очень удачный термин, передающий самую суть дела, почти не используется. Во всяком случае студентам гораздо больше нравится отрицательная теплоемкость, чем малопонятная гравотермальная энергия.

Отрицательность теплоемкости нормальной звезды — факт не просто большой, а чрезвычайной важности. Выделение энергии при термоядерных реакциях растет с увеличением температуры. Из-за того, что теплоемкость звезды как целого отрицательна, если бы в ней произошел быстрый рост энерговыделения, то это вызвало бы мгновенное повышение температуры. Реакцией на это было бы очень быстрое расширение звезды, происходящее на динамической (а не на тепловой!) шкале времени. Избыток выделившегося тепла практически мгновенно перекачался бы в гравитационную энергию. Поэтому в нормальных звездах любые быстрые флуктуации температуры в зоне протекания термоядерных реакций не растут, а тут же подавляются.

С учетом сказанного выше, в правой части выражения для t_T следует добавить множитель $1/2$. Если не пренебречь также отличием ω от единицы, то приходим к следующему более аккуратному выражению для кельвиновского времени:

$$t_T = \frac{\omega}{2} \frac{GM^2}{RL}. \quad (3.3)$$

В дальнейшем в зависимости от случая будет использоваться как (3.2), так и (3.3).

Пусть звезда светится за счет кельвиновского сжатия. Будем сначала для простоты считать, что оно происходит *гомологически*, то есть без перестройки структуры звезды, так что

$$\rho(r, t) = \frac{M}{R^3(t)} f\left(\frac{r}{R(t)}\right).$$

Тогда ω остается постоянным, и $\dot{E}_G = \omega (GM^2/R^2) \cdot \dot{R} = -(E_G/R) \cdot \dot{R}$. Но $L = -\dot{E}_G/2$, откуда при учете (3.3) находим, что радиус уменьшается со скоростью

$$-\dot{R} = \frac{R}{t_T}.$$

Эта формула объясняет происхождение термина „контракционная шкала времени“ (*contraction — сжатие*).

В действительности для звезды, энергетические расходы которой на излучение покрываются выделением гравитационной энергии, скорость изменения радиуса может сильно отличаться от R/t_T . Если степень концентрации вещества к центру с течением времени убывает, то $|\dot{R}|$ будет больше R/t_T (фактически этот случай едва ли реализуется). Наоборот, если звезда эволюционирует так, что степень концентрации вещества возрастает со временем, как это обычно и бывает, то $-\dot{R} < R/t_T$. Может даже оказаться, что радиус будет со временем расти, хотя звезда и лишена других источников энергии, кроме гравитационного. Энергии, выделяющейся при перемещении масс внутри звезды к центру, может оказаться достаточно не только для поддержания светимости, но и для того, чтобы вызвать расширение наружных слоев. Такого рода перестройка происходит при уходе звезды с главной последовательности в область гигантов. Правда, при этом в звезде выделяется также и ядерная энергия.

В заключение этого пункта получим простое выражение для скорости изменения гравитационной энергии звезды при кельвиновском сжатии:

$$\dot{E}_G = - \int_0^M \frac{P}{\rho^2} \dot{\rho} dM_r. \quad (3.4)$$

Оно понадобится нам в дальнейшем. Структура формулы (3.4) подсказывает, что при ее выводе целесообразно исходить из вириального соотношения (формула (2.4'), с. 66):

$$E_G = -3 \int_0^M \frac{P}{\rho} dM_r,$$

откуда

$$\dot{E}_G = 3 \int_0^M \frac{P}{\rho^2} \dot{\rho} dM_r - 3 \int_0^M \frac{\dot{P}}{\rho} dM_r. \quad (3.5)$$

Первый интеграл в правой части — это то, что нам требуется. Чтобы найти второй интеграл, обратимся к уравнению гидростатического равновесия в форме

$$\frac{dP}{dM_r} = - \frac{GM_r}{4\pi r^4}.$$

Дифференцируя его по времени и домножая результат на $4\pi r^3$, получаем

$$4\pi r^3 \frac{d\dot{P}}{dM_r} = 4\dot{r} \frac{GM_r}{r^2},$$

откуда

$$4\pi \int_0^M r^3 \frac{d\dot{P}}{dM_r} dM_r = 4 \int_0^M \dot{r} \frac{GM_r}{r^2} dM_r. \quad (3.6)$$

Интеграл в левой части преобразуем интегрированием по частям:

$$4\pi \int_0^M r^3 \frac{d\dot{P}}{dM_r} dM_r = 4\pi r^3 \dot{P} \Big|_0^M - 3 \cdot 4\pi \int_0^M \dot{P} r^2 \frac{dr}{dM_r} dM_r = -3 \int_0^M \frac{\dot{P}}{\rho} dM_r.$$

На последнем шаге при преобразовании подынтегрального выражения в правой части мы воспользовались тем, что $4\pi r^2 \rho dr = dM_r$. Вненинтегральный член равен нулю, так как при $M_r = 0$ имеем $r = 0$, а при $M_r = M$ независимо от времени $P = 0$, а значит и $\dot{P} = 0$. Наконец, так как

$$E_G = - \int_0^M \frac{GM_r dM_r}{r},$$

то

$$\dot{E}_G = \int_0^M \dot{r} \frac{GM_r dM_r}{r^2}. \quad (3.7)$$

С учетом этих фактов (3.6) принимает вид

$$-3 \int_0^M \frac{\dot{P}}{\rho} dM_r = 4\dot{E}_G,$$

что по подстановке в (3.5) и дает (3.4).

Подчеркнем, что доказанная формула (3.4) есть прямое следствие того факта, что кельвиновское сжатие происходит медленно, без нарушения гидростатического равновесия. Заметим также мимоходом, что последняя из написанных формул в комбинации с (3.4) показывает, что

$$3 \int_V \dot{P} dV = 4 \int_V \frac{P}{\rho} \dot{\rho} dV.$$

Проверка выполнения этого соотношения может служить тестом при проведении численных расчетов моделей звезд на гидростатических стадиях их эволюции.

3.2. Энергетические оценки

Получим численные оценки гравитационной энергии и теплового (kelвиновского) времени для звезд разных типов. Если массу,

радиус и светимость измерять в солнечных единицах, обозначив, как обычно, $\mathfrak{M} = M/M_\odot$, $\mathfrak{R} = R/R_\odot$ и $\mathfrak{L} = L/L_\odot$, то выражения (3.1) и (3.3) для E_G и t_T примут вид

$$E_G = -\omega \cdot 3.79 \cdot 10^{48} \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}} \text{ эрг}, \quad (3.8)$$

$$t_T = \omega \cdot 4.86 \cdot 10^{14} \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R} \mathfrak{L}} \text{ сек} = \omega \cdot 1.54 \cdot 10^7 \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R} \mathfrak{L}} \text{ лет}. \quad (3.9)$$

Применим их прежде всего к *Солнцу*. Значение ω для Солнца в его нынешнем состоянии, рассчитанное по его эволюционной модели, равно $\omega = 1.62$ (см. п. 2.1), что близко к традиционно используемому при порядковых оценках значению $\omega = 3/2$ (политропа индекса $n = 3$). В результате находим

Солнце: $E_G \approx -6 \cdot 10^{48}$ эрг.

Это число (и уж во всяком случае его порядок) следует помнить. Так как Солнце в очень хорошем приближении можно считать нормальной звездой и так как вращается оно очень медленно, то запасенная в нем тепловая энергия равна, по теореме вириала, $E_T = -E_G/2 \approx 3 \cdot 10^{48}$ эрг. Кельвиновское время для Солнца составляет ~ 25 млн лет, а соответствующая скорость сжатия — около 30 м/год, или $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ угловой секунды в год, так как при расстоянии в одну астрономическую единицу угловой секунде соответствует линейный размер 725 км.

То, что $1''$ в центре диска Солнца — это 725 км в его фотосфере, каждому астрофизику следует помнить, иначе невозможно иметь правильное представление о размерах образований, различных на Солнце.

В полученных оценках, разумеется, важны лишь порядки величин, и поэтому пользоваться „точным“ значением $\omega = 1.62$ нужды не было. Еще Гельмгольц, считая Солнце однородным ($\omega = 3/5$), дал в общем удовлетворительную оценку t_T .

Из найденной оценки t_T следуют два вывода. Первый — это явная недостаточность гравитационной энергии как источника свечения Солнца. Одноклеточные водоросли существовали на Земле уже по меньшей мере два, а по последним данным — даже более трех миллиардов лет назад. Как считают палеоклиматологи, светимость Солнца не могла тогда поэтому отличаться от современной более чем на $(20 \div 30)\%$. Значит, Солнце черпает свою энергию не только из гравитационного сжатия, но и из другого, гораздо более мощного

источника. Им служат термоядерные реакции превращения водорода в гелий, как это знает теперь каждый старшеклассник.

Стоит заметить, что хотя оценка возраста Земли ($\sim 4.6 \cdot 10^9$ лет) основана, конечно, на данных ядерной физики (периоды полураспада), недостаточность кельвиновской шкалы чувствовалась еще в XIX веке, когда возраст Земли оценивался чисто геологическими средствами: по скорости накопления соли в океане (это исторически первый метод определения возраста Земли, предложенный еще в начале XVIII века Э. Галлеем, тем самым, о комете которого — первой в истории астрономии периодической комете — все слышали), по времени, необходимому для образования осадочных пород, и т. п. Любопытная историческая деталь: Кельвин и ряд его современников считали малость t_T сильным аргументом против дарвиновской теории биологической эволюции!

Второй вывод из того, что $t_T = 25$ млн лет, состоит в утверждении, что Солнце, как и звезды вообще, обладает значительной тепловой инерцией. Если бы термоядерные источники работали не с постоянной мощностью, а испытывали временные вариации с характерными временами, малыми по сравнению с t_T , то это не сказалось бы на оптическом излучении Солнца, которое оставалось бы постоянным, хотя, конечно, и проявилось бы полностью в вариациях его нейтринного излучения, которое выходит из недр наружу непосредственно, за секунды. Эту простую мысль лет сорок–пятьдесят назад пытались использовать для объяснения обнаруженного в опыте Дэвиса дефицита потока солнечных электронных нейтрино высоких энергий (подробнее см. Гл. VI, п. 2.3).

Для получения оценок гравитационной энергии и кельвиновского времени звезд *главной последовательности* зависимости масса – радиус и масса – светимость достаточно взять в простейшем виде $\mathfrak{R} = \mathfrak{M}^r$, $\mathfrak{L} = \mathfrak{M}^\ell$, а изменением ω с массой пренебречь. Для нижней части ГП ($\mathfrak{M} \lesssim 1$) берем $r = 1$, $\ell = 4$, и тогда $E_G \propto \mathfrak{M}$, $t_T \propto \mathfrak{M}^{-3}$. Поэтому для звезд самых малых масс ($\mathfrak{M} \sim 0.1$) кельвиновское время оказывается очень большим — порядка космологического (10^{10} лет). Для звезд с массой, превышающей солнечную, можно принять $r = 3/4$, $\ell = 3.25$, что дает $E_G \propto \mathfrak{M}^{1.25}$, $t_T \propto \mathfrak{M}^{-2}$. Кельвиновское сжатие массивных звезд происходит, таким образом, очень быстро. Далее, поскольку запасы ядерной энергии звезды E_N , очевидно, пропорциональны ее массе, отношение E_N/E_G для звезд ГП оказывается очень слабо зависящим от массы. Оно изменяется вдоль всей ГП всего раза в $2 \div 3$. Существенно, что это отношение велико — достигает нескольких сотен. Поэтому, если ввести третье характерное время звезды — ядерное, положив (индекс N — от *Nuclear*)

$$t_N = \frac{E_N}{L},$$

то для всех звезд ГП $t_T \ll t_N$. С другой стороны, с еще гораздо большим запасом выполняется неравенство $t_G \ll t_T$. Поэтому три характерных времени

звезды — динамическое t_G , тепловое t_T и ядерное t_N — для всех обычных звезд соотносятся между собой так:

$$t_G \ll t_T \ll t_N.$$

Это важный результат. Если изменения в звезде происходят на характерном времени t_G или еще быстрее, то механического равновесия нет. Вместо гидростатики звезды нужно рассматривать ее гидродинамику, что неизмеримо сложнее. К счастью, обычно все же приходится иметь дело с гидростатикой. А тогда любые изменения в звезде происходят на характерных временах не менее кельвиновского, играющего роль постоянной времени этой сложной нелинейной системы. Все перестройки в звезде происходят при этом квазистационарно, без нарушения ее механического равновесия. Наконец, возможно такое положение, когда структура звезды изменяется совсем медленно, на характерном времени t_N . Тогда говорят, что звезда находится в тепловом равновесии. Смысл этого термина в данном случае состоит в том, что вырабатываемая звездой энергия не тратится ни на нагрев, ни на перемещение вещества, а целиком выходит наружу. Выделение ядерной энергии и потери энергии на излучение звезды практически точно сбалансированы. Фактически такое положение бывает в жизни звезды всего один раз — когда она находится на ГП.

От нормальных звезд перейдем к *белым карликам*. Так как для типичного белого карлика $\mathfrak{R} \simeq 10^{-2}$, $\mathfrak{M} \lesssim 1$, то $|E_G| \simeq 10^{49} \div 10^{51}$ эрг. Детальные расчеты по классической модели Чандрасекара (см. Гл. X) дают $|E_G| = 1 \cdot 10^{49}$, $8 \cdot 10^{49}$ и $6 \cdot 10^{50}$ эрг при $\mathfrak{M} = 0.25$; 0.5 и 1.0 соответственно (для $\mu_e = 2$, то есть при отсутствии водорода в недрах белого карлика). При малых массах ($\mathfrak{M} \lesssim 0.3$) имеем $|E_G| \propto \mathfrak{M}^{7/3}$, при больших массах $|E_G|$ растет с \mathfrak{M} еще быстрее. В рамках этой модели белый карлик предельной массы $\mathfrak{M}_\odot = 1.46$ имеет нулевой радиус, а потому для него $|E_G| = \infty$. На самом деле, когда масса близка к предельной, следует принимать во внимание эффекты, не учитываемые моделью Чандрасекара, в первую очередь — обратные β -распады, то есть начало нейтронизации, а также неидеальность вырожденного электронного газа и отклонения поля тяготения от ньютона. С учетом этих эффектов предельная масса снижается до $\mathfrak{M}_\odot \approx 1.2 \div 1.4$. Гравитационная энергия ньютоновского белого карлика предельной массы (состоящего из ^{12}C) конечна и составляет $E_G = -4.3 \cdot 10^{51}$ эрг. При этом средняя гравитационная энергия связи на единицу массы равна $1.5 \cdot 10^{18}$ эрг/г, или 1.6 Мэв/нуклон.

Если бы белые карлики могли сжиматься как нормальные звезды, то из-за низких светимостей ($\mathfrak{L} \simeq 10^{-2} \div 10^{-3}$) их кельвиновское время было бы огромным, $\sim 10^{11} \div 10^{12}$ лет. Однако такое сжатие невозможно. Давление сильно

вырожденного электронного газа, дающего у белых карликов основной вклад в полное давление, почти не зависит от температуры. Поэтому высвечивание тепловой энергии максвелловского газа ионов, вклад которого в давление мал, ведет к охлаждению белого карлика, практически не сопровождающемуся его сжатием (подробнее см. Гл. X). И все же оценка кельвиновского времени для белых карликов не лишена смысла. Она позволяет сделать вывод, что если бы белый карлик достаточно быстро вращался, то энергии вращения, составляющей даже малую долю $|E_G|$, было бы достаточно для обеспечения его свечения в течение длительного времени. Чтобы эта возможность осуществлялась, необходим, впрочем, какой-то механизм отвода углового момента.

Свечение белых карликов, во всяком случае подавляющего их большинства, происходит не за счет энергии вращения, а за счет запасенной в них тепловой энергии — по-видимому, они просто медленно остывают. Однако для одиночных нейтронных звезд положение иное. Считается, что они светятся именно за счет вращательной энергии. Ньютонаевская гравитационная энергия ($\sim GM^2/R$) нейтронной звезды с массой $M \simeq 1$ и радиусом $R \simeq 10$ км (чему соответствует средняя плотность $\sim 5 \cdot 10^{14}$ г/см³) составляет $\sim 3 \cdot 10^{53}$ эрг, что лишь на порядок меньше ее энергии покоя $Mc^2 = 2 \cdot 10^{54}$ эрг. Кинетическая энергия вращения $E_{Rot} = I\omega^2/2$, где I — момент инерции, ω — угловая скорость вращения, для сферически-симметричной звезды равна $E_{Rot} = (\omega^2/2)iMR^2$, где i — безразмерный множитель, определяемый ходом плотности вдоль радиуса. Перейдя от угловой скорости ω к периоду $P = 2\pi/\omega$, будем иметь

$$E_{Rot} = 2\pi^2 i \frac{MR^2}{P^2}.$$

Значения i уменьшаются с ростом концентрации вещества к центру. Для однородного шара $i = 0.4$, при линейном падении плотности от центра к поверхности, когда $\rho_c/\bar{\rho} = 4$, имеем $i = 0.27$, политропе индекса $n = 3$ отвечают $\rho_c/\bar{\rho} = 54$ и $i = 0.075$. В качестве типичного значения можно взять $i = 0.1$. Тогда для пульсара с $M = M_\odot$, $R = 10$ км и очень коротким периодом $P = 0.03$ с (как у пульсара в Крабе) вращательная энергия оказывается равной $E_{Rot} = 4 \cdot 10^{48}$ эрг. Это на четыре порядка меньше гравитационной энергии такого объекта. Поэтому предположение о сферической симметрии вполне оправдано. При светимости пульсара L порядка 10^{35} эрг/с, опять-таки как у пульсара в Крабе, этого запаса ротационной энергии хватит более чем на миллион лет (при постоянной светимости; на самом деле с возрастом светимости одиночных пульсаров убывают). При этом по закону сохранения энергии период должен увеличиваться со скоростью, определяемой условием $L = -\dot{E}_{Rot}$, откуда

$$\dot{P}/P = L/(2E_{Rot}),$$

что для рассматриваемого примера дает $\dot{P}/P = 1 \cdot 10^{-14}$. Согласно наблюдениям, для пульсара в Крабе $\dot{P}/P = 1.4 \cdot 10^{-14}$, в прекрасном согласии с нашей оценкой.

Вопросов о механизме торможения, сопровождающегося уменьшением углового момента, и о механизме излучения пульсаров мы сейчас не касаемся. Упомянем лишь, что определяющая роль здесь, несомненно, принадлежит рекордно сильным магнитным полям пульсаров, достигающим, как считается, $10^{13} \div 10^{14}$ Гс.

3.3. Гравитационное сжатие и ядерная эволюция звезды

Возвращаемся к рассмотрению обычных звезд. Чуть-чуть повторимся. Согласно теореме вириала, для нормальной не вращающейся звезды сумма ее гравитационной потенциальной и удвоенной тепловой энергии равна нулю: $E_G + 2E_T = 0$. Поэтому полная энергия $E = E_G + E_T$ оказывается равной $E = -E_T$. Если звезда лишена внутренних источников энергии, то ее светимость покрывается за счет уменьшения полной энергии, и поэтому $L = -\dot{E}$, а тогда $L = \dot{E}_T$. Так как светимость положительна, то $\dot{E}_T > 0$. Это означает, что полная тепловая энергия составляющей звезду газа со временем растет, так что звезда нагревается. На первый взгляд этот вывод кажется невероятным: теряя энергию на излучение, звезда не охлаждается, а нагревается! Чтобы она остыла, необходимо подвести энергию. Иначе говоря, звезда из обычного *невыводимого газа*, рассматриваемая как целое, — это система с отрицательной теплоемкостью.

Как понять такое парадоксальное свойство? Когда звезда лишена внутренних источников энергии, она сжимается. Если это сжатие происходит медленно, без нарушения механического равновесия, то выделяющейся гравитационной энергии хватает не только на покрытие, так сказать, „внешних обязательств“ — на излучение, но и на обеспечение „внутреннего рынка“ — на нагрев. Освобождающаяся гравитационная энергия делится ровно пополам. Одна половина безвозвратно теряется на излучение, вторая остается в звезде и нагревает ее.

Все только что сказанное уже было разъяснено ранее (см. с. 87 — 88), но мы решили повториться, чтобы эти важные вещи оказались твердо усвоенными. Теперь поясним это же еще и следующим полуколичественным рассмотрением. При сжатии звезды сила тяжести возрастает. Однако этот рост в точности компенсируется ростом давления $P \propto \rho T$, обусловленным как увеличением плотности, так и нагревом газа. В результате механическое равновесие при медленном сжатии не нарушается. Следует подчеркнуть, что одного только роста плотности из-за сжатия недостаточно для компенсации возрастающей силы тяжести. Это видно из того, что $\rho \sim M/R^3$, $g \sim M/R^2$, и поэтому, чтобы удовлетворить условию механического равновесия $d(\rho T)/dr \propto g\rho$, должно быть $(T \cdot M/R^3)/R \sim (M/R^2)(M/R^3)$, или $T \cdot M/R^4 \sim M^2/R^5$, откуда $T \sim M/R$. Итак, при (гомологическом) кельвиновском сжатии температура должна рас-

ти как R^{-1} (подробнее см. разд. III.2). Вместе с тем становится понятным, что любая перестройка тепловой структуры звезды, происходящая без нарушения механического равновесия, должна занимать время порядка t_T (отсюда и термин „тепловое время звезды“).

Нагрев звезды при ее медленном квазистационарном сжатии — факт фундаментальной важности для понимания истории жизни любой звезды. После в деталях еще не ясной стадии быстрого динамического сжатия — коллапса первичного облака — образуются механически равновесные, но внутри еще сравнительно холодные протозвезды, на которые довольно долго, видимо, продолжается выпадение вещества из внешних частей коллапсирующего облака. Как уже говорилось (см. с. 46), эти протозвезды с необходимостью должны быть нагреты настолько, чтобы главные их составляющие — водород и гелий — в большей части массы протозвезды были ионизованы. В противном случае механическое равновесие невозможно. Однако температура в недрах этих протозвезд еще недостаточна для того, чтобы шли термоядерные реакции, и они могут черпать энергию только из одного доступного им источника — гравитации. Начинается их медленное квазистационарное сжатие — и одновременно нагрев. Эта так называемая *стадия кельвиновского сжатия* продолжается до тех пор, пока температура близ центра не достигнет $(5 \div 10) \cdot 10^6$ К и тем самым не будут созданы условия для начала термоядерного горения водорода. Сжатие сначала замедляется, а затем и вовсе прекращается. Детство звезды окончено, она стала взрослой — вступила на ГП и начала свой трудовой путь — выработку ядерной энергии и синтез элементов.

По прошествии некоторого времени водород в центральных частях выгорает, превращаясь в гелий, и термоядерные реакции здесь прекращаются. Опять начинается сжатие (Рис. II.3.2). Оно вызывает дальнейший разогрев и позволяет звезде в конце концов вступить в следующую стадию ее ядерной жизни. Начинается горение гелия с образованием углерода и кислорода. Для горения гелия требуются более высокие температуры, поскольку приходится преодолевать более высокий кулоновский барьер. Хотя уже на этой, а тем более на последующих стадиях ядерной эволюции детальная картина довольно сложна, принципиально все происходит так же. По исчерпании близ центра очередного топлива ядерные реакции здесь гаснут, и дальнейшее развитие происходит по стандартной схеме: сжатие \Rightarrow нагрев \Rightarrow начало горения близ центра наиболее легких и потому обладающих наименьшим зарядом из имеющихся там ядер, синтезированных на предшествующей стадии. Так продолжается до тех пор, пока не случится одно из двух. Первая возможность — при очередном сжатии в центральных частях звезды наступает вырождение электронного газа. Это существенно меняет физическую ситуацию, и весь дальнейший ход событий оказывается иным. Здесь имеются различные варианты, описывать которые мы сейчас не будем. Вторая возможность — после очередного сжатия и разогрева

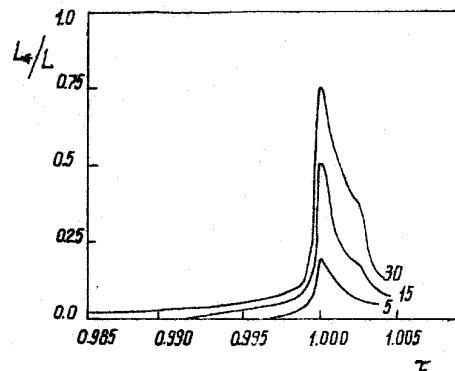


Рис. II.3.2:

Вклад энергии гравитационного сжатия в светимость звезды на стадии перехода от горения водорода к горению гелия в ядре.

Ордината — отношение светимости за счет сжатия L_G к полной светимости L . Абсцисса — безразмерное время $\tau \equiv t/t_{cc}$, где t — время от начала горения водорода, t_{cc} — время, требующееся для полного выгорания водорода в центральной части звезды — в ее конвективном ядре. Фактически τ — это возраст звезды в долях времени ее жизни на ГП. Числа у кривых — значения $\mathfrak{M} \equiv M/M_\odot$.

Источник: В.И. Варшавский, Научные информации Астросовета

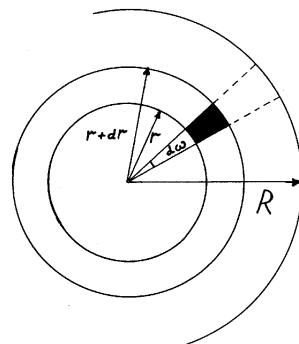
АН СССР, вып. 4, 65 – 73, 1966.

бллиз центра происходит синтез ^{56}Fe . Это последняя стадия спокойной ядерной эволюции. Синтез элементов тяжелее железа требует уже затрат энергии. Поэтому сжатие и нагрев железного ядра должны иметь иные последствия, чем во всех предыдущих случаях. Оказывается, что неизбежна потеря равновесия и взрыв звезды. Почему это так, вскоре станет ясно.

Нарисованная картина во многом схематична, но она подчеркивает то, что сейчас является для нас главным — роль медленного гравитационного сжатия в эволюции звезд. Поистине, это двигатель прогресса в мире звезд. Гравитационное сжатие — это как бы идеальный звездный кочегар, каждый раз умудряющийся аккуратно подправлять звезду так, чтобы угасший было в ее недрах ядерный огонь занялся с новой силой. Не будет ошибкой сказать и так: вся жизнь звезды — это процесс медленного гравитационного сжатия, перемежаемый паузами, когда горит очередное ядерное топливо, но неизменно возобновляющийся, как только топливо подходит к концу.

4. УПРАЖНЕНИЯ

1° Вывести уравнение (1.1) из рассмотрения баланса сил давления и тяготения, действующих на малый *усеченный конус* с осью и образующими, направленными по радиусу (см. рисунок).



К задаче 1°.

2° Получить уравнение гидростатического равновесия сферически-симметричной звезды из рассмотрения сил, которые действуют на малый объем dV произвольной формы, находящийся на расстоянии r от центра.

3° Исходя из закона сохранения энергии, показать, что свободное падение материальной точки на точечную массу M описывается соотношением

$$t = \sqrt{\frac{R^3}{2GM}} F\left(\frac{r}{R}\right),$$

где R — начальное расстояние, r — расстояние в момент t и

$$F(x) = \int_x^1 z^{1/2} (1-z)^{-1/2} dz = \sqrt{x(1-x)} + \arccos \sqrt{x},$$

или в параметрической форме

$$r = R \frac{1 - \cos \alpha}{2}, \quad t = \left(\frac{R^3}{2GM} \right)^{1/2} \frac{\pi - \alpha + \sin \alpha}{2},$$

где α — параметр, $\alpha \in [0, \pi]$. При $\alpha = 0$ получаем отсюда, в частности, (1.4). Кривая 1 на рис. II.1.2 построена по этим формулам.

4° Построить эскиз графиков хода потенциала и ускорения силы тяжести в функции r/R для двух сферически-симметричных конфигураций с одинаковыми массой M и радиусом R — одной с $\rho = \text{const}$ и другой с $\rho = \rho_c(1 - r/R)$. Почему во втором случае сила тяжести максимальна не на поверхности?

5° Показать, что если у вращающейся звезды угловая скорость зависит только от расстояния r_1 от оси вращения: $\omega = \omega(r_1)$, то центробежная сила обладает потенциалом

$$\varphi_R = - \int_0^{r_1} \omega^2(r) r dr,$$

и уравнение механического равновесия можно привести к виду $dP/d\tilde{\varphi} = -\rho$, где $\tilde{\varphi} \equiv \varphi + \varphi_R$ — полный потенциал.

6° В широко известном справочнике К. Аллена „Астрофизические величины“, 3-е изд., М., Мир, 1977, в разд. 75 приводятся, наряду с другими, следующие параметры Солнца:

Работа, необходимая для рассеяния солнечного вещества на бесконечность (наше $|E_G| - B.B.I.$) = $6.6 \cdot 10^{48}$ эрг.

Полная внутренняя лучистая энергия Солнца (в наших обозначениях $E_R - B.B.I.$) = $2.8 \cdot 10^{47}$ эрг.

Энергия поступательного движения атомов и электронов (наше E_K ; термин translational energy, то есть энергия поступательного движения, в русском издании неверно переведен как энергия переноса — *B.B.I.*) = $2.7 \cdot 10^{48}$ эрг.

Могут ли все эти три числа быть верными? Кинетическая энергия вращения Солнца мала, $\sim 10^{42}$ эрг.

7° Согласно доказанному в п. 2.5, гравитационную энергию звезды можно представить в виде

$$E_G = - \int_V (\mathbf{r} \cdot \nabla \varphi) \rho dV.$$

Получить следующее тензорное обобщение этой формулы:

$$E_{ij}^G = - \int_V x_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_j} \rho dV,$$

где E_{ij}^G — тензор гравитационной энергии (см. п. 2.7).

Глава III

ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВНУТРИ ЗВЕЗД

Why the stars are as they are.

S. Chandrasekhar

Эпиграф к этой главе — это название одной из статей Чандрасекара (вопросительного знака в конце нет — это не вопрос, а утверждение). Действительно, почему звезды такие, какие они есть? Вот вопрос, ответ на который, хотя и далеко не полный, вы найдете в этой главе. Точнее говоря, ее цель — дать представление о физических условиях, господствующих в недрах звезд, в первую очередь — нормальных. Будут получены оценки давлений и температур, непосредственно вытекающие из того наблюдательного факта, что звезды находятся в состоянии механического равновесия. Далее будет установлено, для каких звезд должно учитываться давление излучения и к каким последствиям это приводит. Будет дана оценка верхнего предела масс звезд. Затем обсуждается важный вопрос о вырождении электронного газа в звездах. Из простых соображений получены предельные случаи выражений для давления в таком газе и на этой основе рассмотрено, как происходит медленное сжатие облаков газа разной массы, превращающихся (или не превращающихся) в звезду. Получена оценка нижнего предела масс звезд ГП. Изучено механическое равновесие белых карликов малых масс и найдено, что с ростом массы их радиусы уменьшаются. В конце главы объясняется, почему существует верхний предел масс белых карликов и этот верхний предел находится.

Без решения полной системы уравнений, описывающих структуру звезды, то есть без расчета ее модели, найти точные значения физических величин в ее недрах, разумеется, невозможно. Поэтому в этой главе мы вынуждены ограничиться получением простейших порядковых оценок. Впрочем, в астрофизике такие оценки часто играют ключевую роль. Будут приведены также кое-какие данные, полученные из расчетов моделей, однако их придется пока принимать на веру. Эти данные позволяют, в частности, составить правильное представление о точности простейших оценок.

1. ДАВЛЕНИЯ В ЗВЕЗДАХ

1.1. Почему звезды газовые

Средняя плотность Солнца составляет $1.4 \text{ г}/\text{см}^3$, плотность же в его центре, конечно, гораздо выше — согласно расчетам солнечной модели $\sim 150 \text{ г}/\text{см}^3$. И тем не менее вещество в недрах Солнца, как и почти всех звезд ГП и многих других звезд, — это идеальный газ. Почему? Ответ, который обычно слышишь, да даже и читаешь в некоторых книгах, таков: из-за высокой температуры звездных недр атомы там практически полностью ионизованы. Кажется очевидным, что температуры, скажем, центра Солнца (~ 15 млн кельвинов) более чем достаточно, чтобы атомы там были практически полностью ионизованы. Однако это не так, дело вовсе не в

температуре. Убедимся в этом.

Будем для простоты считать, что вещество в центре Солнца — это чистый водород. Тогда, если мы имеем дело с термической ионизацией, то концентрация свободных электронов N_e , равная ей концентрация протонов N_p и концентрация нейтральных атомов N_1 связаны между собой формулой Саха (которую мы считаем известной читателю)

$$N_e \frac{N_p}{N_1} = \frac{2g^+}{g_1} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp(-\chi/(kT)). \quad (1.1)$$

Для водорода имеем $g^+ = 1$ (протоны), $g_1 = 2$ (неионизованные атомы), энергия ионизации $\chi = 13.56$ эВ, так что $\chi/(kT) = (13.56 \cdot 11605)/T = 157400/T$. В итоге в числах формула Саха в нашем случае принимает вид

$$N_e \frac{x}{1-x} = 2.415 \cdot 10^{15} T^{3/2} \exp(-157400/T) \text{ см}^{-3}, \quad (1.2)$$

где $x = N_p/(N_p + N_1)$ — доля ионов в полной концентрации водорода (атомы+ионы), $(1-x)$ — доля нейтральных атомов. Величина x известна как *степень ионизации*.

Если вас не интересуют подробности расчета, можете пропустить все до начала абзаца сразу за формулой (1.8).

Принимая для центра Солнца $\rho = 150$ г/см³, $T = 15 \cdot 10^6$ К, находим, что

$$N_e \frac{x}{1-x} = 1.403 \cdot 10^{26} \cdot \exp(-0.0105) = 1.388 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-3}. \quad (1.3)$$

С другой стороны, число частиц в единице объема равно

$$N_e + N_p + N_1 = \frac{\rho}{\mu m_u}, \quad (1.4)$$

что при $\rho = 150$ г/см³ дает

$$N_p \frac{(1+x)}{x} = \frac{0.9033 \cdot 10^{26}}{\mu} \text{ см}^{-3}. \quad (1.5)$$

Из (1.3) и (1.5) находим (напоминаем, что $N_p = N_e$)

$$\frac{x^2}{1-x^2} = 1.537 \mu. \quad (1.6)$$

Масса 1 см³ составляет (в атомных единицах массы; различием в массах протона m_p , нейтрального атома водорода m_H и атомной единице массы m_u

пренебрегаем)

$$N_p + N_1 = N_p \left(1 + \frac{N_1}{N_p}\right) = N_p \left(1 + \frac{1-x}{x}\right) = \frac{N_p}{x}. \quad (1.7)$$

Масса же, приходящаяся на одну частицу, выраженная в атомных единицах массы, то есть молекулярный вес μ , равен поэтому

$$\mu = \frac{N_p + N_1}{N_e + N_p + N_1} = \frac{N_p}{x} \left(N_p \frac{(1+x)}{x} \right)^{-1} = \frac{1}{1+x}. \quad (1.8)$$

Наконец, вводя это μ в (1.6), приходим к уравнению для определения доли ионизованных атомов

$$\frac{x^2}{1-x} = 1.537, \quad (1.9)$$

откуда находим $x = 0.690$.

Этот результат явно абсурден. Ведь не может же больше 30% атомов водорода с их энергией ионизации всего в каких-то жалких 13.6 эВ оставаться неионизованными, когда тепловые энергии частиц газа составляют порядка полутора кэВ, а планковских фотонов и того почти вдвое больше [2.7кT/((3/2)кT)~1.8]. Формула Саха явно не работает. В чем же дело? Ответ: дело в высокой плотности. Действительно, легко подсчитать, что *средняя плотность вещества в атоме водорода* $m_p / ((4\pi/3)r_1^3)$, где $r_1 = 0.529 \cdot 10^{-8}$ см — радиус первой боровской орбиты и m_p — масса протона ($m_p = 1.672 \cdot 10^{-24}$ г), составляет ~ 2.70 г/см³, то есть *порядка единицы*. При такой плотности вещества атомы водорода, говоря на классическом языке, должны были бы начать соприкасаться. Если же плотность на два порядка выше, как в центре Солнца, то сохраниться там нейтральными атомы водорода не могут — нет места. Электроны оказываются оторванными от ядер. Это так называемая *ионизация давлением*.

Из-за высокой плотности вещества атомы (по крайней мере водорода и гелия) должны быть практически полностью ионизованными не только в центре Солнца, но и в большей части его массы. Действительно, если принять, что Солнце представляет собой политропу индекса $n = 3$ (это неплохое приближение, вполне достаточное для получения порядковых оценок; подробнее см. Гл. IV, разд. 4, с. 224), то оказывается, что в более чем 90% его массы плотность превышает 3 г/см³, а потому нейтральных атомов водорода там быть не может. В дальнейшие подробности входить сейчас не будем. Скажем лишь, что в недрах не только Солнца, но и всех вообще звезд атомы должны быть ионизованы.

Ионизация давлением есть предельный случай снижения потенциала ионизации при росте плотности. Суть дела можно понять совсем просто. Радиус n -й боровской орбиты равен $r_n = r_1 n^2$. Среднее расстояние между двумя такими

атомами в газе не может быть меньше $2r_n$, в противном случае электронные облака атомов будут перекрываться, так что электроны уже не будут принадлежать конкретным атомам, то есть окажутся свободными. Если плотность равна ρ и газ — это чистый неионизованный водород, то концентрация атомов в нем $N_H \sim \rho/m_u$, а среднее расстояние между атомами $\sim (3/(4\pi N_H))^{1/3}$. Поэтому, чтобы электрон, находящийся на уровне n , оставался связанным, должно выполняться следующее условие:

$$n^2 \lesssim \frac{1}{2r_1} \left(\frac{3}{4\pi N_H} \right)^{1/3} = \frac{1}{2r_1} \left(\frac{3m_u}{4\pi\rho} \right)^{1/3} = 0.694 \rho^{-1/3}. \quad (1.10)$$

Здесь ρ выражено в $\text{г}/\text{см}^3$.

С ростом плотности число дискретных уровней убывает. Так, при $\rho \sim 0.33 \text{ г}/\text{см}^3$ у атома водорода сохраняется лишь один дискретный уровень, а при более высоких плотностях протон уже не способен удерживать около себя электрон — атом оказывается ионизованным. Хотя это и называется ионизацией *давлением*, на самом деле причиной ионизации служит высокая *плотность*.

Этот процесс можно описывать и иначе — не как сокращение числа реализующихся дискретных уровней, а как уменьшение энергии ионизации из основного состояния с ростом плотности. Энергия связи n -го уровня атома водорода равна $E_n = E_1/n^2 = 13.56/n^2 \text{ эВ}$, так что если это последний реализующийся уровень, то энергия ионизации из основного состояния снижается на E_n и оказывается равна $E_1(1 - 1/n^2)$, или согласно (1.10), $13.56(1 - 1.44\rho^{1/3}) \text{ эВ}$, где ρ по-прежнему в $\text{г}/\text{см}^3$. Когда $(1 - 1.44\rho^{1/3})$ обращается в 0, что происходит при $\rho \sim 1/3 \text{ г}/\text{см}^3$, наступает ионизация. Следует иметь в виду, что это не более чем порядковая оценка, но нам большего и не нужно. Строгой же теории ионизации давлением нет.

Уместно заметить следующее. При $\rho \sim 10^{-7} \text{ г}/\text{см}^3$ (атмосфера Солнца) мы имеем $n_{\max} \sim 12$, и соответственно этому в спектре Солнца видно с десяток бальмеровских линий (переходы $n \rightarrow 2$). В атмосферах белых карликов плотности гораздо выше, и поэтому в их спектрах наблюдается всего несколько линий бальмеровской серии. Таким образом, число присутствующих в спектре звезды бальмеровских линий — это надежный тест плотности в их атмосферах. Правда, n_{\max} , даваемое приведенной только что формулой, это лишь грубая оценка, так как помимо описываемого ею снижения ионизационного потенциала существенным оказывается также перекрытие расположенных близко друг к другу верхних уровней за счет эффекта Штарка. Наконец, трудно удержаться, чтобы не упомянуть о том, что в межзвездной среде атомы испускают (наблюдающееся!) излучение в радиолиниях, возникающих при переходах между близкими уровнями с n порядка 1000. Размеры этих атомов поражают: $\sim r_1 \cdot 10^6 \text{ см} \approx 0.05 \text{ мм}$ — хоть рассматривай их в лупу!

Ионизация позволяет газу оставаться идеальным вплоть до колоссальных плотностей. Вместо атомов с их характерным размером $\sim 10^{-8}$ см и средней плотностью в занимаемом атомом объеме $\sim 10^0$ г/см³ мы имеем теперь дело с голыми ядрами размером $\sim 10^{-13}$ см, то есть на *пять порядков* меньшими. Поскольку ядерные силы короткодействующие, существенные отклонения от идеальности из-за взаимодействия ядер должны наступать лишь когда они плотно упакованы, по-простому говоря — почти касаются друг друга. При этом плотности оказываются на $5 \times 3 = 15$ порядков выше, чем при плотной упаковке атомов (как это имеет место в жидкостях и твердых телах вокруг нас). Таково вещество нейтронных звезд, средние плотности которых того же порядка, что и у атомных ядер (и даже выше). Нейтронный газ в этих сверхплотных объектах далек от идеального.

То, что газ внутри звезд — это смесь голых ядер и свободных электронов, еще не гарантирует, что этот газ можно считать идеальным. В больших объемах газ, конечно, электронейтрален, на малых же масштабах это не так. Положительно заряженные ядра притягивают к себе отрицательно заряженные электроны и отталкивают другие ядра. В результате этого кулоновского взаимодействия вокруг ядер возникают облака отрицательного заряда. Понятно, что энергия такой поляризации ионизованного газа — плазмы — отрицательна. Газ можно считать идеальным, если объемная плотность этой кулоновской энергии мала по сравнению с плотностью энергии теплового движения частиц. Связанные с этим вопросы подробно обсуждаются в разд. XI.2, с. 501. Сейчас же мы просто сообщим, что во всех звездах, кроме нейтронных (и уж совсем оставших белых карликов, см. чуть ниже) с высокой точностью ($\lesssim 1\%$ для звезд ГП, кроме самых поздних) газ можно считать идеальным.

В звездах, кроме нейтронных, ядерная, или точнее ионная компонента газа (ионная — это точнее, чем ядерная, потому что атомы тяжелых элементов ионизованы в недрах звезд все же не полностью) представляет собой почти идеальный газ. Давление этой ионной компоненты газа P_i создается тепловым движением частиц, так что $P_i = N_i kT$. Электронная же составляющая газа, хотя и остается почти идеальным газом, но при высоких плотностях, $\rho \gtrsim (1 \div 2) (T/250\,000)^{3/2}$, уже не удовлетворяет простейшему уравнению состояния $P_e = N_e kT$. Давление из-за наступающего вырождения начинает расти с плотностью быстрее, чем просто пропорционально ρ (подробнее см. п. 4.1, с. 141).

Вещество в недрах звезд находится в поле планковского излучения с температурой, равной локальной температуре вещества (так называемое *локальное термодинамическое равновесие* — локальное потому, что температура меняется вдоль радиуса). Излучение в недрах звезд можно с высочайшей точностью считать планковским, потому что длины свободных пробегов фотонов малы по сравнению с расстоянием, на котором температура меняется хоть сколько-

нибудь заметно.

Пас в сторону. Отметим, что в теории звездных атмосфер термин локальное термодинамическое равновесие (ЛТР) используется в ином смысле: говорят, что газ находится в ЛТР, если распределение скоростей частиц максвелловское, населенности уровней Больцмановские, а ионизация дается формулой Саха (все три — с одной и той же температурой, меняющейся от точки к точке). На интенсивность излучения никаких ограничений не накладывается, она может сколь угодно сильно отличаться от планковской.

Газ частиц из-за присутствия фотонов не перестает быть идеальным, но уравнение состояния смеси из частиц и фотонов меняется, так как фотоны дают вклад в давление. Если фотонов много, простейшее уравнение состояния $P = NkT$ уже не работает. Таково положение в массивных звездах главной последовательности. Роль давления излучения обсуждается в разд. 3 и в пп. 3.2, 3.3 Гл. IV (см. также Гл. XI, п. 1.3, с. 495).

На другом конце главной последовательности, у звезд совсем небольших масс, скажем, меньше $0.3 M_{\odot}$, кулоновские взаимодействия частиц становятся существенными, и здесь газ уже нельзя считать идеальным. Наконец, в нейтронных звездах, где плотности порядка ядерной (и выше), нейтронный газ вырожден, но не является идеальным. Белые карлики лишены ядерных источников энергии и просто медленно остывают, высвечивая тепловую энергию своего ионного газа. В конце концов белый карлик остывает настолько, что ионы выстраиваются в кристаллическую решетку — его недра затвердевают. Правда, ждать этого приходится (или может быть правильнее сказать придется) долго — порядка возраста Вселенной, а то и больше.

1.2. Оценки давления в центре звезды

Будем считать известными массу звезды M и ее радиус R . Тогда из условия гидростатического равновесия удается, и очень просто, оценить давление в ее центре P_c (индекс c — от *center*). Если не делать никаких дополнительных предположений, получающаяся оценка довольно груба — но зато она строгая.

Почленно поделив друг на друга уравнения механического равновесия и сохранения вещества

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}, \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

получим альтернативную форму условия механического равновесия

$$\frac{dP}{dM_r} = -\frac{GM_r}{4\pi r^4}.$$

Из нее и будем сейчас исходить. Интегрируя это равенство по всей звезде и учитывая, что на поверхности P должно обращаться в нуль, для давления в центре находим

$$P_c = \frac{1}{4\pi} \int_0^M \frac{GM_r dM_r}{r^4}. \quad (1.11)$$

Если в интеграле перейти к безразмерным переменным $q = M_r/M$ и $x = r/R$, то получим

$$P_c = p_c \frac{GM^2}{4\pi R^4}, \quad (1.12)$$

где

$$p_c = \int_0^1 \frac{q dq}{x^4}.$$

Величину p_c можно рассматривать как безразмерное давление в центре звезды. Так как $x \equiv r/R \leq 1$, то $p_c \geq \int_0^1 q dq = 1/2$, и окончательно

$$P_c \geq \frac{GM^2}{8\pi R^4}. \quad (1.13)$$

Это и есть та строгая, но, к сожалению, обычно все же довольно грубая оценка давления в центре звезды, которая следует из одного только условия механического равновесия, без каких-либо иных ограничивающих предположений. Эта оценка применима к любой равновесной сферически-симметричной гравитирующей массе, в частности, к Солнцу, Земле, белым карликам и даже к шаровым звездным скоплениям (при соответствующем понимании давления).

Сделаем, далее, естественное дополнительное предположение — примем, что плотность не возрастает наружу. Уже этого оказывается достаточно, чтобы несколько улучшить оценку P_c . Именно, можно показать, что в таком случае

$$P_c \geq \frac{3}{8\pi} \frac{GM^2}{R^4}, \quad (1.14)$$

то есть $p_c \geq 3/2$, причем знак равенства соответствует звезде из несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$).

Действительно, обозначим среднюю плотность вещества в сфере радиуса r через $\bar{\rho}_r$ и выразим r^{-4} под интегралом в (1.11) через $\bar{\rho}_r$ и M_r . Дело тогда сводится по существу к оценке интеграла

$$\int_0^M \bar{\rho}_r^{4/3} M_r^{-1/3} dM_r.$$

Если плотность не возрастает наружу, то $\bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$, где $\bar{\rho} \equiv \bar{\rho}_R$ — средняя плотность звезды. Поэтому написанный интеграл должен быть не меньше $\bar{\rho}^{4/3} \int_0^M M_r^{-1/3} dM_r$, или $(3/2)M^{2/3}\bar{\rho}^{4/3}$. Выразив в получающемся результате $\bar{\rho}$ через M и R , мы придем к (1.14).

Для давления в центре можно дать и оценку сверху, которая на первый взгляд кажется не очень интересной, так как в нее входит центральная плотность ρ_c , обычно заранее неизвестная. Несколько страницами ниже (п. 1.5) мы убедимся, однако, что эта оценка тем не менее полезна. Если считать, что $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$ (это будет так, если наибольшая плотность достигается в центре звезды), то, рассуждая как и при получении (1.14), найдем, что

$$P_c \leq \frac{3}{8\pi} \frac{GM^2}{R_c^4}, \quad (1.14')$$

где R_c — радиус, который был бы у звезды, если бы ее плотность была постоянна и равна ρ_c , так что $(4\pi/3)R_c^3 \rho_c = M$.

Оценки (1.14) и (1.14') можно переписать в виде следующего двойного неравенства:

$$c_0 GM^{2/3} \bar{\rho}^{4/3} \leq P_c \leq c_0 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}, \quad (1.15)$$

где

$$c_0 = \left(\frac{\pi}{6}\right)^{1/3} = 0.8060.$$

Для его справедливости достаточно, чтобы $\rho_c \geq \bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$, то есть оно имеет место при монотонно убывающем $\rho(r)$.

Смысл этих неравенств состоит в следующем (рис. III.1.1). Пусть имеется некая равновесная конфигурация массы M с произвольным распределением плотности. Рассмотрим два однородных шара той же массы — один с плотностью, равной средней плотности конфигурации (а потому — с тем же радиусом, что и у нее), и другой, меньшего размера (с радиусом R_c), плотность в котором равна центральной плотности конфигурации. Обозначим давления в центрах этих однородных шаров соответственно через P_c^{\min} и P_c^{\max} . Согласно (1.15), если в рассматриваемой равновесной конфигурации $\rho_c \geq \bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$, то $P_c^{\max} \geq P_c \geq P_c^{\min}$.

1.3. Физическое обсуждение

а) Равенство в (1.13) достигается в случае, когда вся масса сосредоточена на поверхности сферы радиуса $r = R$, то есть находится на максимально возможном удалении от центра. В (1.14) равенство имеет место при $\rho = \text{const}$. При наложенном здесь дополнительном условии, что $\bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$, то есть если плотность не возрастает

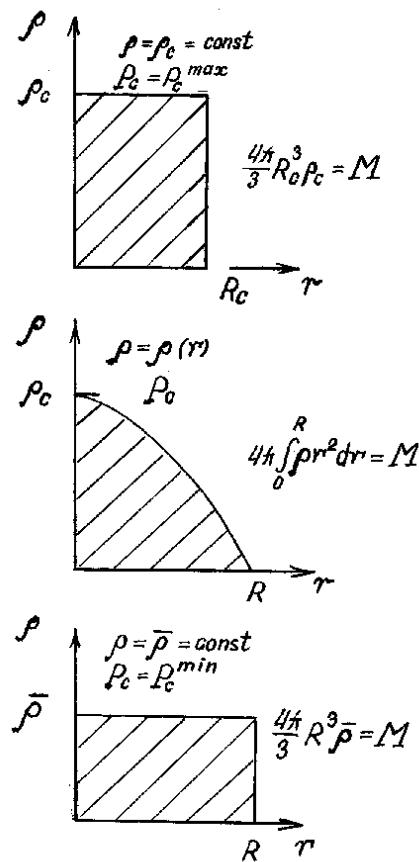


Рис. III.1.1:

К оценке давления в центре звезды.

Давление в центре равновесной конфигурации при весьма общем предположении о распределении плотности в ней $\bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$, выполняющемуся, если $\rho(r)$ монотонно убывает, удовлетворяет двойному неравенству $P_c^{\min} \leq P_c \leq P_c^{\max}$, где P_c^{\min} и P_c^{\max} — давления в центрах однородных шаров той же массы с плотностями $\bar{\rho}$ и ρ_c , соответственно.

наружу, случай $\rho = \text{const}$ также представляет собой такое распределение вещества, при котором оно наибольшим допустимым образом удалено от центра. Эти два примера иллюстрируют полезное общее правило, согласно которому в сферически-симметричной равновесной конфигурации *любой перенос массы с периферии к центру ведет к росту центрального давления*. В самом деле, пусть $r(M_r)$ — радиус сферы, в которой заключена масса M_r . Ясно, что при любом переносе вещества к центру значения $r(M_r)$ могут разве лишь уменьшиться, а потому величина $1/r^4(M_r)$ — разве лишь возрасти. Согласно (1.11), это должно приводить к росту P_c .

Физический смысл этого результата становится ясным из следующего рассуждения. Перенесем массу δM из тонкой оболочки, находящейся на расстоянии r_1 от центра, в оболочку, лежащую на меньшем расстоянии r_0 . (Чтобы при этом не нарушилось механическое равновесие, надо одновременно соответствующим образом изменить распределение температуры.) Такое перераспределение массы вызывает два эффекта. Рассмотрим сначала вещество, лежащее между r_0 и r_1 . Первоначально оно не испытывало гравитационного воздействия массы δM (так как эта масса была сферически-симметрично распределена снаружи), а затем стало его ощущать. В итоге вес этого вещества возрос, и оно начало сильнее давить на нижележащие слои. Соответствующее приращение давления в центре есть, очевидно,

$$\delta P'_c = \int_{r_0}^{r_1} \delta g \rho dr,$$

где $\delta g = G \delta M / r^2$ — добавочное ускорение, создаваемое в оболочке между r_0 и r_1 массой δM в ее новом положении. Поэтому

$$\delta P'_c = \frac{G}{4\pi} \delta M \int_{M_0}^{M_1} \frac{dM_r}{r^4},$$

где M_0 и M_1 — массы, заключенные в сферах с радиусами r_0 и r_1 соответственно.

Второй эффект от перемещения массы δM состоит в том, что изменяется вклад в центральное давление, даваемый самой этой массой. В первоначальном положении он составлял $(GM_1/(4\pi r_1^4)) \delta M$, в новом же стал $(GM_0/(4\pi r_0^4)) \delta M$. Результирующее изменение давления за счет этого эффекта

$$\delta P''_c = \frac{G}{4\pi} \delta M \left(\frac{M_0}{r_0^4} - \frac{M_1}{r_1^4} \right).$$

Оно может быть как положительным, так и отрицательным. Примеры: а) Модель Роша. Здесь $M_0 = M_1$, и $\delta P''_c > 0$; б) Полая оболочка: $M_1 \neq 0$, $M_0 = 0$.

Тогда $\delta P_c'' < 0$. Однако суммарное приращение давления в центре за счет обоих эффектов при любом распределении вещества вдоль радиуса будет положительным. Действительно, поскольку при $r_0 < r_1$

$$\int_{M_0}^{M_1} \frac{dM_r}{r^4} \geq \frac{1}{r_1^4} \int_{M_0}^{M_1} dM_r = (M_1 - M_0)/r_1^4,$$

то

$$\delta P_c = \delta P'_c + \delta P''_c \geq \left(\frac{G}{4\pi} \right) \delta M M_0 \left(\frac{1}{r_0^4} - \frac{1}{r_1^4} \right) > 0.$$

Иначе говоря, добавочное давление в центре от увеличения веса вышележащих слоев всегда более чем компенсирует возможное уменьшение вклада в P_c , даваемого самим веществом, перемещаемым ближе к центру. В итоге любой перенос вещества с периферии внутрь увеличивает давление в центре конфигурации.

Дайте физическое истолкование неравенства (1.14) в духе приведенного только что рассмотрения. Поймите также, как путем перераспределения массы вдоль радиуса из модели с $\rho = \text{const}$ можно строить конфигурации с немонотонным распределением плотности, для которых неравенство (1.14') тем не менее выполнено.

б) Чем большая доля вещества сосредоточена близ центра, тем больше должно быть P_c (при фиксированных M и R). Сам по себе сколь угодно сильный рост плотности к центру еще не гарантирует неограниченного роста центрального давления. Если, увеличивая концентрацию материи к центру, одновременно уменьшать долю массы, в пределах которой происходит резкое нарастание плотности, можно добиться того, что P_c будет при этом оставаться конечным.

Рассмотрим, например, конфигурации с

$$\rho = \rho_c \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^a \right],$$

где a — параметр, $0 \leq a < \infty$. Для них

$$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = 1 + \frac{3}{a},$$

так что при $a \rightarrow 0$ концентрация материи к центру неограниченно возрастает. Безразмерное центральное давление p_c , как можно показать, равно в данном случае

$$p_c = \frac{3}{2} \frac{(3+a)(4+a)}{(1+a)(2+a)}.$$

Поэтому $p_c \rightarrow 9$ при $a \rightarrow 0$, так что давление в центре остается конечным. Укажем еще, что безразмерная гравитационная энергия ω равна здесь

$$\omega = \frac{3}{5} \frac{(3+a)(11+2a)}{(5+a)(5+2a)}.$$

При $a = 0$ она также конечна: $\omega = 99/125$. Отметим значения $p_c = 5$ и $\omega = 26/35 = 0.74$ при $a = 1$, то есть при линейном падении плотности от центра. Причина того, почему при $a \rightarrow 0$ несмотря на неограниченный рост плотности близ центра (волях средней) центральное давление и гравитационная энергия остаются конечными, — быстрое падение при $a \rightarrow 0$ доли массы, сосредоточенной в „центральной конденсации”. Впрочем, рассмотренная ситуация мало реалистична, и в звездных моделях иметь с нею дело не приходится. Сильный (формально — неограниченный) рост плотности к центру конфигурации практически всегда сопровождается сильным (неограниченным) ростом давления и абсолютной величины гравитационной энергии (пример — политропы; см. разд. IV.2).

Задание: проверить приведенные выше выражения для $\rho_c/\bar{\rho}$, p_c и ω . К сожалению, это требует довольно длинных вычислений. Показать, что в предположении применимости простейшего уравнения состояния $P = (\mathfrak{R}^*/\mu)\rho T$ семейство моделей с $a \rightarrow 0$ и фиксированными M и R имеет $T_c \rightarrow 0$.

1.4. Астрономическое обсуждение

а) Начнем с вопроса о том, насколько безразмерное центральное давление чувствительно к структуре звезды. Значение $p_c = 1/2$ соответствует модели в виде пустотелого „мячика“, вся масса которого сосредоточена в его тонкой наружной оболочке (почему?). Для этой модели безразмерная потенциальная энергия $\omega = 1/2$ (см. п. II.2.1). Для звезды с $\rho = \text{const}$, как говорилось выше, $p_c = 3/2$, тогда как $\omega = 0.6$. Это заставляет предполагать, что безразмерное центральное давление p_c гораздо чувствительнее к распределению плотности, чем безразмерная потенциальная энергия ω . Это действительно так, что непосредственно вытекает, например, из любопытного универсального неравенства $p_c \geqslant 8\omega^4$ (см. Упр. 7°, с. 164). Поскольку представляется более или менее очевидным, что плотность должна сильно возрастать к центру звезды, следует ожидать, что p_c будет заметно больше $3/2$, а для звезд с особенно сильной концентрацией материи к центру — даже гораздо больше этой величины.

Точное значение p_c можно получить только из расчета модели звезды. Для общей ориентировки приведем результат для простейших так называемых по-

литропных моделей, у которых $P \propto \rho^{1+1/n}$ (см. Гл. IV). При $3/2 \leq n \leq 3.5$ — именно эти значения n представляют интерес в первую очередь — можно приблизенно полагать $p_c \approx 2000/(5-n)^4$ (подробнее см. п. IV.2.3). Хотя эта оценка p_c гораздо ближе к тому, что дают детальные численные расчеты моделей звезд ГП, она, в отличие от (1.12) и (1.13), не является ни универсальной, ни строгой. (Заметим мимоходом, что так как для политроп $\omega = 3/(5-n)$, то для них из универсального неравенства $p_c \geq 8\omega^4$ следует строгая оценка $p_c \geq 648/(5-n)^4$).

Строение звезд ГП, кроме самых холодных, не очень далеко от политропной модели с $n = 3$, значение p_c для которой, полученное численным расчетом, есть $p_c = 1.4 \cdot 10^2$ (см. п. IV.2.3). Поэтому давления в центрах звезд ГП (кроме маломассивных) на два порядка превосходят те, которые даются правой частью (1.14). Звезды ГП малых масс ($M \lesssim 0.5 M_\odot$) близки по строению к политропе с $n = 3/2$, а для нее $p_c = 9.7$. Оценка (1.14) в этом случае занижает давление в центре на порядок. Расчеты моделей компактных звезд — белых карликов и нейтронных звезд — приводят к P_c , которые отличаются от $(3/8\pi) GM^2/R^4$ в несколько десятков раз.

б) Среди теоретиков широко распространен формульный снобизм — формулу-де достаточно вывести, все остальное читатель обязан увидеть сам. К сожалению, такой стиль стал проникать и в учебники. Есть много способов борьбы с этим злом. Один из них — следовать совету Р. Фейнмана: „Нет ничего некрасивого в том, что в формулы подставляются числа“.

Подстановка в (1.12) численных значений дает

$$P_c = 8.95 \cdot 10^{14} p_c \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}^4} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}, \quad (1.16)$$

где \mathfrak{M} и \mathfrak{R} — масса и радиус в солнечных единицах.

Для звезд ГП в разумном приближении можно считать, что $R \propto M^r$, где $r = (1/2 \div 1)$. Для нижней части ГП такая аппроксимация с $r = 1$ является практически точной, она превосходно согласуется как с наблюдениями, так и с расчетами моделей с $\mathfrak{M} \lesssim 1$. Для верхней части ГП лучшую точность обеспечивает аппроксимация $R \propto M^{2/3}$ (а для самой верхней ее части — даже $R \propto M^{1/2}$).

В приближении $R \propto M^r$ для звезд ГП из (1.16) имеем $P_c \approx 10^{15} p_c \mathfrak{M}^{2-4r}$. С учетом сказанного выше о значениях p_c и r отсюда следует, что центральные давления в звездах ГП составляют

$$\text{Звезды ГП : } P_c \simeq 10^{16} \div 2 \cdot 10^{17} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}.$$

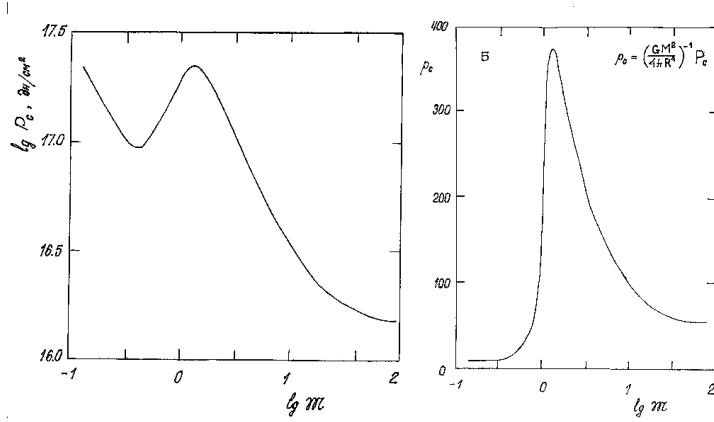


Рис. III.1.2:

Центральные давления в химически однородных звездах разных масс ($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$).

Рис. А — абсолютные значения давления P_c , рис. Б — соответствующие безразмерные структурные множители p_c . Объяснение вида кривых см. в тексте.

По земным меркам эти давления огромны: самые высокие давления, достигнутые пока в эксперименте, составляют несколько единиц 10^6 атм (1 атм $\approx 10^6$ дин/см²). И все же давления $\sim 10^{11}$ атм в звездах ГП ничтожны по сравнению с давлением в центре белого карлика с $\mathfrak{M} \simeq 1$ и $\mathfrak{R} \simeq 10^{-2}$, для которого P_c близко к 10^{19} атм, а тем более нейтронной звезды ($\mathfrak{M} \simeq 1$, $R \simeq 15$ км $\simeq 2 \cdot 10^{-5} R_\odot$). Для нее $P_c \simeq 10^{29} \div 10^{30}$ атм.

в) Рассмотрим данные о давлениях в центрах звезд ГП более подробно. Для этого нам придется использовать результаты расчетов моделей звезд, о деталях которых мы получим возможность рассказать лишь гораздо позже. Пока же их придется принять на веру.

Рис. III.1.2 А дает зависимость P_c от \mathfrak{M} для звезд ГП населения I согласно данным подробных расчетов. На рис. III.1.2 Б приведены соответствующие значения безразмерного давления в центре p_c в функции массы. Модели разных авторов слегка различаются по химическому составу, по деталям в трактовке физических процессов, происходящих в звездах (по-английски кратко говорят — по их *input physics*), наконец, по методам численного решения основной системы уравнений, описывающих модель. Поэтому положение звезд

ГП на плоскости (\mathfrak{M}, P_c) известно лишь приближенно. Приведенные кривые основаны на расчетах сетки моделей химически однородных звезд с массами от 0.15 до $125 M_\odot$ и химическим составом $X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$, которые много лет назад были выполнены в Астрономическом институте Санкт-Петербургского университета В.Б. Ильиным.

На первый взгляд немонотонный характер зависимости P_c от \mathfrak{M} может показаться неожиданным. Физическая причина этого состоит в заметном различии в степени концентрации вещества к центру у звезд разных масс.

У звезд с $\mathfrak{M} \lesssim 0.5$ степень концентрации вещества к центру невелика и лишь очень слабо зависит от \mathfrak{M} . Поэтому здесь p_c остается почти постоянным, а P_c убывает примерно пропорционально \mathfrak{M}^{-2} . С ростом массы от ~ 0.5 до $\sim 1.5 M_\odot$ концентрация вещества к центру заметно возрастает. Следствием этого является рост p_c , который происходит настолько быстро, что убывание P_c сменяется возрастанием. При дальнейшем росте \mathfrak{M} концентрация вещества постепенно становится меньше. В результате значения p_c начинают убывать, а кривая $P_c = P_c(\mathfrak{M})$ снова круто заворачивает вниз.

Для тех, кто знаком в общих чертах со строением звезд ГП разных масс, дадим более подробное объяснение вида кривой рис. III.1.2 Б. Начнем с объяснения убывания p_c в области больших масс. Это связано с переходом от выделения энергии за счет протон–протонных цепочек к углеродно–азотному циклу, что сопровождается появлением у звезды конвективного ядра. Доля массы звезды, входящая в конвективное ядро, растет с \mathfrak{M} . Поскольку концентрация вещества к центру в конвективном ядре мала (она соответствует политропе с $n = 3/2$, находящейся под давлением вышележащего вещества лучистой оболочки), это должно сказываться на общем распределении вещества, уменьшая его среднюю концентрацию к центру, а тем самым и p_c . Объясним теперь качественно восходящую ветвь кривой (область $\mathfrak{M} \lesssim 1$). Звезды самых малых масс являются полностью конвективными, и для них p_c должно быть невелико — как для политропы с $n = 3/2$, то есть $p_c \simeq 10$. С ростом массы звезды у нее появляется лучистое ядро (примерно при $\mathfrak{M} = 0.4$), для которого характерна более сильная концентрация вещества к центру. Рост лучистого ядра с увеличением массы и служит причиной роста p_c при \mathfrak{M} от ~ 0.4 до $1.5 \div 2$.

На рис. III.1.3 мы приводим для справок сведения о плотностях и концентрации вещества к центру у химически однородных звезд населения I разных масс (расчеты — те же, что для рис. III.1.2). Рис. А дает плотность в центре, рис. Б — отношение центральной плотности к средней для звезд разных масс. Последняя величина часто рассматривается как количественная мера степени концентрации вещества к центру. Физическое истолкование общего вида кривой на рис. III.1.3Б то же, что и для рис. III.1.2Б.

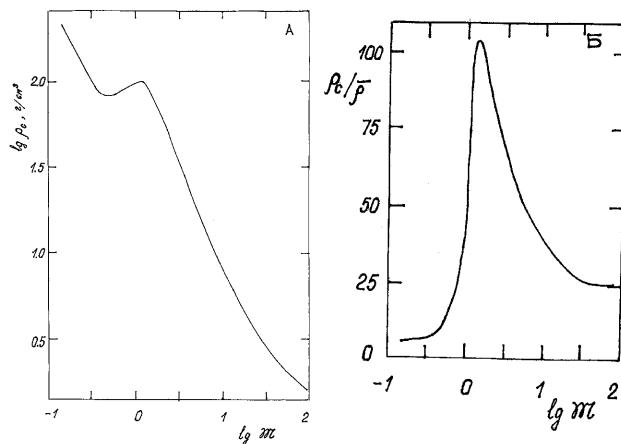


Рис. III.1.3:
Плотности в химически однородных звездах разных масс
($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$).

Рис. А — центральная плотность, рис. Б — отношение центральной плотности к средней. Последнюю величину часто принимают за количественную меру степени концентрации вещества к центру звезды.

Итак,

$$\text{Звезды ГП : } \rho_c \simeq 2 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^0 \text{ г/см}^3.$$

Сколько ни любопытны эти числа, ключевую роль в физике звезд играют, однако, не они, то есть не абсолютные значения плотности, а то, в каком соотношении находятся в звезде плотность и температура. Этим определяется, является ли газ вырожденным и можно ли его считать идеальным. Эти вопросы обсуждаются в п. 4.3, с. 156, и более подробно в Гл. X.

г) Скажем теперь несколько слов о центральных давлениях в звездах, не лежащих на ГП. Начнем с белых карликов. Распределение вещества в них, как и у химически однородных звезд ГП, определяется (при заданном химическом составе) единственным параметром — массой. При этом степень концентрации вещества, а потому и безразмерное давление p_c монотонно растут с M . В предельном случае малых масс (примерно при $\mathfrak{M} \lesssim 0.3$) имеем $p_c \simeq 10$. В противоположном случае, когда масса приближается к предельно допустимой для

белого карлика (около $1.4 M_{\odot}$ — так называемый чандрасекаровский предел, см. разд. 4 и более подробно в Гл. X), безразмерное давление $p_c \rightarrow 139$. Как видим, для белых карликов значения p_c того же порядка, что и для звезд ГП.

С красными гигантами положение существенно иное, так как концентрация вещества к центру у них чрезвычайно сильна. Качественно строение красных гигантов не слишком больших масс таково: огромная по размерам звезда низкой и не особенно быстро возрастающей к центру плотности имеет небольшое очень плотное ядро, близкое по своим характеристикам к белому карлику — как бы его зародыш, вызревающий в недрах гиганта. Поэтому простейшие оценки P_c , вытекающие из условия механического равновесия, оказываются здесь столь грубыми, что реального интереса не представляют.

1.5. Альтернативный подход

Полученное выше точное выражение (1.12) для давления в центре звезды является прямым следствием уравнения механического равновесия и справедливо всегда, независимо от того, чем создается давление. Однако, как

мы видели, это выражение обладает тем недостатком, что входящий в него безразмерный структурный множитель p_c чувствителен к ходу плотности в звезде. Когда концентрация вещества к центру велика, p_c не является числом порядка единицы. Оказывается, что существует альтернативное представление для давления в центре звезды, в котором безразмерный коэффициент гораздо менее чувствителен к распределению вещества вдоль радиуса и практически всегда по порядку не отличается от 1. Оно дает P_c как функцию M и ρ_c . Как мы вскоре убедимся, это выражение оказывается чрезвычайно информативным и позволяет многое понять в физике звезд.

Форма этого представления подсказывает видом правой части неравенства (1.15). Очевидно, что P_c можно представить как

$$P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}, \quad (1.17)$$

где c_1 — безразмерный структурный множитель. Разумеется, это выражение можно написать и просто из соображений размерности. Весь вопрос в том, насколько c_1 чувствительно к распределению плотности.

На первый взгляд может показаться, что представление P_c в форме (1.17) едва ли полезно, так как содержит плотность в центре ρ_c , которую можно найти лишь путем расчета модели звезды. Это впечатление обманчиво. Если речь идет о понимании физики, а не о получении точных чисел, то формула (1.17) является одной из самых полезных. Огромным достоинством представ-

ления центрального давления в виде (1.17) является *малая чувствительность* структурного множителя c_1 к ходу плотности в звезде. Действительно, правое неравенство в (1.15) показывает, что если плотность монотонно убывает наружу, то $c_1 \leq c_0 = (\pi/6)^{1/3} = 0.806$, причем знак равенства соответствует звезде из несжимаемого вещества, так что $\rho(r) = \rho_c$. Для модели с линейным падением плотности $\rho = \rho_c(1 - r/R)$ имеем $\rho_c/\bar{\rho} = 4$, тогда как значение c_1 составляет примерно половину максимально возможного: $c_1 = 0.423$. Для моделей с $P \propto \rho^{1+1/n}$, подробно изучаемых в следующей главе (политропы индекса n), при возрастании n от 0 (несжимаемое вещество) до $n = 5$ (модель с $\rho_c/\bar{\rho} = \infty$) значение c_1 убывает всего в 3 раза (см. п. IV.2.4). Политропы индексов $n = 3/2$ и $n = 3$ представляют особый интерес. Для них $\rho_c/\bar{\rho}$ равны, соответственно, 6 и 54, а значения c_1 составляют 0.4780 и 0.3639. Последнее число, как мы убедимся в дальнейшем, особенно важно.

Значение $c_1 = 0.3639$, отвечающее политропе индекса $n = 3$, не может быть получено аналитически и было найдено численно (см. разд. IV.2). Его можно рассматривать в качестве характерного значения c_1 для всех моделей с сильной концентрацией вещества к центру. В дальнейшем вместо этого численно точного значения мы иногда будем пользоваться следующей аппроксимацией:

$$c_1 \approx \left(\frac{\pi}{65}\right)^{1/3} = 0.3643, \quad n = 3. \quad (1.18)$$

Какого-либо физического смысла она не имеет и получена простой подгонкой. Точность, которую эта аппроксимация обеспечивает для политропы $n = 3$, достаточна для любых астрофизических приложений.

Для политропы индекса $n = 3/2$ значение $c_1 = 0.4780$ можно аппроксимировать сходным образом:

$$c_1 \approx \left(\frac{\pi}{29}\right)^{1/3} = 0.4767, \quad n = 3/2. \quad (1.19)$$

Как уже упоминалось, слабая чувствительность структурного множителя c_1 к ходу плотности в звезде делает формулу (1.17) чрезвычайно полезным инструментом для понимания ряда важных вопросов физики звезд. В самом деле, поскольку уравнение состояния вещества $P = P(\rho, T)$ известно, то эта формула позволяет проследить, как должна изменяться температура в центре звезды заданной массы с ростом ρ_c , вызванным, например, ее сжатием. Таким путем удается без решения дифференциальных уравнений строения и эволюции сжимающейся самогравитирующей газовой массы оценить ту наибольшую температуру, которая может в ней развиться в ходе сжатия. Тем самым получается оценка наименьшей возможной массы звезды с термоядерным источником энергии. Обсуждение этого важного вопроса см. в разд. 4.

Если же соотношение между ρ_c и T_c таково, что уравнение состояния баротропно, то есть давление не зависит от температуры, то формула (1.17) дает возможность по массе получить хорошие оценки центральной плотности. Из нее также немедленно следует существование верхнего предела масс у белых карликов. Именно таким способом он и был впервые найден. Это также кратко обсуждается в разд. 4 (и гораздо более подробно – в Гл. X).

2. ТЕМПЕРАТУРЫ В НЕДРАХ НОРМАЛЬНЫХ ЗВЕЗД

2.1. Оценки средних температур нормальных звезд

При обсуждении теоремы вириала говорилось, что она позволяет оценить средние температуры в нормальных звездах, то есть в звездах из идеального невырожденного газа с пренебрежимо малым давлением излучения. Правомерно ли, однако, считать, что звезды состоят из такого газа? Ведь давления в них, как было только что установлено, поистине колоссальны, а их средние плотности $\bar{\rho}$, если иметь в виду звезды ГП, не так уж сильно отличаются от плотностей обычных жидкостей и твердых тел на Земле. Действительно, поскольку для Солнца $\bar{\rho} = 1.4 \text{ г}/\text{см}^3$, мы имеем $\bar{\rho} = 1.4 \mathfrak{M}/\mathfrak{R}^3$. Отсюда легко заключить, что $\bar{\rho}$ монотонно возрастает вдоль ГП от $\sim 10^{-1} \text{ г}/\text{см}^3$ для звезд ранних подклассов О до $\sim 10^2 \text{ г}/\text{см}^3$ для поздних М-звезд. Однако несмотря на то, что эти плотности велики, или скорее именно потому что они велики, ответ на поставленный вопрос оказывается положительным: в звездах ГП (кроме наименее массивных) газ можно считать идеальным и к тому же невырожденным. Объяснение того, почему это так, уже было дано ранее (см. п. 1.1, с. 104). Главная причина, напомним, это ионизация атомов.

Итак, рассмотрим звезду с пренебрежимо малым давлением излучения, состоящую из идеального невырожденного газа, то есть нормальную звезду, согласно нашей терминологии. Исходим из следующего соотношения, выражающего теорему вириала (см. разд. II.2):

$$3 \int_V P dV = - E_G .$$

Учитывая, что для нормальной звезды $P dV = (P/\rho) dM_r = (\mathcal{R}^*/\mu) T dM_r$ и считая, что звезда химически однородна ($\mu = \text{const}$), можем переписать это в виде

$$3 \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \int_0^M T dM_r = \omega \frac{GM^2}{R} .$$

Обозначим через \bar{T} среднюю по массе температуру газа:

$$\bar{T} = \frac{1}{M} \int_0^M T dM_r .$$

Из последнего соотношения находим тогда

$$\bar{T} = \frac{\omega}{3} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}. \quad (2.1)$$

Температуру, даваемую этой формулой, по понятной причине принято называть *виртуальной*. Заметим, что для Солнца, приняв $\omega = 3/2$ и $\mu = 0.6$, из последней формулы имеем

$$\bar{T}_\odot = 7 \cdot 10^6 \text{ K}.$$

В п. 2.1 Гл. II было показано, что если плотность не возрастает наружу, то $\omega \geq 3/5$, и поэтому

$$\bar{T} \geq \frac{1}{5} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}. \quad (2.2)$$

За время жизни звезды на ГП термоядерные реакции успевают заметно изменить химический состав газа в ее центральной части. В такой звезде с частично или полностью выгоревшим ядром средний молекулярный вес μ зависит от расстояния от центра r . Выгорание легких элементов — сначала, на стадии ГП, водорода, а затем также и гелия, — ведет к тому, что μ возрастает. Легко убедиться, что в полностью ионизованном газе

$$\mu = \left(2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z \right)^{-1}, \quad (2.3)$$

где X , Y и Z — весовые доли соответственно водорода, гелия и тяжелых элементов ($X + Y + Z = 1$). Действительно, согласно определению молекулярного веса, число частиц в единице объема равно $\rho/(\mu m_u)$. Из них полностью ионизованный водород поставляет $2X\rho/m_u$ частиц, дважды ионизированный гелий — по 3 частицы (два электрона+альфа-частица) на 4 атомных единицы массы, то есть на массу каждой альфа-частицы, итого в единице объема $(3/4)Y\rho/m_u$ частиц. Наконец, тяжелые элементы — на международном астрономическом жargonе *металлы* — представлены главным образом кислородом, углеродом, азотом и неоном. Все остальные атомы имеют низкую распространенность, или, как говорят на ужасном русском астрономическом жаргоне — **низкое обилие** (по-моему, это ничем не лучше, чем, скажем, **толстяк**). Это позволяет при расчете молекулярного веса ими пренебречь. Для перечисленных же выше тяжелых атомов при их полной ионизации средняя масса (в единицах m_u), приходящаяся на одну частицу, составляет около 2, а именно $16/9=1.78$ (кислород), $12/7=1.71$ (углерод), $14/8=1.75$ (азот), $20/11=1.82$

(неон). Если не требуется высокая точность, то, учитывая малость Z (на фазе горения водорода обычно $Z \lesssim 0.02$) вклад тяжелых элементов в полную концентрацию частиц можно принимать равным $(1/2) Z \rho / m_u$. Суммируя найденные только что вклады в полную концентрацию частиц, даваемые ионизованными водородом, гелием и тяжелыми элементами, мы сразу же приходим к (2.3). Заметим, что, учитывая малость Z , для получения грубой оценки μ в (2.3) можно полагать $Z=0$, что дает

$$\mu \approx \frac{4}{3 + 5X}. \quad (2.4)$$

В чисто водородной плазме $Y = Z = 0$, и поэтому $\mu = 1/2$, тогда как там, где водород и гелий выгорели ($X = Y = 0$), имеем $\mu = 2$. Поэтому следует ожидать, что с приближением к центру звезды μ будет увеличиваться. Ролью самых наружных слоев, где ионизация еще не полная и μ возрастает к границе, в данном случае можно пренебречь. Учитывая сказанное, откажемся от предположения о химической однородности звезды ($\mu = \text{const}$), заменив его физически оправданным допущением, что $\mu \geq \mu_s$, где μ_s — молекулярный вес полностью ионизованного газа с химическим составом, имеющимся в поверхностных слоях звезды (s — от *Surface*). Так как в этом случае $(\mathcal{R}^*/\mu) T dM_r \leq (\mathcal{R}^*/\mu_s) T dM_r$, то оценка (2.1) останется в силе, если в ней заменить μ на μ_s .

2.2. Обсуждение

a) Подставляя в (2.1) численные значения постоянных, находим, что для химически однородной звезды

$$\bar{T} = 7.64 \cdot 10^6 \omega \mu \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}} \text{ K}, \quad (2.5a)$$

или

$$k\bar{T} = 659 \omega \mu \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}} \text{ эВ}, \quad (2.5b)$$

где, как всегда, $\mathfrak{M} = M/M_\odot$ и $\mathfrak{R} = R/R_\odot$. Оценка (2.2) принимает вид $\bar{T} \geq 4.6 \cdot 10^6 \mu_s \mathfrak{M}/\mathfrak{R}$ кельвинов, или $k\bar{T} \geq 400 \mu_s \mathfrak{M}/\mathfrak{R}$ эВ. Напомним, что она является универсальной, единственное ограничение — выполнение неравенства $\bar{\rho}_r \geq \bar{\rho}$ (верного, если $\rho'(r) \leq 0$). Таким образом, большая часть вещества в звездах ГП должна иметь температуру по крайней мере в несколько мегакельвинов. Соответствующие средние тепловые энергии частиц составляют не менее сотен электрон-вольт. Они значительно больше энергии ионизации водорода (13.6 эВ) и двукратной ионизации гелия ($13.6 \cdot 2^2 = 54$ эВ) и достаточны для отрыва большей части электронов от атомов тяжелых элементов, так что газ в недрах звезд действительно можно считать полностью ионизованным (когда речь идет об уравнении состояния).

Следует помнить, что неравенство (2.2) дает лишь *нижнюю оценку* средней температуры вещества нормальной звезды. Действительные же значения \bar{T} должны быть выше, так как $\omega > 3/5$. *Характерные значения температуры в недрах звезд ГП*, согласно детальным расчетам их моделей, порядка $(1 \div 3) \cdot 10^7$ К. Соответствующие тепловые энергии частиц $\sim (1 \div 3)$ кэВ.

Итак, чтобы находиться в механическом равновесии, нормальные звезды с неизбежностью должны быть очень сильно нагреты — иначе газовое давление в их недрах не могло бы противостоять весу вышележащих слоев. В этом суть наших оценок температуры.

б) Если говорить о существе дела, а не о деталях, то понять полученный результат можно так. Гравитационная энергия связи звезды порядка GM^2/R , ее тепловая энергия $\sim \mathcal{N}k\bar{T}$, где $\mathcal{N} = M/(\mu m_u)$ — полное число частиц в звезде, m_u — атомная единица массы и \bar{T} — характерная температура звездных недр. Очевидно, что эти энергии должны быть одного порядка, в противном случае механическое равновесие было бы невозможно. Итак, $(M/(\mu m_u))k\bar{T} \sim GM^2/R$, или

$$\bar{T} \sim \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R},$$

в согласии с найденным ранее более аккуратным способом.

Если последнее выражение переписать в виде

$$k\bar{T} \sim (\mu m_u) \frac{GM}{R},$$

то становится ясно, что полученный результат можно сформулировать также так: средняя тепловая энергия частицы в *недрах* нормальной звезды того же порядка, что и ее гравитационная энергия связи на *поверхности* звезды.

в) Из соображений размерности можно утверждать, что *центральная температура* звезды T_c должна зависеть от параметров таким же образом, как и \bar{T} , то есть

$$T_c = t_c \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}, \quad (2.6)$$

где t_c — близкий к единице численный коэффициент. (Можно показать, что для нормальных звезд $t_c \geq 0.32$, см. Упр. 6°, с. 163). Следует подчеркнуть кажущийся на первый взгляд неожиданным факт: у нормальных звезд центральная температура T_c превышает среднюю (по массе) температуру их недр \bar{T} всего раза в два — три.

На рис. III.2.1А приведены для справок значения центральных температур химически однородных звезд, полученные из расчетов их моделей (В.Б. Ильин,

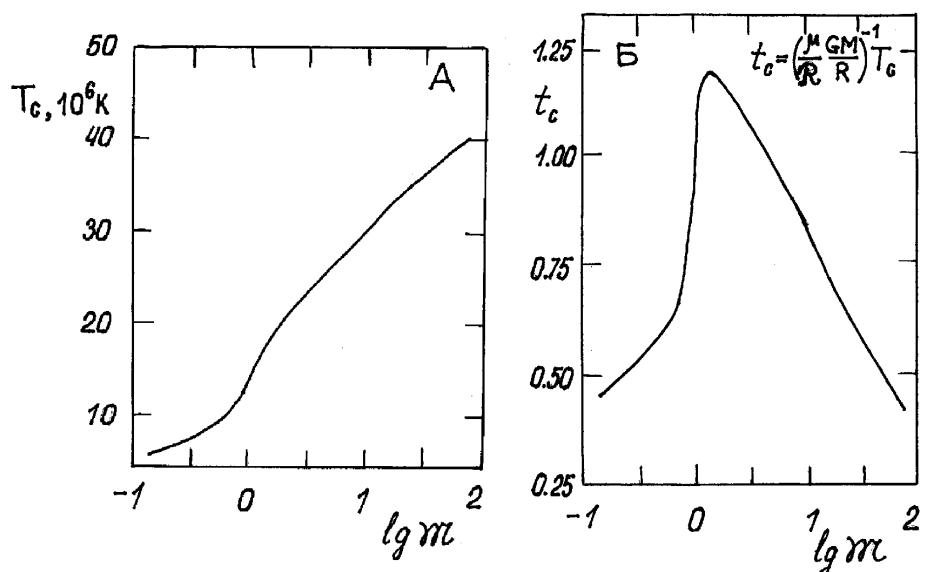


Рис. III.2.1:

Центральные температуры химически однородных звезд
($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$).

Рис. А — температуры T_c в млн К, рис. Б — значения безразмерного параметра t_c .

Астрономический институт СПбГУ). Соответствующие значения t_c показаны на рис. III.2.1Б. Итак,

$$\text{Звезды ГП: } T_c \simeq 6 \cdot 10^6 \div 4 \cdot 10^7 \text{ К.}$$

Используя данные, приведенные на рис. III.2.1 и II.2.2, постройте график T_c/\bar{T} в функции массы для химически однородных звезд с $\mathfrak{M} \leq 10$. При больших \mathfrak{M} начинает заметно сказываться давление излучения и формула (2.1) становится неприменима. Сопоставьте значения \bar{T} , даваемые детальными расчетами моделей, с оценкой (2.1). Почему простейшая оценка температуры в недрах звезд оказывается гораздо точнее оценки давления, полученной из сходных соображений?

В заключение этого пункта приведем еще выражение для центральной температуры невырожденной звезды через ее массу и центральную плотность. Формула (1.17) (с. 119) в комбинации с тем, что $P_c = (\mathcal{R}^*/\mu)\rho_c T_c$, немедленно дает

$$T_c = c_1 \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} GM^{2/3} \rho_c^{1/3}. \quad (2.7)$$

Как говорилось в п. 1.5, структурный множитель c_1 сравнительно мало чувствителен к ходу плотности в звезде.

Применим эту формулу для оценки температуры в центре Солнца. В соответствии с рецептом, рекомендованным в п. 1.5, примем $c_1 = 0.364$. Приняв, далее, $\rho_c = 150 \text{ г/см}^3$, как это дает современная модель Солнца, и взяв $\mu = 0.61$, что соответствует химическому составу фотосферы, согласно (2.6) будем иметь $T_c = 15 \cdot 10^6 \text{ К}$, в прекрасном согласии с тем, что дает детальная модель Солнца ($T_c = 15.6 \cdot 10^6 \text{ К}$). Впрочем, в центре современного Солнца значительная часть водорода уже выгорела, так что значение μ там должно быть несколько больше ($\mu = 0.82$). Поэтому на самом деле полного согласия нет. По-видимому, дело в том, что химически неоднородное современное Солнце все же заметно отличается от политропы с $n = 3$, которой соответствует принятые нами выше значение c_1 .

Последнее замечание. Хотя температуры в недрах звезд по земным меркам колоссальны, радиальные градиенты температур в них, наоборот, невелики. Так, для Солнца $T_c/R = (15 \cdot 10^6)/(7 \cdot 10^{10}) \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ К/см}$, то есть всего ~ 2 кельвина на 100 метров (см. с. 201). Это на несколько порядков величины меньше длин свободных пробегов фотонов. Поэтому поле излучения всюду внутри звезд, кроме самых наружных их слоев — звездных атмосфер — является равновесным (планковским), с локальным значением температуры.

2.3. Астрономические следствия

а) В разд. II.2 указывалось, что безразмерная потенциальная энергия ω не очень чувствительна к структуре звезды и для звезд ГП есть число, близкое к единице. Поэтому согласно (2.1) структурная чувствительность характерной температуры вещества в недрах звезд также должна быть не очень сильной. Поскольку химический состав звезд ГП примерно один и тот же, то можно принять, что μ не зависит от M , и тогда средняя температура \bar{T} оказывается пропорциональной M/R . С другой стороны, согласно наблюдениям, у звезд ГП с $\mathfrak{M} \leq 1$ радиусы примерно пропорциональны массам, для звезд же с $\mathfrak{M} \geq 1$ имеем $R \propto M^r$, причем $r = (0.5 \div 0.8)$. Поэтому из (2.1) следует, что средние температуры вещества в недрах звезд ГП должны медленно убывать с уменьшением массы, отличаясь на верхнем и нижнем концах ГП меньше чем на порядок (как и их центральные температуры, см. рис. III.2.1A). Как видим,

детальные расчеты моделей находятся в полном согласии с этим полуколичественным заключением.

Светимости звезд ГП различаются очень сильно, гораздо сильнее, чем их массы (соответственно в $\sim 10^{11} \div 10^{12}$ и в $\sim 10^3$ раз). В сочетании с тем, что \bar{T} убывает вдоль ГП медленно, это заставляет сделать вывод об очень сильной зависимости мощности энерговыделения в звездах от температуры.

Представление о том, насколько сильна эта зависимость, можно составить из следующей грубой оценки. Примем, что в пределах всей ГП $L \propto M^4$ и $R \propto M^{3/4}$. Эти зависимости правильно воспроизводят диапазон изменения светимостей и радиусов звезд ГП. Тогда для среднего по массе темпа энерговыделения $\bar{\varepsilon}$ получаем $\bar{\varepsilon} = L/M \propto M^3$. Но $\bar{T} \propto M/R \propto M^{1/4}$, так что $\bar{\varepsilon} \propto \bar{T}^{12}$. Разумеется, показатель степени здесь ни в коем случае нельзя рассматривать как сколько-нибудь точный. Однако общий вывод о чрезвычайно сильной зависимости темпа энерговыделения в звездах от температуры безусловно верен. Он был сделан еще до создания теории термоядерных реакций в звездах. Это так называемое *астрономическое требование к источнику энергии звезд*. Теория термоядерных реакций объясняет сильную зависимость ε от T . Оказывается, что в тех звездах ГП, в которых синтез гелия обеспечивает CN-цикл ($\mathfrak{M} \gtrsim 1.5$), в области энерговыделения мы имеем приближенно $\varepsilon \propto T^{18}$, тогда как если гелий синтезируется в pp-цепочках ($\mathfrak{M} \lesssim 1.5$), то $\varepsilon \propto T^4$.

6) Применим теперь (2.1) к красным гигантам (КГ). Массы большинства КГ — порядка массы Солнца, а светимости велики. Только что было установлено, что мощность энерговыделения в звездах сильно зависит от температуры. Учитывая это, заключаем, что характерное значение \bar{T} у КГ должно быть во всяком случае не ниже, чем у звезд ГП.

С другой стороны, радиусы КГ порядка $10^2 R_\odot$. Поэтому согласно (2.1) температура в их недрах была бы на два порядка ниже, чем в звездах ГП, если бы распределение вещества вдоль радиуса (оно учитывается множителем ω) было близко к „нормальному“ для звезд ГП ($\omega \sim 1$). Следовательно, для получения $\bar{T} \gtrsim 10^7$ К, что необходимо, чтобы объяснить наблюдаемые высокие светимости КГ, требуется такое распределение вещества в недрах звезды, которое обладает исключительно сильной концентрацией к центру, настолько сильной, что $\omega \gtrsim 10^2$. Итак, строение КГ должно радикально отличаться от строения звезд ГП. Заметная доля их массы должна быть сосредоточена в очень небольшом плотном центральном ядре — том самом зародыше белого карлика, о котором уже мимоходом упоминалось в п. 1.4.

На самом деле вопрос тоньше. К ядрам КГ небольших масс простейшее уравнение состояния $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$ неприменимо, так как электронный газ в них вырожден. Поэтому оценкой \bar{T} , даваемой (2.1), в этом случае нужно пользоваться с осторожностью. Однако вывод о наличии у КГ небольших плотных ядер все же верен.

3. РОЛЬ ДАВЛЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

3.1. Оценка давления излучения в центре звезды

Оценивая температуру в недрах звезд, мы пренебрегали давлением излучения. Когда и в какой мере это оправдано? Попробуем составить об этом представление.

Газовое давление в невырожденной звезде равно $P_g = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$, давление излучения $P_r = (a/3)T^4$, где a — постоянная плотности излучения. Поэтому $P_r/P_g \propto \mu T^3/\rho$. С другой стороны, как было показано выше, характерная температура звездных недр $T \propto \mu M/R$, откуда $T^3 \propto \mu^3 M^3/R^3 \propto \rho \mu^3 M^2$, так что $T^3/\rho \propto \mu^3 M^2$. Поэтому $P_r/P_g \propto (\mu^2 M)^2$, и в звездах достаточно большой массы давление излучения должно становиться существенным. Это не более чем полукачественные соображения, но они выражают самую суть дела. Можно думать, что отношение P_r/P_g , например, в центре звезды, будет определяться единственным параметром — $\mu^2 M$, хотя ожидать простой пропорциональности P_r/P_g и $(\mu^2 M)^2$, конечно, не приходится.

Переходим к более аккуратному рассмотрению. Пусть β — доля газового давления в полном давлении P , так что

$$\beta P = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T, \quad (1 - \beta) P = \frac{a}{3} T^4.$$

Исключая из этих соотношений T , находим связь между P , ρ и β :

$$P = \left[\left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1 - \beta}{\beta^4} \right]^{1/3} \rho^{4/3}. \quad (3.1)$$

Запишем соотношение (3.1) для центра звезды (индекс c). Пересядя в нем от P_c и ρ_c к безразмерному давлению $p_c \equiv (GM^2/(4\pi R^4))^{-1} P_c$ и безразмерной плотности $\sigma_c \equiv (M/(4\pi R^3))^{-1} \rho_c$ и разрешив результат относительно $(1 - \beta_c)/\beta_c^4$, получим

$$\frac{1 - \beta_c}{\beta_c^4} = b_c \frac{\pi}{18} \frac{a G^3}{\mathcal{R}^{*4}} (\mu_c^2 M)^2, \quad (3.2)$$

где b_c — безразмерный структурный множитель:

$$b_c = 24 \frac{p_c^3}{\sigma_c^4}. \quad (3.3)$$

Если в соотношении (3.2) вместо a и \mathcal{R}^* подставить их выражения через мировые постоянные

$$a = \frac{\pi^2 k^4}{15 c^3 \hbar^3}, \quad \mathcal{R}^* = \frac{k}{m_u},$$

то его можно представить в следующей поучительной форме:

$$\frac{1 - \beta_c}{\beta_c^4} = b_c \frac{\pi^3}{270} (\mu_c^2 M/M_\star)^2, \quad (3.4)$$

где M_\star — комбинация мировых постоянных, имеющая размерность массы:

$$M_\star = \left(\frac{c \hbar}{G m_u^{4/3}} \right)^{3/2} = 1.880 M_\odot = 3.74 \cdot 10^{33} \text{ г.} \quad (3.5)$$

Масса M_\star играет фундаментальную роль во всей теории звезд (см., в частности, пп. 3.4, 3.6, 4.2 и X.3.5).

Далее, весьма существенно, что хотя p_c и σ_c зависят от вида модели сильно (а p_c^3 и σ_c^4 , разумеется, еще сильнее), структурная чувствительность *отношения* p_c^3/σ_c^4 , определяющего значение b_c , оказывается сравнительно слабой. Так, при $\rho = \text{const}$ имеем $b_c = 1$, распределению плотности $\rho(r) = \rho_c[1 - (r/R)^2]$ отвечает $b_c = 0.40$, при линейном падении плотности вдоль радиуса $b_c = 0.14$ и т. д. Для моделей, у которых $P(r) = K\rho(r)^{4/3}$, где $K = \text{const}$ (политропы индекса $n = 3$, см. следующую главу), центральное давление почти в сто, а центральная плотность — более чем в 50 раз превышают значения этих величин у однородного шара той же массы и радиуса. Значение же b_c для этого случая отличается от b_c для однородного шара примерно в 10 раз: $b_c = 0.09207$.

Приведенное только что значение $b_c = 0.09207$ соответствует так называемой стандартной модели Эддингтона, сыгравшей на заре развития теории строения звезд огромную роль. Забегая вперед (а для кое-кого из читателей, вероятно, просто напоминая некогда известное им), укажем, что стандартная модель — это политропа индекса $n = 3$, построенная из невырожденного газа с учетом давления излучения; см. п. IV.3.3.

Ознакомившись со следующей главой, вернитесь к этому месту и с помощью результатов п. IV.2.3 установите, что для политропы произвольного индекса n

$$b_c = 24/[(n+1)^3 \mu_1^2],$$

где μ_1 — параметр, обсуждаемый в п. IV.2.2. Это можно записать также в виде

$$b_c = (4/3)(n+1)^{-2} \nu_1^{-2},$$

где ν_1 — приводимый в Табл. IV.2.2 (с. 187) поправочный множитель (очень близкий к единице).

Сравнительно слабая чувствительность структурного множителя b_c к распределению вещества вдоль радиуса имеет важное следствие: наложив самые минимальные ограничения на модель, мы получим осмысленную оценку вклада давления излучения в центре звезды.

Обозначим, как и в п. III.1.2, через $\bar{\rho}_r$ среднюю плотность вещества в шаре радиуса r . Если $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$, в частности, если плотность максимальна в центре звезды, то наибольшее возможное значение b_c равно 1, причем оно соответствует звезде с $\rho = \text{const}$. Это следует из (3.1) и правого неравенства (1.15). Поэтому при заданном $\mu_c^2 M$ (и $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$) наименьшее значение $(1 - \beta_c)/\beta_c^4$ будет у модели с $\rho = \text{const}$. Так как $(1 - \beta)/\beta^4$ убывает с ростом β , то для этой модели β_c будет наименьшим из возможных. Обозначив его β^* , так что $\beta_c = \beta^*$ при $b_c = 1$, или

$$\frac{1 - \beta^*}{\beta^{*4}} = \frac{\pi^3}{270} (\mu_c^2 M/M_\star)^2, \quad (3.6)$$

будем иметь поэтому

$$1 - \beta_c \leq 1 - \beta^*. \quad (3.7)$$

Неравенство (3.7) иногда называют β^* -теоремой Чандрасекара. Это и есть та строгая оценка β_c , о которой только что говорилось.

Заметим, что из (3.6) следует, что

$$\mu_c^2 \mathfrak{M}^* = 5.462 \frac{\sqrt{1 - \beta^*}}{\beta^{*2}}, \quad (3.8)$$

где, как всегда, \mathfrak{M}^* — это масса в масштабах Солнца.

3.2. Обсуждение

а) Соотношение (3.7) позволяет, зная одну только массу звезды (точнее, $\mu_c^2 M$) найти ту максимально возможную долю $1 - \beta^*$, которую давление излучения близ центра звезды

может составлять в полном давлении, *какова бы ни была структура звезды* (если только $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$ и газ в ней не вырожден). Зависимость $1 - \beta^*$ от $\mu_c^2 \mathfrak{M}$ показана на рис. III.3.1 (верхняя кривая). Из рисунка видно, что для звезд малых масс ($\mathfrak{M} \lesssim 1$) роль давления излучения заведомо пренебрежимо мала, для звезд не слишком больших масс ($1 \lesssim \mathfrak{M} \lesssim 10$) она должна быть еще невелика, и лишь в недрах весьма редко встречающихся в природе массивных звезд ($\mathfrak{M} \gtrsim 10$) давление излучения может быть существенным.

Было бы, однако, неверно думать, что для звезд как совокупности объектов давление излучения — лишь второстепенный фактор. Судя по всему, именно оно ответственно в первую очередь за то, что в мире не существует звезд очень больших масс. См. п.п. 3.4 и 3.5.

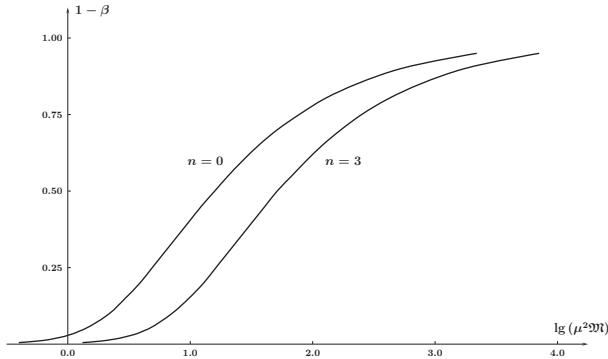


Рис. III.3.1:

Доля давления излучения в полном давлении в центре звезды $1 - \beta_c$ для звезд разных масс.

Верхняя кривая — оценка $1 - \beta_c$ сверху для звезд произвольной структуры, нижняя кривая — политропа индекса $n = 3$ (стандартная модель Эддингтона).

Следует помнить, что β^* -теорема позволяет оценить относительную роль давления излучения лишь в центре звезды. Правда, расчеты звездных моделей показывают, что доля давления излучения меняется в недрах невырожденной звезды с удалением от ее центра не очень сильно (для массивных звезд ГП — раза в два). Однако в наружных слоях звезды роль давления излучения может быть значительно больше. По-видимому, именно световым давлением регулируется выброс вещества из звезд на продвинутых стадиях их эволюции — процесс, который несомненно играет важную роль в жизни большинства звезд.

б) До сих пор речь шла о зависимости доли давления излучения в полном давлении от массы звезды. Теперь обратим внимание на роль химического состава, входящего через посредство μ_c . Значения μ_c в самых крайних случаях различаются в четыре раза, изменяясь от $\mu_c = 1/2$ для чистого водорода до $\mu_c \approx 2$ для газа из голых ядер атомов тяжелых элементов и оторванных от них электронов. Однако пренебрегать отличием μ_c от единицы нельзя. (Если атомы тяжелых элементов ионизованы не полностью, скажем не разрушены их К-оболочки, то μ_c может быть заметно больше 2).

Для химически однородных, то есть молодых звезд I типа населения $\mu_c \approx 0.6$ (это μ соответствует полностью ионизованному газу с химическим составом, который имеют наружные слои Солнца). Поэтому при оценке роли давления

излучения в звездах ГП по рис. III.3.1 входной параметр $\mu_c^2 \mathfrak{M}$ есть $\sim 0.4 \mathfrak{M}$.

В историческом плане любопытно отметить, что в период становления теории строения звезд — во времена Эддингтона, Милна и Джинса — полагали, что недра звезд состоят из тяжелых элементов ($\mu_c \simeq 2$). Поэтому $\mu_c^2 M$ принималось равным $4M$, вместо правильного для звезд ГП значения $0.4M$. В итоге роль давления излучения в те далекие времена значительно преувеличивалась.

в) Неравенство Чандрасекара (3.7) позволило сделать важный вывод о незначительной роли давления излучения в маломассивных звездах ГП. Однако оценки вклада давления излучения в звездах больших масс, даваемые β^* -теоремой, оказываются заметно завышенными.

Для невырожденной звезды с произвольным распределением вещества вдоль радиуса значение $1 - \beta_c$ должно находиться из уравнения (3.2). В числах оно имеет вид

$$\frac{1 - \beta_c}{\beta_c^4} = 0.0324 b_c (\mu_c^2 \mathfrak{M})^2. \quad (3.9)$$

На рис. III.3.1 нижняя кривая дает зависимость $1 - \beta_c$ от $\mu_c^2 \mathfrak{M}$, найденную отсюда при значении структурного множителя $b_c = 0.092$, то есть для стандартной модели Эддингтона.

Обратим внимание на то, что кривые $1 - \beta_c$ в функции $\mu_c^2 \mathfrak{M}$ располагаются тем правее и ниже, чем меньше значение структурного множителя b_c . Значения же b_c , как было показано, убывают с ростом степени концентрации вещества к центру. Поэтому следует ожидать, что если имеются две звезды с равными значениями $\mu_c^2 \mathfrak{M}$, то вклад давления излучения в центральных областях будет меньше у той из них, которая обладает более сильной концентрацией вещества к центру.

3.3. Температуры в звездах при учете давления излучения

Учет давления излучения приводит к изменению вида зависимости центральной температуры звезды от параметров. Согласно п. 2.2, для нормальных звезд (давление чисто газовое) имеем $T_c \propto \mu M / R$. В противоположном случае преобладающей роли давления излучения (звезды предельно больших масс) $P_c = a T_c^4 / 3$. Но $P_c = p_c (GM^2 / (4\pi R^4))$, где p_c — безразмерный структурный множитель. Поэтому в рассматриваемом предельном случае мы имели бы

$$T_c = p_c^{1/4} \left(\frac{3G}{4\pi a} \right)^{1/4} \frac{\sqrt{M}}{R}. \quad (3.10)$$

Таким образом, здесь $T_c \propto \sqrt{M} / R$. Зависимости от μ нет (почему?). Хотя такой крайний случай в природе, видимо, не осуществляется из-за неустойчивостей,

полученный результат $T_c \propto \sqrt{M}/R$ показывает, в каком направлении должно происходить изменение классического соотношения $T_c \propto \mu M/R$.

Для верхней части ГП $R \propto M^r$, где $r \simeq 0.5$. Поэтому пока давление излучения еще не играет заметной роли, центральная температура хотя и не очень быстро, но все же растет с массой (при $r = 0.5$ — как \sqrt{M} , поскольку $T_c \propto M^{1-r}$). Однако когда начинает существенно сказываться давление излучения, скорость роста T_c с M должна несколько замедляться. В пределе особо больших масс согласно (3.10) было бы $T_c \propto M^{(1-2r)/2}$, так что при $r = 0.5$ зависимость T_c от M должна была бы исчезнуть вовсе.

3.4. Верхний предел масс звезд

Учет нового фактора — давления излучения — естественным образом вводит в теорию звезд характерную массу — ту, при которой главенствующая роль в сдерживании гравитации переходит от газового давления к световому. Чтобы оценить эту массу, можно поступить по-разному. Например, можно приравнять правые части выражений для центральной температуры, отвечающих предельным случаям пренебрежимо малых светового и газового давлений соответственно, то есть (см. п. 2.2, формула (2.6), и п. 3.3, формула (3.10))

$$T_c = t_c \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R} \quad \text{и} \quad T_c = p_c^{1/4} \left(\frac{3G}{4\pi a} \right)^{1/4} \frac{\sqrt{M}}{R}.$$

Результат дает характерную массу

$$M_0 = \left(\frac{3p_c}{4\pi t_c^4} \frac{\mathcal{R}^{*4}}{aG^3} \right)^{1/2} \mu^{-2},$$

что можно записать также в виде

$$M_0 = \frac{C_0}{\mu^2} M_\star,$$

где M_\star дается (3.5), а C_0 — вобравший в себя все числовые коэффициенты структурный множитель:

$$C_0 = \frac{3\sqrt{5}}{2\pi^{3/2}} \frac{p_c^{1/2}}{t_c^2}.$$

Если в звезде $P \propto \rho^{4/3}$, то $C_0 = 9.73$. Это значение C_0 отвечает стандартной модели Эддингтона, для которой доля давления излучения в полном давлении не зависит от расстояния от центра звезды, см. п. п. IV.3.3 и IV.3.4. Чувствительность коэффициента C_0 к ходу плотности в звезде сравнительно слабая.

Можно показать, что для политропы индекса n

$$C_0 = \frac{9}{\pi} \sqrt{\frac{5}{2\pi}} (n+1) \nu_1 = 2.556 (n+1) \nu_1,$$

где ν_1 — поправочный множитель, отличающийся от 1 при $n \in [0, 5]$ не более чем на 15% (см. Табл. IV.2.2, с. 187). При изменении n от 1.5 до 3.5 значение C_0 возрастает менее чем вдвое, от $C_0 \simeq 6.5$ до $\simeq 10.9$.

Для получения оценки M_0 вполне можно принять $C_0 = 10$. Тогда находим, что $M_0 \simeq 18M_\odot \mu^{-2}$, так что при $\mu = 0.6$ имеем $M_0 \simeq 50M_\odot$. При M порядка M_0 давление излучения должно быть уже существенным фактором, при M , заметно меньших M_0 , его роль мала. Поскольку звезд с массами, большими $2.5 M_0$, во Вселенной нет, можно предполагать, что именно давление излучения и определяет верхний предел звездных масс.

Значение M_0 — не более чем порядковая оценка. Чтобы подчеркнуть это, найдем ту массу, при которой давление излучения P_r в центре звезды становится равным газовому давлению P_g , исходя из *точного соотношения* (3.4). Обозначим ее M'_0 . Ясно, что M_0 и M'_0 должны быть одного порядка. Различие между ними — мера той точности, которой разумно требовать от подобных оценок. Полагая в (3.4) $\beta_c = 1/2$ и бея $b_c = 0.092$ (что соответствует $P \propto \rho^{4/3}$), находим, что $M'_0 = 27.5 M_\star / \mu^2$, или $M'_0 = 51 M_\odot / \mu^2$, так что при $\mu \simeq 0.6$ имеем $M'_0 \simeq 140M_\odot$. Согласно наблюдениям, наиболее массивные звезды имеют массы около $120M_\odot$. Таким образом, из сопоставления с только что полученной оценкой M'_0 следует, что звезда, в недрах которых давление излучения преобладало бы над газовым, в природе, по-видимому, не существует.

3.5. Эддингтоновский предел светимости

Оценка верхнего предела масс нормальных звезд, данная в п. 3.4, может показаться мало убедительной. В самом деле, было лишь показано, что из того факта, что в природе нет звезд с массами больше $(100 \div 120)M_\odot$,

следует, что давление излучения в недрах звезд не должно превосходить газового. Вопрос же о том, почему это так, остался открытым. Сейчас мы покажем, в чем суть дела: верхний предел масс звезд определяется тем, что направленная наружу сила светового давления во внешних слоях звезды уравновешивает направленную внутрь силу тяжести, и атмосфера зависает на световом давлении.

Сила светового давления в атмосфере звезды, направленная наружу, определяется следующей известной формулой:

$$\frac{dP_r}{dr} = -\frac{1}{c} \int_0^\infty \alpha_\nu H_\nu d\nu, \quad (3.11)$$

где α_ν — объемный коэффициент поглощения и H_ν — монохроматический по-

ток. Множитель $1/c$ перед интегралом учитывает тот факт, что каждый фотон несет импульс $\hbar\nu/c$ в направлении своего полета. При поглощении фотона (множитель α_ν под интегралом) нормальная компонента импульса $(\hbar\nu/c)\cos\theta$ передается веществу. Суммируя импульсы, передаваемые фотонами, летящими во всех направлениях (отсюда множитель H_ν) и интегрируя результат по всем частотам, приходим к (3.11). Заметим, что формула (3.11) остается в силе и тогда, когда α_ν определяется не истинным поглощением, а рассеянием, если только импульс отдачи при рассеянии равен нулю, как это имеет место при изотропном и — что будет существенно для нас — также и при рэлеевском рассеянии.

Условие зависания атмосферы на световом давлении имеет, очевидно, вид

$$\frac{dP_r}{dr} = -\rho g, \quad (3.12)$$

где g — ускорение силы тяжести: $g = GM/r^2$. Атмосфера не обязательно тонкая, поэтому здесь стоит r^2 , а не R^2 ; масса же атмосферы пренебрежимо мала, так что $M_r = M$. Комбинируя (3.11) и (3.12), получаем

$$\frac{1}{c} \int_0^\infty \alpha_\nu H_\nu d\nu = \rho \frac{GM}{r^2}. \quad (3.13)$$

У горячих массивных звезд непрозрачность их наружных практически полностью ионизованных слоев создается рассеянием на свободных электронах. Поэтому

$$\alpha_\nu = \sigma_0 N_e, \quad (3.14)$$

где σ_0 — томсоновское сечение электронного рассеяния:

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (3.15)$$

и N_e — электронная концентрация. Тот факт, что σ_0 (а значит и α_ν в (3.13)) не зависит от частоты, имеет колоссальные последствия для разбираемой задачи.

Левая часть в (3.13) принимает вид

$$\frac{1}{c} \sigma_0 N_e \int_0^\infty H_\nu d\nu = \frac{\sigma_0 N_e}{c} \frac{L}{4\pi r^2}, \quad (3.16)$$

где L , как всегда, полная светимость звезды (так как источников и стоков энергии в наружных слоях звезды нет, то $L_r = L$). Отсюда видно, что сила светового давления на газ, непрозрачность которого создается электронным рассеянием, не зависит от спектрального состава излучения звезды и однозначно определяется ее полной светимостью.

Что касается силы тяжести ρg , то мы имеем $\rho = m_u \mu_e N_e$, где μ_e — средняя масса (в атомных единицах массы m_u), приходящаяся на один свободный электрон: $\mu_e = 2/(1 + X)$ (см. с. 142). Поэтому

$$\rho g = m_u \mu_e N_e \frac{GM}{r^2}. \quad (3.17)$$

Приравнивая правые части (3.16) и (3.17), получаем

$$\frac{\sigma_0}{c} \frac{L}{4\pi} = m_u \mu_e GM.$$

Определяемая этим равенством светимость называется эдингтоновской, или эдингтоновским пределом светимости. Ее стандартное обозначение — L_E :

$$L_E = 4\pi \frac{cm_u G}{\sigma_0} \mu_e M. \quad (3.18)$$

Как видим, масса звезды (а также содержание в ней водорода, входящее через средний электронный молекулярный вес μ_e) однозначно определяет ее максимально возможную светимость. Поскольку зависимости от r потока излучения и силы притяжения одинаковы ($\propto r^{-2}$), если сила давления излучения сравнялась с силой тяжести на поверхности звезды, то это будет верно и на любом удалении от нее. В этом смысле выражаемый формулой (3.18) результат очень „устойчив“ — он не чувствителен ни к распределению энергии в спектре звезды, ни к тому, на каком удалении от звезды сила давления излучения сравнялась с силой тяжести. Заметим также, что хотя давление излучения действует практически только на электроны (световое давление на протоны в $(m_p/m_e)^2 = 1836^2$ раз меньше), а сила тяжести — практически только на тяжелые частицы — протоны и другие ядра, эти две противоположно направленные силы оказываются сбалансированными, так как электроны и протоны в ионизованном газе очень жестко связаны электростатическими силами.

В числах последняя формула имеет вид

$$L_E = 1.25 \cdot 10^{38} \mu_e \mathfrak{M} \text{ эрг/с}, \quad (3.19)$$

где, как всегда, $\mathfrak{M} = M/M_\odot$. При $X = 0.70$ (Солнце, звезды населения I) имеем $\mu_e = 1.176$ и поэтому $L_E \approx 1.5 \cdot 10^{38} \mathfrak{M}$ эрг/с. Таким образом, светимость Солнца на пять порядков ниже эдингтоновской, так что роль светового давления для него пренебрежимо мала.

Обозначив через \mathfrak{L}_E эддингтоновскую светимость, выраженную в светимостях Солнца: $\mathfrak{L}_E = L_E/L_\odot$, вместо (3.19) для звезд населения I будем иметь

$$\mathfrak{L}_E = 3.84 \cdot 10^4 \mathfrak{M}. \quad (3.20)$$

Для массивных звезд верхней части главной последовательности имеем $\mathfrak{L} = \mathfrak{M}^3$. Поскольку светимость звезд растет с массой быстрее, чем эддингтоновская светимость (соответственно $\propto M^3$ и $\propto M$), будет существовать предельная масса, при которой светимость звезды станет равна эддингтоновской. Это и определяет верхний предел \mathfrak{M}_{\max} возможных масс звезд. Согласно сказанному, имеем $\mathfrak{M}_{\max}^3 = 3.84 \cdot 10^4 \mathfrak{M}_{\max}$, откуда окончательно

$$M_{\max} \approx 200 M_\odot. \quad (3.21)$$

Число 200 в этой формуле следует рассматривать лишь как оценку, поскольку наряду с томсоновским рассеянием заметную роль могут играть также тормозное поглощение, фотоионизация, световое давление в линиях тяжелых элементов и др., что увеличивает непрозрачность и снижает значение верхнего предела возможных масс звезд. Не входя в обсуждение, лишь упомянем, что при $\mathfrak{M} \gtrsim 120 \div 150$ у звезд главной последовательности возникает пульсационная неустойчивость, что наряду с давлением излучения и ограничивает сверху их возможные массы.

Понятие эддингтоновской светимости играет важную роль также в теории акреции. Ясно, что энерговыделение за счет сферически-симметричной акреции на звезду заданной массы не может превосходить эддингтоновского предела. В противном случае давление излучения на акрецируемое вещество превосходило бы силу притяжения, и акреция сменилась бы истечением вещества. Формула (3.18) позволяет получить оценку (правда, лишь порядковую) масс компактных компонент, в частности, черных дыр в двойных рентгеновских источниках. Тот факт, что светимости рентгеновских двойных, в энергетике которых акреция играет определяющую роль, не превосходят $\sim (10^{38} \div 10^{39})$ эрг/с, позволяет сделать вывод, что массы звездных черных дыр не превосходят по порядку $10 M_\odot$.

Еще одно замечание, касающееся формулы (3.18), имеет исторический характер. Вскоре после открытия квазаров в начале 1960-х годов было показано, что в этих объектах колоссальная энергия, на 2 – 3 порядка превосходящая светимость нормальных галактик, излучается из области размером в несколько световых дней, а то и меньше. В качестве механизма такого колоссального энерговыделения сразу же была указана акреция на сверхмассивные черные дыры. По формуле (3.18), зная светимость квазара, можно было оценить массу его сверхмассивной центральной черной дыры — вплоть до $3 \cdot 10^9 M_\odot$. Эти оценки выдержали проверку временем.

3.6. Массы звезд и мировые постоянные

Изучение относительной роли газового давления и давления излучения в звездах позволило выявить существование важной для теории звезд комбинации фундаментальных постоянных с размерностью массы:

$$M_* = \left(\frac{c\hbar}{Gm_u^{4/3}} \right)^{3/2} = 1.8798 M_\odot = 3.7390 \cdot 10^{33} \text{ г.} \quad (3.22)$$

Звезда с массой, равной M_* , содержит $\mathcal{N}_* \sim 2 \cdot 10^{57}$ барионов. Массу M_* иногда называют *эддингтоновской*. Однако Эддингтон — пионер в изучении роли давления излучения в звездах — не заметил, или точнее не отметил явно существования комбинации мировых постоянных с размерностью массы, имеющей порядок массы Солнца. Это было „a surprising omission”, как написал Чандraseкар в своем предисловии к переизданию (1988 года — уже не первому!) книги Эддингтона „*The Internal Constitution of the Stars*”.

Заметим еще, что в литературе иногда приводится несколько иное значение M_* , именно $M_* = 1.851 M_\odot$. Оно получается, если в определении M_* вместо атомной единицы массы $m_u = 1.66054 \cdot 10^{-24}$ г взята масса атома водорода $m_H = 1.67353 \cdot 10^{-24}$ г.

Массы невырожденных звезд отличаются от M_* в ту или другую сторону не более чем в несколько десятков раз. Характерная масса M_* естественным образом появляется также в теории белых карликов и нейтронных звезд (см. п. 3.5 Гл. X, с. 446), несмотря на то, что физика этих объектов существенно иная. Так, у белых карликов основной вклад в давление дает сильно вырожденный электронный газ, роль же ионов и фотонов в создании давления у них, в отличие от звезд ГП, пренебрежимо мала. Как будет показано в следующем разделе, массы белых карликов не могут превосходить так называемой чандрасекаровской предельной массы $3.1 M_*/\mu_e^2$, где μ_e — электронный молекулярный вес, то есть масса, приходящаяся на один свободный электрон. Для полностью ионизованного газа, лишенного водорода, μ_e очень близко к 2, так что предельная масса оказывается равной $0.77 M_*$, или $1.46 M_\odot$. Отсюда следует, что звезды ГП с большими массами в ходе своей эволюции к белым карликам либо должны сбрасывать часть вещества, либо же вовсе не могут в них превращаться. Какая из этих возможностей реализуется, зависит от начальной массы звезды. Наконец, масса M_* естественным образом появляется при рассмотрении рождения звезды путем сжатия газового шара. Как будет показано в следующем разделе, ею определяется минимальная масса звезд главной последовательности (см. п. 4.2, с. 149).

Таким образом, величина M_\star определяет характерные значения масс любых звезд. С точки зрения теоретика, именно эту фундаментальную массу было бы естественно использовать в качестве единицы измерения масс звезд, а вовсе не массы Солнца — этой „случайно“ оказавшейся рядом с нами и ничем больше особенно не примечательной звезды.

Выражение для M_\star можно переписать в форме

$$M_\star = m_u \mathcal{N}_\star = m_u \alpha_G^{-3/2}, \quad (3.23)$$

где \mathcal{N}_\star — полное число нуклонов в звезде с массой M_\star и

$$\alpha_G = \frac{Gm_u^2}{\hbar c} = 5.8209 \cdot 10^{-39}. \quad (3.24)$$

Постоянная α_G есть энергия гравитационного взаимодействия двух нуклонов Gm_u^2/r_0 , разнесенных на расстояние r_0 , равное комптоновской длине волны нуклона $\hbar/(m_u c)$ и выраженная в энергиях покоя нуклона $m_u c^2$. Роль безразмерной постоянной α_G в теории звезд подобна роли постоянной тонкой структуры $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ в теории атома. Малость α_G отражает крайнюю слабость гравитационного взаимодействия и фактически служит причиной того, что звезды имеют столь большие массы.

Эпиграф к этой главе— why the stars are as they are (почему звезды такие, какие они есть). Теперь мы более или менее ответили на это „почему“, во всяком случае в отношении звезд главной последовательности. Этот ответ очень прост: потому что массы звезд такие, какие они есть — очень большие. Это приводит к тому, что вес вышележащих слоев создает в недрах звезд огромное давление и высокие — по земным меркам — плотности. Атомы оказываются ионизованы и поэтому — в конечном счете, как видим, просто из-за большой массы звезд — их недра состоят из ионизованного газа. Чтобы сдержать вес вышележащих слоев, этот газ должен иметь очень высокую температуру. Так как газ непрозрачен, имеющееся при его высокой температуре излучение заперто и потому является равновесным — планковским. Массы звезд ограничены сверху тем, что это излучение начинает сдувать их наружные слои. Нам осталось понять, почему массы звезд все же такие большие — больше примерно одной десятой массы Солнца. Ответ на него вы найдете в следующем разделе. Там же выяснится, почему массы белых карликов, в отличие от звезд ГП, не могут превосходить примерно полутора масс Солнца.

4. ВЫРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА И ЕГО СЛЕДСТВИЯ

4.1. Вырожденный газ

Если сжимать ионизованный газ, поддерживая его температуру постоянной, то в конце концов будет достигнута плотность, при которой простейшее уравнение состояния $P = NkT$ перестает работать. Начинают проявляться квантовые эффекты, конкретно, оказывается действие универсального закона микромира — запрета Паули. Он распространяется на частицы с полуцелым спином — фермионы. Самые легкие из имеющихся в газе фермионов — это электроны (спин $s = 1/2$). На их распределение по импульсам и влияет в первую очередь запрет Паули. Причинительно к электронам запрет Паули состоит в том, что в ячейке фазового пространства координат и импульсов объемом \hbar^3 не может одновременно находиться более двух электронов (двух, а не одного, потому что электроны с двумя различными возможными для них ориентациями спина не являются тождественными).

Существенные изменения в поведении газа наступают тогда, когда среднее расстояние между электронами становится порядка их де-бройлевской длины волны $\lambda = \hbar/p$. При этом волновые функции электронов начинают перекрываться — тут и проявляется запрет Паули. Для импульса при нерелятивистских тепловых скоростях электронов ($v \ll c$) имеем $p = m_e v \sim (m_e kT)^{1/2}$. Поэтому условие того, что квантовые эффекты несущественны, записывается так:

$$N_e \lambda^3 \sim N_e \frac{\hbar^3}{(m_e kT)^{3/2}} \ll 1, \quad (4.1)$$

где N_e — концентрация свободных электронов. Это условие справедливо при $kT \ll m_e c^2$, или $T \ll 6 \cdot 10^9$ К, так как только тогда в невырожденном газе $v \ll c$.

Для всех других фермионов критерий наступления вырождения имеет тот же вид, что и для электронов, с заменой m_e на массу соответствующего фермиона. Но по сравнению с массой электрона массы всех имеющихся в звездах фермионов — протонов и ядер с нечетным числом нуклонов — очень велики. Поэтому ионный газ в звездах всегда остается невырожденным. Исключение — нейтронные звезды, где из-за их колоссальных плотностей ($10^{14} \div 10^{15}$ г/см³) нейтронный газ оказывается вырожденным.

В квантовой статистике величину неклассичности нерелятивистского электронного газа характеризуют значением так называемого *параметра вырождения*

$$D = \frac{N_e}{N_0}, \quad (4.2)$$

где

$$N_0 = \frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} = 4.829 \cdot 10^{15} T^{3/2}. \quad (4.3)$$

Он отличается от величины, стоящей в левой части неравенства (4.1), лишь на числовой множитель. Если $D \ll 1$, квантовые эффекты пренебрежимо малы, и электронный газ является классическим: распределение по скоростям максвелловское, а давление электронного газа P_e дается обычной формулой (для упрощения записи до конца этого пункта индекс e у P_e будет опускаться)

$$P = N_e kT. \quad (4.4)$$

Ее можно записать также так:

$$P = \frac{\rho}{\mu_e m_u} kT, \quad (4.5)$$

где μ_e — масса (в атомных единицах массы), приходящаяся на один свободный электрон.

В последнее время вместо десятилетиями используемого астрофизиками μ_e все чаще можно встретить использование обратной ей величины

$$Y_e \equiv \frac{1}{\mu_e}.$$

Очевидно, что Y_e есть число электронов, приходящихся на один нуклон. Чтобы запутать читателя, далекого от физики частиц, величину Y_e иногда называют *лептонным параметром*.

Легко видеть, что для полностью ионизованного газа

$$\mu_e = \frac{2}{1+X}, \quad (4.6)$$

где X — весовая доля водорода в газе. В самом деле, пусть X , Y и Z — весовые доли соответственно водорода, гелия и тяжелых элементов ($X + Y + Z = 1$). Если водород полностью ионизован, то в 1 см³ он поставит $\rho X / m_u$ свободных электронов — по одному на каждый протон. Ионизированный гелий даст по два электрона на каждую альфа-частицу: $2(\rho Y / (4m_u))$, или $(\rho Y / (2m_u))$. Наконец, число ядер тяжелых элементов в единице объема будет равно $\rho Z / (Am_u)$, и каждое из них поставит в газ $A/2$ электронов, поскольку можно считать, что в ядрах тяжелых элементов число протонов равно числу нейтронов. Итого в 1 см³ всего окажется $(\rho / m_u) (X + Y/2 + Z/2)$ свободных электронов, или

$$N_e = \frac{\rho}{m_u} \frac{(1+X)}{2}.$$

Масса, приходящаяся на один свободный электрон, равна, таким образом, $\rho/N_e = 2m_u/(1+X)$, так что, действительно, величина $\mu_e \equiv 2/(1+X)$ есть число атомных единиц массы, приходящихся на один свободный электрон или, что то же самое, электронный молекулярный вес. Когда концентрация электронов N_e становится порядка критического значения N_0 , скорость роста давления с увеличением плотности возрастает. Говорят, что в газе началось вырождение. Сжать такой газ тем труднее, чем он сильнее вырожден, то есть чем больше параметр вырождения. На качественном уровне это главное проявление вырождения. Давление в вырожденном газе *больше*, чем было бы в классическом газе той же температуры и плотности. В предельном случае $D \gg 1$ газ называется сильно вырожденным. Его давление почти не зависит от температуры (вероятно, отсюда и термин „вырожденный“). Давление вырожденный газ оказывает и при $T = 0$. Оно создается не тепловыми движениями электронов, а тем, что электроны, занимая нижние энергетические состояния, обладают ненулевой энергией, которую отнять от них невозможно, так как перейти в еще более низкие энергетические состояния не дает запрет Паули — эти состояния уже заняты. С ростом плотности электроны вынуждены поэтому занимать все более высокие энергетические состояния. Вследствие этого средние импульсы электронов с ростом электронной концентрации становятся больше, и давление должно расти не пропорционально электронной концентрации, а быстрее.

От качественной картины перейдем к количественному описанию. Рассмотрим предельный случай $D = \infty$, чему соответствует $T = 0$. Это так называемый *полностью вырожденный газ*. Сразу же заметим, что условие $T = 0$ не следует понимать буквально. Чем выше плотность, тем выше та температура, до которой давление электронного газа остается почти таким же, как при $T = 0$. Так, при плотности $\sim 10^6$ г/см³ даже если температура $\sim 10^7$ К (как в белых карликах), давление электронного газа практически такое же, как при $T = 0$. Подробнее об этом — чуть позже.

Для полностью вырожденного газа, как легко получить из соображений размерности, должно быть $P \propto \rho^{5/3}$. Действительно, давление в любом идеальном газе, как в обычном невырожденном, так и в вырожденном с произвольной степенью вырождения, — это скорость передачи импульса помещенной в газ единичной площадке. В идеальном газе давление изотропно, и потому ориентация площадки произвольна. Поскольку вырождение — это квантовое явление, одним из определяющих размерных параметров задачи должна служить постоянная Планка \hbar . Мы обсуждаем давление, создаваемое электронами. Поэтому еще одна размерная определяющая величина — это масса электрона m_e . Наконец, темп передачи импульса площадке существенно зависит от имеющейся в газе концентрации электронов N_e . Обозначая, как обычно, через $[Q]$ размер-

ность произвольной величины Q , мы можем поэтому написать

$$[P] = [\hbar^\alpha m_e^\beta N_e^\gamma] \quad (4.7)$$

и подобрать показатели α , β и γ так, чтобы степени, в которых *грамм, сантиметр и секунда* входят слева и справа, совпадали. Это дает

$$P = C_1 \frac{\hbar^2}{m_e} N_e^{5/3}.$$

Следует ожидать, что безразмерный коэффициент C_1 — число порядка единицы. Вводя, далее, средний молекулярный вес в расчете на один электрон μ_e , определяемый так, что

$$N_e = \frac{\rho}{\mu_e m_u}, \quad (4.8)$$

получаем выражение для давления в виде

$$P = C_1 \frac{\hbar^2}{m_e m_u^{5/3}} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}. \quad (4.9)$$

Точная формула, даваемая квантовой статистикой, имеет в точности такой же вид, и единственное уточнение, которое появляется, — это значение коэффициента C_1 . Он действительно оказывается числом порядка единицы, именно,

$$C_1 = \frac{1}{5} (3\pi^2)^{2/3} = 1.914. \quad (4.10)$$

Вводя это C_1 в (4.9), окончательно получаем строгое выражение для давления в нерелятивистском (**НР**) полностью вырожденном электронном газе:

$$\text{НР:} \quad P = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}, \quad \rho_0 \ll \rho \ll \rho_1,$$

(4.11)

где

$$K_1 = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m_e m_u^{5/3}} = 1.004 \cdot 10^{13} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} (\text{г} \cdot \text{см}^{-3})^{-5/3}. \quad (4.12)$$

Область применимости уравнения состояния (4.11) ограничена как снизу, так и сверху. При малых плотностях мы имеем классический невырожденный газ. Эффекты вырождения начинают проявляться, когда параметр вырождения D становится порядка единицы. Критическая плотность ρ_0 , которой соответствует $D = 1$, равна

$$\rho_0 = \mu_e m_u N_0 = \mu_e m_u \frac{2 (2\pi m_e kT)^{3/2}}{\hbar^3}, \quad (4.13)$$

или в числах

$$\rho_0 = 0.80 \cdot 10^{-8} \mu_e T^{3/2} = \mu_e \left(\frac{T}{250\,000} \right)^{3/2} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (4.13')$$

Для оценки порядка величины ρ_0 — а ведь только порядок величины нам и нужен — можно поступить и иначе. Следует приравнять выражения для давления в классическом и в полностью вырожденном газе. Обозначим получающуюся таким путем оценку критической плотности через ρ'_0 , так что

$$\frac{\rho'_0}{\mu_e m_u} kT = K_1 \left(\frac{\rho'_0}{\mu_e} \right)^{5/3}.$$

Легко убедиться, что

$$\rho'_0 = \frac{5}{3} \sqrt{\frac{10}{\pi}} \rho_0 \approx 3 \rho_0,$$

и поэтому в важнейшем для теории белых карликов случае, когда в газе нет водорода ($X = 0$),

$$\rho'_0 = \left(\frac{T}{75\,000} \right)^{3/2} \quad \text{при } \mu_e = 2. \quad (4.14)$$

Согласно этому критерию, при $T \sim 10^7$ К газ становится вырожденным при $\rho \sim 10^3$ г/см³, а при $\rho \gg 10^3$ г/см³ вырождение сильное. Значит, при $\rho \gg 10^3$ г/см³ давление электронного газа будет даваться формулой (4.11). Несмотря на то, что ионная компонента газа имеет температуру $T = 10^7$ К, давление электронного газа не зависит от температуры и потому можно принять, что для него $T = 0$, так что электронный газ можно считать холодным.

Верхнюю границу области применимости формулы (4.11) мы получим чуть позже.

Как уже говорилось, быстрый рост давления в вырожденном газе ($P \propto \rho^{5/3}$) объясняется тем, что при росте плотности в нем должны появляться электроны со все большими импульсами, поскольку нижние квантовые состояния заняты, и электронам приходится занимать все более высокие состояния. В конце концов в газе должны будут появиться электроны со скоростями, близкими к скорости света — релятивистские. Так как дальнейший рост скорости невозможен, появляется качественно новая ситуация. Рост давления должен замедлиться. Когда плотность настолько велика, что большая часть электронов имеет скорости, близкие к скорости света, говорят, что электронный газ стал *ультрарелятивистским* (**УР**). Уравнение состояния для этого предельного случая также можно получить из анализа размерностей. Ясно, что среди

определяющих размерных параметров теперь должна фигурировать скорость света, и (4.7) следует заменить на

$$[P] = [\hbar^{\alpha_1} c^{\beta_1} N_e^{\gamma_1}]. \quad (4.15)$$

Значения показателей α_1 , β_1 и γ_1 находятся таким же образом, как и в нерелятивистском случае, что дает

$$P = C_2 \frac{c \hbar}{m_u^{4/3}} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}. \quad (4.16)$$

Коэффициент C_2 из соображений размерности получить, конечно, нельзя. Строгое рассмотрение в рамках квантовой статистики дает

$$C_2 = \frac{1}{4} (3\pi^2)^{1/3} = 0.773. \quad (4.17)$$

Таким образом, мы имеем следующее точное выражение для давления полностью вырожденного ультрарелятивистского электронного газа:

$$\text{УР:} \quad P = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3}, \quad \rho_1 \ll \rho \ll \rho_2. \quad (4.18)$$

Здесь

$$K_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{c h}{m_u^{4/3}} = 1.243 \cdot 10^{15} \approx 10^{15} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} (\text{г} \cdot \text{см}^{-3})^{-4/3}. \quad (4.19)$$

Применимость этой формулы со стороны высоких плотностей ограничивается началом процесса *нейтронизации*. Когда достигается плотность $\rho \sim \rho_2$, появляются электроны настолько высокой энергии, что они способны начать превращать протоны ядер в нейтроны (так называемый *обратный β-распад*). Конкретное значение плотности, при котором это начинает происходить, определяется химическим (точнее, ядерным) составом вещества. Так, для углерода ^{12}C имеем $\rho_2 = 3.9 \cdot 10^{10} \text{ г}/\text{см}^3$, для кислорода ^{16}O порог начала нейтронизации $\rho_2 = 1.9 \cdot 10^{10} \text{ г}/\text{см}^3$ и т. д. Подробнее см. Гл. IX, п. 2.3, с. 409.

Формулы (4.11) и (4.18) играют чрезвычайно важную роль в физике звезд. Первая из них применима при $(\rho/\mu_e) \ll \rho_1 \sim 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$, вторая — в противоположном случае. Этот критерий немедленно получается приравниванием выражений для P для **НР** и **УР** пределов (проверьте!). Характерная плотность ρ_1 играет важную роль в теории вырожденных звезд. Строгое рассмотрение

в рамках квантовой статистики показывает, что критическую плотность ρ_1 , при которой происходит переход от нерелятивистского режима к ультрарелятивистскому, следует вводить несколько иначе, именно, как ту плотность, при которой наибольшие импульсы у имеющихся в полностью вырожденном газе электронов становятся равны $m_e c$. При этом оказывается, что

$$\rho_1 = \frac{8\pi}{3} m_u \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 = 9.739 \cdot 10^5 \approx 10^6 \text{ г/см}^3. \quad (4.20)$$

Заметим, что ρ_1 можно записать также и так:

$$\rho_1 = \frac{8\pi}{3} \frac{m_u}{\lambda_C^3}, \quad (4.21)$$

где $\lambda_C = h/(m_e c)$ — комптоновская длина волны электрона. Таким образом, ρ_1 — это плотность, при которой на объем порядка λ_C^3 (точнее, $\sim 0.1 \lambda_C^3$) приходится одна протонная масса.

Как и следовало ожидать, приближенный способ введения критической плотности ρ_1 , который использовали мы, — приравнивание давлений, даваемых формулами (4.11) и (4.18), — привел к результату, очень близкому к (4.20). Отличие от (4.20) — лишь на числовой множитель, близкий к 2 (точнее, равный $(5/4)^3 = 1.95$ — можете проверить).

Уравнение состояния полностью вырожденного электронного газа с произвольной степенью релятивизации, справедливое при любых достаточно больших плотностях, а не только при $\rho/\mu_e \ll 10^6 \text{ г/см}^3$ или $\rho/\mu_e \gg 10^6 \text{ г/см}^3$, лежащее в основе общей теории механического равновесия белых карликов, см. в Гл. X.

Что касается уравнения состояния $P = P(\rho, T)$ частично вырожденного электронного газа (плотности $\rho \sim \rho_0$), то оно также важно для физики звезд. К сожалению, однако, это уравнение или, точнее, задающие его параметрические уравнения имеют громоздкий вид. Поэтому аккуратное обсуждение этого вопроса мы сочли возможным сейчас опустить. Пока же укажем, что для нерелятивистской области ($\rho \ll \rho_1$) в ряде случаев можно использовать простую интерполяционную формулу для давления электронного газа

$$P \approx \frac{\rho}{\mu_e m_u} kT + K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}. \quad (4.22)$$

Не претендуя на точность, эта формула оказывается очень полезной при обсуждении качественных эффектов, вызываемых наступлением вырождения при росте плотности. При низких электронных концентрациях, $N_e \ll N_0$, когда вырождения нет, эта формула дает классический результат (4.5), тогда как при $N_e \gg N_0$ второе слагаемое сильно превосходит первое, и (4.22) переходит в (4.11). Пример использования аппроксимации (4.22) см. в следующем пункте.

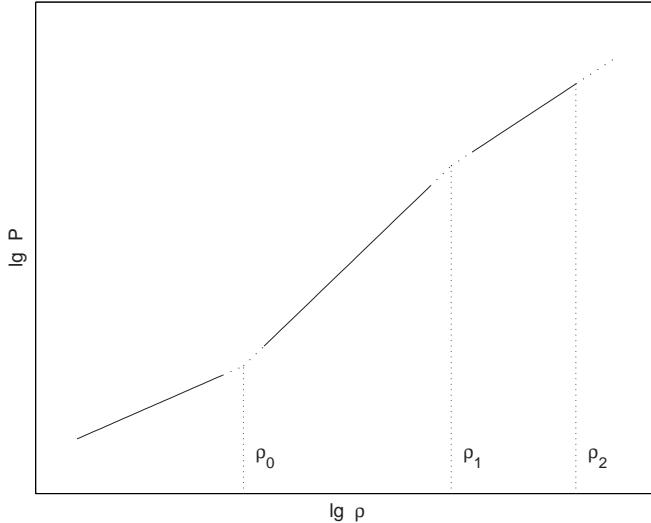


Рис. III.4.1:

Эскиз графика зависимости давления электронного газа от плотности.

Изменения наклона кривой при переходе от одной области к другой намеренно преувеличены.

Наш краткий экскурс в статистическую физику подошел к концу. Резюмируем результаты. На рис. III.4.1 представлен эскиз графика зависимости давления электронного газа от плотности (точнее, от ρ/μ_e). При низких плотностях, пока $N_e \ll N_0$, газ не вырожден, и $P \propto \rho T$ (формула (4.5)). По достижении плотности порядка $\rho_0 \sim 10^3 T_7^{3/2}$ г/см³, где $T_7 \equiv T/10^7$, начинает сказываться вырождение, и рост давления становится более быстрым. В переходной области, при $\rho \sim \rho_0$, уравнение состояния имеет сложный вид. Мы будем в этой области использовать интерполяционную формулу (4.22). При $\rho \gg \rho_0$ электронный газ сильно вырожден, и давление его не зависит от температуры. Формально ее можно считать равной нулю (хотя кинетическая температура невырожденного ионного газа может при этом быть и высокой). Пока плотность остается мала по сравнению с $\rho_1 \sim 10^6$ г/см³, давление пропорционально $\rho^{5/3}$ (формулы (4.11) и (4.12), нерелятивистский вырожденный газ). По достижении плотности $\rho \sim \rho_1$ газ становится частично релятивистским, и скорость роста давления с увеличением плотности несколько уменьшается. Наконец, при плотностях

$\rho \gg 10^6$ г/см³ давление растет пропорционально $\rho^{4/3}$ (формулы (4.18) и (4.19), ультрарелятивистский газ). Как мы вскоре увидим, невинное на первый взгляд уменьшение показателя степени у ρ с $5/3$ до $4/3$ имеет колоссальные последствия для физики звезд. Область плотностей, при которых начинаются процессы нейтронизации, $\rho \sim \rho_2$, где $\rho_2 \sim (2 \div 4) \cdot 10^{10}$ г/см³, мы пока обсуждать не будем. С ней приходится иметь дело фактически лишь в двух случаях — при рассмотрении физики вспышек сверхновых и в теории нейтронных звезд. Ни то, ни другое не служит предметом обсуждения в этой части нашего руководства.

4.2. Минимальная масса звезд ГП

Мы уже не раз упоминали о том, что вырождение играет важнейшую роль в физике белых карликов и нейтронных звезд — этих

финальных стадий звездной эволюции. Оказывается, что его роль не менее важна и при рождении звезд. Мы сейчас покажем, что фактически именно вырождение электронного газа кладет нижний предел возможным массам звезд главной последовательности.

Сжимающаяся протозвезда, еще не достигшая ГП, имеет в своем расположении единственный источник энергии — гравитационный. Сначала происходит коллапс и выделяющаяся энергия расходуется главным образом на диссоциацию молекул H₂ и ионизацию атомарного водорода. Когда эти процессы завершены, устанавливается гидростатическое равновесие и начинается медленное кельвиновское сжатие. На этом этапе звезда состоит из идеального газа и, согласно теореме вириала, выделяющаяся при сжатии гравитационная энергия делится пополам — одна половина расходуется на излучение, другая запасается в звезде в форме тепловой энергии газа. Поэтому по мере сжатия температура должна возрастать. Как было показано в п. 2.2 (с. 127), температура в центре T_c растет пропорционально $\rho_c^{1/3}$, а именно

$$T_c = c_1 \frac{\mu}{R_*} GM^{2/3} \rho_c^{1/3}. \quad (4.23)$$

Если сжатие происходит гомологически, коэффициент c_1 остается постоянным. Его можно принять равным $c_1 = 0.48$, так как сжимающийся газовый шар оказывается полностью конвективным и представляет собой политропу индекса $n = 3/2$ (так что $P(r) \propto \rho(r)^{5/3}$).

Разогрев газа, описываемый формулой (4.23), не будет продолжаться бесконечно. В зависимости от того, какова масса протозвезды M , произойдет одно из двух. Если масса достаточно велика, в конце концов будут достигнуты температуры, достаточные для начала термоядерного горения водорода, и сжатие прекратится. Температура и плотность стабилизируются. Протозвезда превратилась в химически однородную звезду ГП. Дальнейшая эволюция происходит уже на ядерной шкале времени. Однако возможен и другой вариант развития

событий. При меньших массах еще до достижения термоядерных температур может наступить частичное вырождение электронного газа. Давление же вырожденного газа, как говорилось в предыдущем пункте, *больше*, чем у максвелловского газа той же плотности и температуры, так что газ делается „жестче”, сжимаемость его уменьшается. В итоге сжатие должно будет замедлиться, а затем и вовсе прекратиться — „звезда”, а точнее, несостоявшаяся звезда зависит на давлении вырожденного электронного газа. При этом температура, достигнув максимума, начинает убывать. Такой объект — его можно назвать псевдозвездой — внешне ничем не отличается от обычной звезды. Однако в недрах его не происходили и никогда не будут происходить термоядерные реакции превращения водорода в гелий, а потому, по определению, это не звезда. В зависимости от массы, это либо рождающийся бурый карлик, либо будущая газовая планета.

От слов — к делу. Приступим к количественному анализу процесса кельвиновского сжатия протозвезды небольшой массы. Не будучи вполне строгим, этот анализ тем не менее позволит выявить суть дела. В основу рассмотрения положим предположение, что в центре конфигурации ионная компонента газа не вырождена, тогда как электронный газ, напротив, на достаточно продвижутых этапах сжатия становится заметно вырожденным. Кроме того, будем считать газ идеальным, то есть пренебрежем кулоновскими взаимодействиями частиц. Тогда в центре протозвезды давление ионной компоненты газа (индекс i) удовлетворяет классическому уравнению состояния

$$P_i = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu_i} \rho T, \quad (4.24)$$

где μ_i — ионный молекулярный вес. Для давления же частично вырожденного электронного газа примем приближенное уравнение состояния, о котором говорилось в конце предыдущего пункта:

$$P_e = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu_e} \rho T + K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}. \quad (4.25)$$

Оно верно описывает асимптотики — невырожденный электронный газ при низких плотностях (преобладает первое слагаемое) и сильно вырожденный — при высоких (второе слагаемое много больше первого). В области промежуточных плотностей эта простая интерполяционная формула приближенно учитывает частичное вырождение. Принимая во внимание, что $N = \rho/(\mu m_u)$, $N_i = \rho/(\mu_i m_u)$, $N_e = \rho/(\mu_e m_u)$ и $N = N_i + N_e$, заключаем, что

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_e}.$$

Поэтому для полного давления $P = P_i + P_e$ в центре конфигурации (индекс c) будем иметь

$$P_c = \frac{kT_c}{\mu m_u} \rho_c + K_1 \left(\frac{\rho_c}{\mu_e} \right)^{5/3}. \quad (4.26)$$

С другой стороны, поскольку система считается гидростатически равновесной, то, как мы знаем (формула (1.17), с. 119),

$$P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}. \quad (4.27)$$

Комбинируя эти две формулы, получаем простое соотношение, связывающее важнейшие параметры газа в центре конфигурации заданной массы — его температуру и плотность:

$$kT_c = \mu m_u c_1 GM^{2/3} \rho_c^{1/3} - \mu m_u K_1 \mu_e^{-5/3} \rho_c^{2/3}. \quad (4.28)$$

Итак, в произвольной гидростатически равновесной конфигурации заданной массы M и химического состава (он определяет значения μ и μ_e) плотность в центре однозначно определяет температуру.

В формуле (4.28) заключена очень важная информация. У двух членов в правой части (4.28) зависимость от ρ_c разная. Пока плотность мала, первое слагаемое значительно больше второго, и последним можно пренебречь. На этом этапе сжатие звезды, ведущее к росту ρ_c , сопровождается сравнительно быстрым увеличением T_c (пропорциональным $\rho_c^{1/3}$, см. формулу (4.23)). Однако по мере роста плотности положение постепенно меняется. Из-за более сильной зависимости второго слагаемого от ρ_c его вклад увеличивается. В результате рост T_c замедляется, температура достигает максимума, а затем начинает убывать (рис. III.4.2). Самое главное для нас сейчас — найти ту наибольшую температуру, которой может достичь газ в центре сжимающегося самогравитирующего газового шара заданной массы и выяснить, чему равна та минимальная масса, при которой эта температура достаточна, чтобы начались протон–протонные реакции горения водорода.

Обозначим максимальную развивающуюся в ходе сжатия температуру через T_* , а плотность, при которой она достигается, — через ρ_* . Переписав для удобства (4.28) в виде

$$kT_c = A_1 \rho_c^{1/3} - A_2 \rho_c^{2/3} \quad (4.29)$$

и приравняв производную к нулю, найдем, что

$$kT_* = \frac{A_1^2}{4A_2}, \quad \rho_* = \left(\frac{A_1}{2A_2} \right)^3. \quad (4.30)$$

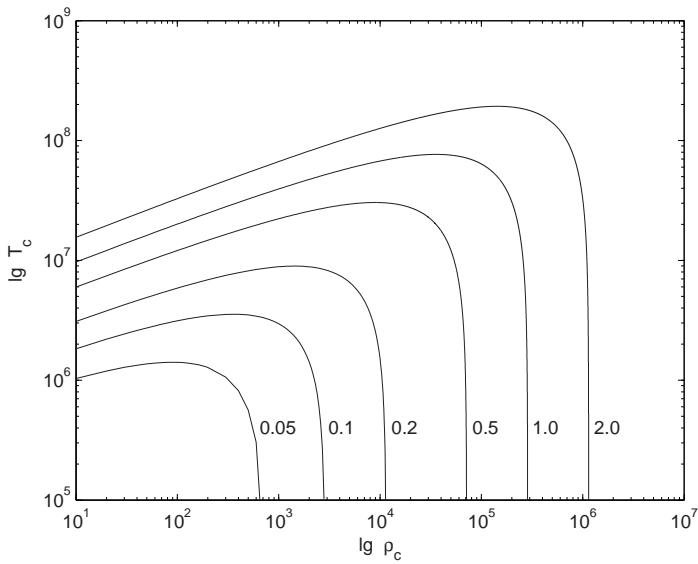


Рис. III.4.2:

Изменение температуры при гомологическом сжатии политропы индекса $n = 3/2$. Химический состав: $X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$. Числа у кривых — значения $\mathfrak{M} \equiv M/M_\odot$.

При расчете использована аппроксимация уравнения состояния (4.26).

Подставив сюда для A_1 и A_2 их явные выражения из (4.28), а для K_1 — из (4.12), после некоторой перегруппировки сомножителей получаем окончательно

$$kT_* = \varkappa_T \mu \mu_e^{5/3} \left(\frac{M}{M_*} \right)^{4/3} m_e c^2, \quad (4.31)$$

где M_* — обсуждавшаяся нами в п. 3.6, с. 139, характерная масса:

$$M_* = \left(\frac{\hbar c}{G m_u^{4/3}} \right)^{3/2} = 1.8797 M_\odot$$

и \varkappa_T — числовой коэффициент, определяемый ходом плотности:

$$\varkappa_T = \frac{5}{4\pi^2} \left(\frac{\pi}{3} \right)^{2/3} c_1^2 = 0.1306 c_1^2. \quad (4.32)$$

В частности, для политроп имеем

$$\varkappa_T = 2.984 \cdot 10^{-2} \quad \text{при } n = 3/2; \quad \varkappa_T = 1.729 \cdot 10^{-2} \quad \text{при } n = 3. \quad (4.33)$$

Представление максимальной температуры, развивающейся в сжимающемся самогравитирующем газовом шаре, в форме (4.31) весьма поучительно в теоретическом плане. Эта формула ясно демонстрирует ту принципиально важную роль, которую играет в жизни звезд фундаментальная масса M_* . Однако с чисто астрономической точки зрения гораздо важнее не структура формулы, а реальные числа, которые она дает. Для политропы с $n = 3/2$ формула (4.31) в числах принимает вид ($\mathfrak{M} = M/M_\odot$):

$$T_* = 7.63 \cdot 10^7 \mu \mu_e^{5/3} \mathfrak{M}^{4/3}. \quad (4.34)$$

Если температура T_* достаточна для того, чтобы начавшиеся термоядерные реакции покрывали потери на излучение, сжатие прекращается. Протозвезда превратилась в звезду главной последовательности. При малых массах термоядерные температуры не достигаются — звезда не „зажглась“. Рождается бурый карлик (или даже газовая планета). Существует небольшой интервал масс, при которых в ходе сжатия термоядерные реакции начинаются, но мощность их оказывается все же не достаточной для того, чтобы полностью скомпенсировать потери на излучение. В этом случае сжатие замедляется, но не прекращается полностью. Температура, пройдя через максимум, начинает падать, и ядерные реакции постепенно затухают. Итог — рождение бурого карлика.

Итак, при $\rho < \rho_*$ сжатие ведет к разогреву. Здесь газовый шар обладает отрицательной теплоемкостью. При $\rho > \rho_*$ сжатие не способно разогревать газ, и он охлаждается. На этом этапе теплоемкость сжимающегося газового шара положительна.

Плотность при той максимальной температуре $T = T_*$, которая достигается в ходе сжатия, равна, как мы видели выше (см. (4.30)),

$$\rho_* = \left(\frac{A_1}{2A_2} \right)^3,$$

что после подстановки значений A_1 и A_2 можно привести к виду

$$\rho_* = \varkappa_\rho \mu_e^5 \left(\frac{M}{M_*} \right)^2 \rho_1, \quad (4.35)$$

где \varkappa_ρ — численный коэффициент:

$$\varkappa_\rho = \frac{125}{24\pi^2} c_1^3 \quad (4.36)$$

и $\rho_1 \approx 10^6$ г/см³ — характерная плотность, обсуждавшаяся в предыдущем пункте (формула (4.20), с. 147). Приведем для справок значения \varkappa_ρ для политроп индексов $n = 3/2$ и $n = 3$:

$$\varkappa_\rho = 0.0576 \quad \text{при } n = 3/2; \quad \varkappa_\rho = 0.0254 \quad \text{при } n = 3. \quad (4.37)$$

Если массу измерять в массах Солнца, то для политропы с $n = 3/2$ формула (4.35) дает

$$\rho_* = 1.630 \cdot 10^{-2} \mu_e^5 \mathfrak{M}^2 \rho_1 = 1.587 \cdot 10^4 \mu_e^5 \mathfrak{M}^2. \quad (4.38)$$

Насколько точны числа, которые дают формулы (4.34) и (4.38)? Это в гораздо большей мере определяется той точностью, которую обеспечивает использованная нами аппроксимация уравнения состояния, чем принятое значение структурного множителя c_1 . Даже если пренебречь кулоновскими взаимодействиями, то есть по-прежнему считать газ идеальным, вместо интерполяционной формулы (4.25) следовало бы использовать точное выражение для давления частично вырожденного электронного газа. Нетрудно убедиться, что вблизи максимума кривых $T_c = T_c(\rho_c)$ вырождение электронного газа не является сильным, а потому на результате должна заметно сказываться неточность применяемого нами уравнения состояния. Действительно, при $T = T_*$ мы имеем

$$N_0 = \frac{2(2\pi m_e k T_*)^{3/2}}{h^3} = \frac{2}{h^3} \left(2\pi m_e \frac{A_1^2}{4A_2}\right)^{3/2},$$

а электронная концентрация при $\rho = \rho_*$ равна

$$N_e = \frac{\rho_*}{\mu_e m_u} = \frac{1}{\mu_e m_u} \left(\frac{A_1}{2A_2}\right)^3,$$

так что параметр вырождения при $T = T_*$ и $\rho = \rho_*$ оказывается равен

$$D_* = \frac{5}{3} \sqrt{\frac{10}{\pi}} \left(\frac{\mu_e}{\mu}\right)^{3/2} = 2.97 \left(\frac{\mu_e}{\mu}\right)^{3/2}.$$

Любопытно, что D_* не зависит ни от массы объекта, ни от хода плотности в нем. Последний определяет значение структурного множителя c_1 , а он из выражения для D_* выпал.

Для протозвезды из чистого водорода, таким образом, $D_* \approx 6\sqrt{2} \approx 8.4$, так что предположение о сильном вырождении здесь фактически не выполняется. Поэтому точность наших результатов определяется тем, насколько хорошо простая интерполяционная формула (4.25) работает в области частичного вырождения. В итоге к числам, которые дает выражение (4.34), являющееся следствием (4.25), следует относиться с осторожностью. Это не более чем

оценки, впрочем, как оказывается, не такие уж плохие. Однако самый важный вывод, к которому мы пришли, — общий вид зависимости T_c от ρ_c , с максимумом при некотором $T_c = T_*$, — безусловно должен оставаться верен и при использовании более реалистичного уравнения состояния.

Помня все эти оговорки, обратимся к числам. Согласно (4.34), при $\mathfrak{M} = 0.1$ имеем $T_* \approx 1.4 \cdot 10^6$ К, при $\mathfrak{M} = 0.05$ максимальная температура не достигает и миллиона кельвинов: $T_* \approx 0.7 \cdot 10^6$ К (солнечный химический состав: $\mu = 0.61$, $\mu_e = 1.17$). Можно считать, что именно где-то в этом интервале температур, скорее у его верхнего предела, термоядерные реакции горения водорода практически прекращаются. Действительно, при $T = 1.4 \cdot 10^6$ К скорость протон–протонной реакции на 6 порядков ниже, чем при $T = 15 \cdot 10^6$ К, то есть в центре Солнца. Поэтому мы приходим к заключению, что природные водородные термоядерные реакторы с гравитационным удержанием плазмы, которые мы называем звездами, в начале своей эволюции должны иметь массы не менее $\sim 0.1 M_\odot$. Детальные расчеты лишь слегка уточняют это заключение. Оказывается, что при солнечном химическом составе минимальная масса звезды составляет около $0.08 M_\odot$ (так называемый *предел Кумара*).

Помимо чисел, формула (4.31) интересна также, так сказать, в идеином плане. Из нее следует, что *минимальные массы* звезд ГП по сути дела определяются той же фундаментальной массой $M_* = 1.85 M_\odot$, которая, как мы убедились в предыдущем разделе, определяет и их *максимальные массы*. Диапазон масс звезд в начале их термоядерной жизни — на ГП — от $M_{\min} \sim 0.04 M_*$ до $M_{\max} \sim 50 M_*$. Замечательно, что масса M_* столь просто выражается через мировые постоянные, именно, $M_* = m_u \alpha_G^{-3/2}$, где α_G — гравитационный аналог постоянной тонкой структуры (см. п. 3.6, с. 140). Можно думать, что масса M_* должна играть ключевую роль во всей физике звезд, и еще до конца этого раздела мы получим тому подтверждения. С другой стороны, следует иметь в виду огромное различие в физике процессов, ограничивающих массы звезд ГП сверху и снизу, хотя в обоих случаях и появляется одна и та же характеристическая масса M_* . Поэтому должно быть очевидно, что в физике звезд с помощью одних только соображений размерности и разного рода полу количественных оценок далеко продвинуться невозможно. Требуется расчет точных значений числовых множителей при различных „естественных“ для той или иной задачи комбинациях физических переменных. В ходе эволюции звезды эти множители к тому же изменяются со временем. В итоге в проблемах звездной эволюции порядковые оценки и общие физические соображения играют не более чем подсобную роль. Бал же правят детальные численные расчеты.

В заключение отметим еще два момента. В проведенном выше анализе мы пользовались приближенным уравнением состояния. Для наших целей этого оказалось достаточно. Однако, *каково бы ни было* уравнение состояния вещества $P = P(\rho, T)$, для любого равновесного самогравитирующего шара соглас-

но (4.27) должно *строго выполняться* соотношение

$$P_c(\rho_c, T_c) = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}, \quad (4.39)$$

являющееся прямым следствием механического равновесия. Существенно, что входящий в это соотношение коэффициент c_1 не очень чувствителен к ходу плотности вдоль радиуса. Последнее делает соотношение (4.39) весьма эффективным инструментом для анализа не только процесса сжатия протозвезд, но и ряда других вопросов, связанных со строением и эволюцией звезд. Для астрофизиков эволюционные треки на диаграмме Герцшпрунга – Рессела — это привычный способ представления хода звездной эволюции. Не менее полезны в смысле понимания физики звездных недр и эволюционные треки на плоскости (T_c, ρ_c) , но, к сожалению, они гораздо менее популярны в широком астрономическом сообществе.

Второй момент, который мы хотим подчеркнуть, — это то, что соотношение (4.39), как и его частный случай (4.28), из которого мы исходили, выполняются независимо от того, идут ли в газе термоядерные реакции, или нет. Отсюда вовсе не следует, что энергетика несущественна. Именно она определяет вид зависимостей T_c и ρ_c от времени, то есть ход эволюции звезды, но этим мы сейчас не занимаемся.

4.3. О равновесии белых карликов

Изменим немного начальные условия сценария, который был описан в предыдущем пункте. Пусть теперь у нас вместо обособившегося фрагмента сжимающегося межзвездного облака имеется газовый шар, представляющий собой обнажившиеся недра проеволюционировавшей звезды, в которых не только водород перегорел в гелий, но и гелий успел превратиться в смесь углерода и кислорода, а наружная оболочка „исчезла” — со звезды дул звездный ветер, она сбросила часть своих наружных слоев, родив планетарную туманность...

Итак, перед нами опять самогравитирующий гидростатически равновесный газовый шар без внутренних источников энергии, на этот раз, правда, гораздо более горячий. Предположим сначала, что его масса невелика, скажем, $M \simeq 0.3$. События, которые развернутся, по-прежнему описываются формулой (4.28) с соответствующими значениями μ и μ_e . Для смеси С и О в любой пропорции $\mu = \mu_e = 2$. Сначала, сжимаясь, шар будет разогреваться, но даже в центре не сумеет достичь температуры, при которой загорается углерод ($T \sim 6 \cdot 10^8$ К).

Что будет происходить дальше? Сжатие будет продолжаться, однако теперь оно будет вести не к нагреву, а к охлаждению недр. По мере охлаждения, сопровождающегося ростом плотности, вырождение электронного газа будет становиться все более сильным, а его вклад в давление — все большим. Фак-

тически равновесие такой сильно вырожденной звезды — белого карлика — определяется балансом гравитационного давления (первый член в правой части (4.28)) и давления практически полностью вырожденного электронного газа (второе слагаемое там же). Разность между ними, равная kT , гораздо меньше каждого из этих членов, и поэтому, когда остывание зашло достаточно далеко, в (4.28) можно положить $T = 0$, что приводит к такому *практически точному* условию равновесия сильно вырожденной звезды малой массы:

$$K_1 \mu_e^{-5/3} \rho_c^{1/3} = c_1 GM^{2/3}, \quad (4.40)$$

или

$$A_1 = A_2 \rho_c^{1/3}. \quad (4.41)$$

Сопоставление последней формулы со второй формулой в (4.30) показывает, что при $T = 0$

$$\rho_c = 8 \rho_*, \quad (4.42)$$

так что согласно (4.38)

$$\rho_c = [0.130 (\mu_e^2 \mathfrak{M})^2] \mu_e \rho_1, \quad (4.43)$$

или

$$\rho_c = 1.27 \cdot 10^5 \mu_e^5 \mathfrak{M}^2 \text{ г/см}^3. \quad (4.44)$$

Целесообразность несколько странной на первый взгляд группировки сомножителей в (4.43) вскоре станет понятной.

Как уже говорилось в п. 4.1, условие $T = 0$, выполнение которого предполагается в (4.42) — (4.44), не следует понимать буквально. Процесс остывания лишенной источников энергии звезды описывается теми частями кривых на рис. III.4.2, которые лежат справа от максимумов. Видно, что кривые резко заворачивают вниз и становятся почти вертикальными. Как только мы попали в эту область, можно с хорошим приближением считать, что звезда „зависла“ на давлении полностью вырожденного электронного газа и ее сжатие практически прекратилось, а понижение температуры обусловлено тем, что она высвечивает запас тепловой энергии невырожденной (ионной) компоненты газа. Охлаждение недр, однако, практически не оказывается на механическом равновесии, так как его обеспечивает давление сильно вырожденного электронного газа, значительно превышающее давление ионной компоненты газа. Поэтому на этом этапе остывания при рассмотрении *механического равновесия* в уравнении состояния электронного газа можно полагать $T = 0$, то есть считать электронный газ *полностью вырожденным*. Это предположение лежит в основе стандартной теории белых карликов.

Убедимся, что результаты, даваемые полученными формулами, согласуются с реальными параметрами белых карликов. Прежде всего, удостоверимся,

что при достаточно малых массах белых карликов (скажем, $\mathfrak{M} \lesssim 0.3$) плотности в их недрах не достигают критического значения $\mu_e \rho_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$, при котором становятся существенными эффекты *релятивистского* вырождения и использовавшееся нами уравнение состояния перестает работать. Фактически надо убедиться, что коэффициент при $\mu_e \rho_1$ в (4.43) — тот самый, который заключен в этой формуле в квадратные скобки — по порядку меньше единицы. Поскольку $\mu_e = 2/(1+X)$, где X — весовая доля водорода, а его в недрах белых карликов нет вовсе ($X = 0$), то $\mu_e = 2$. В итоге при $\mathfrak{M} \lesssim 0.3$ интересующий нас множитель $\lesssim 0.19$, так что даже в центре конфигурации электронный газ еще нерелятивистский (хотя при $\mathfrak{M} = 0.3$ уже и на пределе).

Итак, во всех белых карликах малых масс, $\mathfrak{M} \lesssim 0.3$, электронный газ является нерелятивистским и при достаточно низких температурах их недр ($T \lesssim 10^7 \text{ К}$) он сильно вырожден, так что его давление, противостоящее гравитации, дается формулой (4.11). Самогравитирующие шары, в которых плотность и давление связаны степенной зависимостью $P(r) \propto \rho(r)^{1+1/n}$ — это политропы индекса n (см. разд. IV.1). Таким образом, белые карлики малых масс представляют собой политропы с $n = 3/2$, и потому использование нами при вычислении коэффициентов значения структурного множителя $c_1 = 0.4780$, отвечающего такой политропе, вполне оправдано.

Уравнение состояния полностью вырожденного нерелятивистского электронного газа сравнительно жесткое. Так как здесь $P \propto \rho^{5/3}$, то даже большой рост давления вызывает не очень сильное увеличение плотности. В такой ситуации следует ожидать, что плотность в центре будет не слишком сильно отличаться от средней. И действительно, как показывается в теории политроп (см. разд. IV.2), при $n = 3/2$ имеем $\rho_c/\bar{\rho} = 6$ (точнее, 5.99). Поскольку, с одной стороны, $\bar{\rho} \propto (M/R^3)$, а с другой, при учете (4.44), $\bar{\rho} \propto \rho_c \propto M^2$, то оказывается, что $R \propto M^{-1/3}$. Подсчет коэффициента пропорциональности мы опускаем. Его можно выполнить, пользуясь соотношением масса — радиус для политроп (формулы (2.7) — (2.8), с. 187; см. также с. 443). Результат таков:

$$\mathfrak{R} = R/R_\odot = 4.05 \cdot 10^{-2} \mu_e^{-5/3} \mathfrak{M}^{-1/3}. \quad (4.45)$$

Таким образом, в полном согласии с тем, что реально наблюдается, радиусы белых карликов небольших масс оказываются порядка $10^{-2} R_\odot$. Так, при $\mathfrak{M} = 0.3$ и, разумеется, $\mu_e = 2$, так как водорода в недрах белых карликов нет, имеем $R \sim 0.02 R_\odot$. Главное: согласно (4.45), с ростом массы размеры белых карликов уменьшаются, $R \propto M^{-1/3}$.

Этот результат на первый взгляд кажется неожиданным, противоречащим повседневному опыту — ведь чем тяжелее камень, тем он больше. Да и планеты земной группы тоже имеют тем больший размер, чем больше их масса. Почему же у белых карликов „все вверх ногами“ — чем больше масса, тем

меньше размер? Дело, разумеется, в уравнении состояния их вещества — оно хоть и „жесткое”, но все же не очень: под действием веса вышележащих слоев вырожденный газ сравнительно легко сжимается.

Отметим еще, что согласно (4.44) с ростом массы центральные плотности „легких” белых карликов растут: $\rho_c \propto M^2$. Поскольку для политроп $\rho_c/\bar{\rho}$ не зависит от их массы (и для политропы с $n = 3/2$ равно ~ 6), то и средние плотности белых карликов малых масс растут $\propto M^2$.

Хотя белые карлики малых масс, к которым относится изложенная только что теория, широко распространены в качестве компонентов двойных систем, у подавляющего большинства одиночных белых карликов массы близки к $0.6 M_\odot$, и к ним эта теория неприменима. Действительно, наивная попытка использовать полученные выше результаты сразу приводит к противоречию. Согласно формуле (4.44), плотность в центре белого карлика с $M = 0.6 M_\odot$ и $\mu_e = 2$ была бы $\rho_c \simeq 1.5 \cdot 10^6 \text{ г}/\text{см}^3 \sim \mu_e \rho_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$. Таким образом, это в точности та плотность, при которой электронный газ является *частично релятивистским*, и поэтому уравнение состояния, которым мы до сих пор пользовались ($P \propto \rho^{5/3}$), здесь не работает. Последовательная теория белых карликов любых возможных для них масс должна базироваться на точном уравнении состояния, аккуратно учитывающем переход от нерелятивистского режима ($P \propto \rho^{5/3}$, формула (4.11)) к ультрарелятивистскому ($P \propto \rho^{4/3}$, формула (4.18)). Эта теория излагается в Гл. X.

Очевидно, что по мере релятивизации газа, при плавном переходе от $P \propto \rho^{5/3}$ к $P \propto \rho^{4/3}$, вещество постепенно становится менее жестким, так что сжать газ становится легче. Это приводит к тому, что, во-первых, скорость уменьшения радиуса с ростом \mathfrak{M} увеличивается по сравнению с тем, что дает (4.45), и, во-вторых, степень концентрации материи к центру, за меру которой можно взять $\rho_c/\bar{\rho}$, возрастает. В итоге в конце концов должны быть достигнуты столь большие плотности, что электронный газ станет ультрарелятивистским почти во всем белом карлике. Тогда согласно (4.18) давление и плотность при всех r будут связаны соотношением

$$P(r) = K_2 \left(\frac{\rho(r)}{\mu_e} \right)^{4/3},$$

так что такой белый карлик — это политропа с $n = 3$. В частности, в центре конфигурации, при $r = 0$, давление газа равно

$$P_c = K_2 \left(\frac{\rho_c}{\mu_e} \right)^{4/3}.$$

Оно должно сдерживаться весом вышележащих слоев, создающих, как мы зна-

ем, гравитационное давление (см. п. 1.5 Гл. III, с. 119)

$$P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3},$$

причем значение c_1 здесь следует брать соответствующим политропе $n = 3$, именно, $c_1 = 0.3639$. Замечательно, что зависимость от ρ_c в этих двух выражениях одинаковая, и при приравнивании их она выпадает. В итоге мы приходим к соотношению

$$c_1 G (\mu_e^2 M)^{2/3} = K_2. \quad (4.46)$$

Оно определяет то единственное (при заданном μ_e) значение массы, при котором звезда, давление в которой создается ультрапрелистическим вырожденным электронным газом, может находиться в равновесии. Обозначим эту выделенную массу через M_\diamond . Это наибольшая возможная масса белого карлика — знаменитый *предел Чандрасекара* (С. Чандрасекар, 1931 г.). Поскольку, как мы знаем (см. п. 4.1),

$$K_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{ch}{m_u^{4/3}},$$

формула (4.46) после элементарной выкладки позволяет представить M_\diamond в следующем виде:

$$M_\diamond = \mu_1 \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{ch}{G m_u^{4/3}} \right)^{3/2} \frac{1}{\mu_e^2}. \quad (4.47)$$

При получении этого представления M_\diamond мы воспользовались выражением постоянной c_1 через параметр μ_1 из теории политроп (см. п. IV.2.4, с. 192). [Призываем к осторожности с различными μ . Молекулярные веса μ , μ_e и μ_i — это, образно говоря, родные братья, тогда как μ_1 — нечто совсем другое, не более чем их однофамилец.]

Формула (4.47) в числах дает

$$M_\diamond = \frac{5.823}{\mu_e^2} M_\odot. \quad (4.48)$$

В частности,

$$M_\diamond = 1.456 M_\odot \quad \text{при} \quad \mu_e = 2. \quad (4.49)$$

Чандрасекаровская масса — едва ли не самое знаменитое число во всей теории звезд. Недаром мы выбрали для нее обозначение M_\diamond — символ \diamond в TeXe называется diamond (бриллиант). И действительно, M_\diamond — это подлинная драгоценность в сокровищнице физики звезд. Дальнейшие сведения о M_\diamond см. в п. 3.7 Гл. X (с. 453).

Как уже говорилось в Гл. I (п. I.2.2), существование чандрасекаровской предельной массы является фактом фундаментальной важности для всей теории звезд. Дающая ее формула (4.47) впервые была опубликована в 1931 г., после изматывающей борьбы Чандрасекара со своими именитыми старшими коллегами, не раз высказывавшими свое отрицательное мнение — „так не может быть потому, что это абсурдно“ (радиус конфигурации предельной массы получался равным нулю, см. Гл. X). Чандрасекару в то время не исполнилось еще и 21 года. Несколько месяцами позже Чандрасекара формулу (4.47) независимо получил Л.Д. Ландау.

5. УПРАЖНЕНИЯ

1° Показать, что для звезды, находящейся в гидростатическом равновесии, имеем

$$\int_0^M \frac{GM_r dM_r}{r^\nu} = (4 - \nu) \int_V P r^{1-\nu} dV, \quad \nu < 4.$$

Частными случаями этой формулы являются виримальное соотношение (2.4) главы II (при $\nu = 1$) и выражение (III.1.1) для P_c , получающееся при $\nu \rightarrow 4 - 0$ (проверьте!). Отметьте для себя также случай $\nu = 0$, когда интеграл в левой части берется. В итоге приходим к заключению, что в ходе гидростатической эволюции звезды интеграл

$$\int_V P r dV$$

сохраняет постоянное значение:

$$32\pi \int_0^R P r^3 dr = GM^2.$$

2° Пусть \bar{P} — среднее (по массе) давление в звезде:

$$\bar{P} = \frac{1}{M} \int_0^M P dM_r.$$

Тем же путем, которым в п. III.1.2 были найдены оценки P_c , показать, что для любой равновесной конфигурации

$$\bar{P} \geq \frac{1}{12\pi} \frac{GM^2}{R^4},$$

если же плотность не возрастает от центра к периферии, то

$$\bar{P} \geq \frac{3}{20\pi} \frac{GM^2}{R^4}.$$

3° Показать, что если плотность не возрастает наружу, то величина

$$P + \frac{3}{8\pi} \frac{GM_r^2}{r^4}$$

не возрастает с r . Исходя из этого, доказать, что в этом случае $P_c \geq (3/8\pi) GM^2/R^4$ (Э. Милн, 1929 г.).

4° Обозначим

$$I_{\sigma,\nu} = G \int_0^M \frac{M_r^\sigma dM_r}{r^\nu}, \quad 3(\sigma + 1) > \nu.$$

Пользуясь тем же приемом, что и при выводе (1.14) и (1.14'), доказать, что (С. Чандraseкар, 1936 г.)

$$\frac{3}{3\sigma + 3 - \nu} \frac{GM^{\sigma+1}}{R^\nu} \leq I_{\sigma,\nu} \leq \frac{3}{3\sigma + 3 - \nu} \frac{GM^{\sigma+1}}{R_c^\nu},$$

где $(4\pi/3)R_c^3\rho_c = M$. При этом левое неравенство справедливо, когда средняя плотность $\bar{\rho}_r$ в сфере радиуса r при всех r не меньше средней плотности звезды $\bar{\rho}$, правое — при $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$.

Рассмотрев изменение $I_{\sigma,\nu}$ при переносе малой массы δM из одной оболочки в другую, понять физический смысл этих неравенств.

5° Пользуясь неравенством из предыдущей задачи, показать, что в равновесной конфигурации с $\rho_c \geq \bar{\rho}_r$ безразмерная гравитационная энергия ω , безразмерное центральное давление p_c и степень концентрации вещества к центру $\sigma_c \equiv 3\rho_c/\bar{\rho}$, где $\bar{\rho}$ — средняя плотность звезды, удовлетворяют неравенствам

$$\sigma_c^4 \geq 24 p_c^3, \quad \sigma_c \geq \frac{125}{9} \omega^3.$$

Применив второе из этих неравенств а) к конфигурациям с $\rho = \rho_c[1 - (r/R)^a]$ при $a = \infty, 2$ и 1 и б) к политропам с $n = 0, 1, 3$ и $n \rightarrow 5$, получить представление о точности, с которой оно позволяет оценивать σ_c по известному ω . Значения σ_c для политроп см. в Табл. IV.2.3, с. 189.

6° Пусть звезда состоит из идеального газа с $\mu = \text{const}$, причем плотность и температура в ней не возрастают наружу, а давление излучения пренебрежимо мало. Показать, что равновесная конфигурация с наименьшей возможной центральной температурой, удовлетворяющая этим условиям, должна состоять из изотермического ядра, окруженного оболочкой, в которой $\rho = \text{const}$ (А. Эддингтон, 1925 г.). Можно доказать, что соответствующая безразмерная центральная температура t_c , определяемая выражением $T_c = t_c (\mu/\mathcal{R}^*) GM/R$, равна $t_c = 0.32$. Сопоставьте этот результат со значениями t_c для конфигурации с $\rho = \text{const}$ и для политропы с $n = 3$ (см. Табл. IV.2.3, с. 189). Сделайте заключение о структурной чувствительности центральной температуры.

7° Применив неравенство Гёльдера к интегралам, дающим безразмерную потенциальную энергию ω и безразмерное центральное давление p_c :

$$\omega = \int_0^1 \frac{q dq}{x}, \quad p_c = \int_0^1 \frac{q dq}{x^4},$$

установить, что для произвольной равновесной конфигурации

$$p_c \geq 8\omega^4.$$

8° Таким же способом, как в предыдущей задаче, показать, что для произвольной равновесной конфигурации безразмерный момент инерции i , определяемый равенством

$$iMR^2 \equiv \frac{2}{3} \int_V \rho r^2 dV,$$

связан с ω и p_c неравенствами

$$i \geq \frac{18}{125} \frac{1}{\omega^2}, \quad p_c \geq \frac{3}{16} \frac{1}{i^2}.$$

Составить представление о качестве этих оценок, применив их а) к пустотелому „мячику“ с тяжелыми стенками; б) однородному шару и в) политропе произвольного индекса n (в последнем случае воспользоваться численными данными из Табл. IV.2.3, с. 189).

9° Пользуясь соотношением (4.34), оценить наименьшую возможную массу чисто гелиевой звезды, свечение которой поддерживается за счет термоядерных реакций. Температуру, при которой загорается гелий, принять равной 10^8 К. (Заметим, что детальные расчеты дают $\sim 0.3 M_\odot$.)

Глава IV

ПОЛИТРОПЫ

...политропная теория дает хорошие приближения в отсутствие точных численных расчетов. Политропная теория позволяет также понять некоторые качественные особенности теории звезд. Даже закоренелый релятивист должен знать основные элементы этой теории.

Я.Б. Зельдович

К только что приведенным словам Я.Б. Зельдовича можно добавить, что закоренелый наблюдатель, подобно закоренелому релятивисту, также должен знать основы теории политроп. Для всех, кто изучает строение и эволюцию звезд, это своего рода начальная школа.

До сих пор рассматривались такие свойства звезд, которые можно вывести из одного только условия механического равновесия, без каких-либо иных существенных ограничений. Во всех случаях их удавалось исследовать без решения уравнения механического равновесия. Теперь мы сделаем следующий шаг и рассмотрим решения этого уравнения для простейшей модели звезды. Это позволит получить гораздо более детальные сведения о структуре газовой массы, находящейся в равновесии в собственном поле тяготения. Правда, за это придется заплатить дорогую цену — сделать весьма специальное предположение о связи давления и плотности, которое в реальных звездах в большинстве случаев не выполняется. И тем не менее по причинам, которые будут указаны ниже, эта так называемая политропная модель представляет значительный интерес.

1. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОЛИТРОП

1.1. Что такое политропа

Политропной моделью звезды, или короче *политропой* называется звезда, находящаяся в механическом равновесии и такая, что в каждой ее точке выполняется следующее соотношение между давлением и плотностью:

$$P = K\rho^{1+\frac{1}{n}} \equiv K\rho^{\gamma'},$$

где K и n — постоянные. Значение n называется *индексом политропы*, γ' известно как *показатель политропы*. Политропная модель содержит, вообще говоря, три свободных параметра — один безразмерный и два размерных. Безразмерным параметром служит показатель политропы γ' (или n). В принципе могут рассматриваться любые $\gamma' > 0$, однако в дальнейшем, если не оговорено противное, считается, что $\infty \geq \gamma' \geq 6/5$, или $0 \leq n \leq 5$. Почему мы ограничиваемся таким промежутком изменения n , вскоре станет ясно. Выбор размерных параметров в разных случаях разный. Ими могут служить масса и радиус звезды (тогда значение K через них выражается, см. следующий пункт). Однако иногда бывает удобно поступать иначе, задавая массу и параметр K . Например, для белых карликов малой массы, которые, как было показано в конце предыдущей главы, можно считать политропами, значение K определяется

однозначно — это есть константа, выражаясь через мировые постоянные. Еще один вариант выбора размерных параметров, принимающих за исходные, — плотность в центре конфигурации ρ_c и K . Впрочем, вскоре мы узнаем, что политропы обладают замечательными свойствами подобия, в силу которых по существу они образуют однопараметрическое семейство моделей, зависящих лишь от n .

Почему же политропные модели столь важны? Сначала — два менее существенных соображения. Во-первых, политропы были исторически первыми моделями звезд. Они были изучены еще в XIX в. Лейном (J.H. Lane), Риттером (A. Ritter), Кельвином (Lord Kelvin), Эмденом (R. Emden) и др. Подробная историческая справка есть у С. Чандraseкара, „Введение в учение о строении звезд“, в библиографических замечаниях к Гл. IV. Во-вторых, политропа — это единственная сравнительно простая и в то же время довольно гибкая модель, для которой расчет механического равновесия удается провести независимо от расчета тепловой структуры звезды. Разумеется, это возможно всегда, когда давление зависит только от плотности: $P = P(\rho)$ (так называемое *баротропное* уравнение состояния).

Таково, например, положение у белых карликов: уравнение состояния полностью вырожденного электронного газа, давление которого противостоит у них гравитации и обеспечивает их механическое равновесие, имеет вид $P = P(\rho)$ и, если масса белого карлика не является совсем малой, не сводится к простой политропной зависимости (см. Гл. X).

Наибольший интерес, однако, представляют простейшие модельные зависимости P от ρ . Политропы выделены среди них тем, что они (и только они) содержат в соотношении, связывающем P и ρ , лишь один размерный свободный параметр (K).

Впрочем, следует ясно понимать, что на самом деле отделить расчет механического равновесия звезды от расчета ее тепловой структуры в большинстве случаев нельзя. На звезду можно смотреть как на машину по переработке ядерной и гравитационной энергии в электромагнитное излучение и нейтрино. В роли регулятора этой машины выступает гравитация. Делая априорное предположение о существовании в звезде политропной связи между давлением и плотностью, мы полностью оставляем в стороне всю эту важнейшую энергетическую часть проблемы, так как в теории политроп вопрос о выделении и переносе энергии в звезде не фигурирует. Поэтому возможности политропной модели не следует переоценивать.

Однако можно привести ряд веских соображений, по которым политропы заслуживают внимательного изучения.

1) Существуют звезды, для которых политропная зависимость $P = K\rho^{1+1/n}$ является хорошей (почти точной) аппроксимацией практически для

всей звезды: а) Полностью конвективные невырожденные звезды. Таковы красные карлики типа М с массами $M \lesssim (0.3 \div 0.5)M_{\odot}$. В этом случае $n = 3/2$. б) Белые карлики малой массы, без релятивистских эффектов в уравнении состояния вырожденного электронного газа. Здесь также $n = 3/2$. в) Белые карлики с массой, близкой к предельно большой, возможной для них, — это политропы индекса $n = 3$. г) Молодые звезды небольших масс, находящиеся на стадии медленного гравитационного сжатия и эволюционирующие к главной последовательности по так называемому треку Хаяши. Для них хорошей аппроксимацией служит политропа с $n = 3/2$.

2) Более реалистичные (но и более трудные для расчета) модели звезд ГП с $M \gtrsim M_{\odot}$ по своей структуре не так уж сильно отличаются от политропы индекса $n = 3$. Последнее утверждение, вероятно, вам известно. Возможно, правда, вы слышали его в такой формулировке: звезды ГП по своему строению близки к стандартной модели Эддингтона. Подробнее об этом — позже.

3) Звезды верхней части ГП должны обладать конвективными ядрами, строение которых соответствует политропе с $n = 3/2$ (правда, здесь ею описывается уже не вся звезда, а только ее центральные области).

4) Политропные модели (в том числе с показателем политропы $\gamma' \leq 6/5$) широко используются также в других разделах астрофизики, в частности, в физике межзвездной среды при исследовании гравитационной неустойчивости и в звездной динамике в качестве моделей шаровых скоплений.

При изучении строения звезд важно ясно представлять себе, насколько чувствительны к различиям во внутренней структуре звезды с заданными M и R такие ее основные характеристики как гравитационная энергия связи, давление и температура в центре и т. п. Политропы позволяют легко научиться „чувствовать“ это.

Мы рассмотрим политропы довольно подробно как из-за всего того, о чем сейчас говорилось, так и по чисто педагогическим соображениям: учиться лучше на простых моделях.

1.2. Основные уравнения. Соотношения подобия

Основные уравнения политропной модели — это уравнение гидростатического равновесия, уравнение изменения массы вдоль радиуса и политропное соотношение между плотностью и давлением. Они имеют вид

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_r}{r^2}, \quad \frac{dM_r}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}. \quad (1.1)$$

Хотя плотность и возрастает вглубь, естественно считать, что в центре звезды она остается конечной: $\rho \rightarrow \rho_c$ при $r \rightarrow 0$. Это приводит к требованию, чтобы $dP/dr \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. Действительно, если $\rho \rightarrow \rho_c$ при $r \rightarrow 0$, то $M_r \sim (4\pi/3)r^3\rho_c$ при малых r . Вводя это в первое из уравнений (1.1), получаем, что $dP/dr = 0$ при $r = 0$. Кроме того, на поверхности звезды, при $r = R$, давление P должно обращаться в нуль, а M_r давать полную массу звезды M . Таким образом, имеем следующую совокупность граничных условий:

$$\frac{dP}{dr} = 0 \quad \text{при} \quad r = 0; \quad P = 0, \quad M_r = M \quad \text{при} \quad r = R. \quad (1.2)$$

Первое из этих граничных условий задано в центре звезды, два других — на ее поверхности, так что мы имеем здесь дело с краевой задачей (а не с задачей Коши). Это не есть особенность политроп: краевые условия типа (1.2) должны выполняться для всех моделей звезд. Далее, система основных дифференциальных уравнений (1.1) есть система *второго* порядка. Решение ее, представляющее физический интерес, должно быть подчинено *трем* краевым условиям (1.2). Очевидно, что такое решение будет существовать не всегда, а лишь при некотором дополнительном соотношении между параметрами задачи. Иначе говоря, расчет строения звезды — это краевая задача на собственные значения.

В конкретном случае политропной модели при заданных M и R решение будет существовать не для любого K , а лишь для некоторого фиксированного. Это значит, что для политроп между массой M , радиусом R и политропным параметром K должна существовать связь.

Что это должно быть так, можно понять и иначе. Зададимся некоторой плотностью в центре звезды ρ_c и значением K . Тогда уравнения (1.1) можно решить, ведя интегрирование от $r = 0$ наружу до тех пор, пока при каком-то $r = R$ давление P не обратится в нуль. Соответствующее M_r есть, очевидно, полная масса звезды M . Таким образом, M и R можно получить, если заданы ρ_c и K , то есть $M = M(\rho_c, K)$, $R = R(\rho_c, K)$. Исключив ρ_c из этих двух соотношений, приходим к связи между M , R и K .

Заметим, что если в (1.1) политропное соотношение $P = K\rho^{1+1/n}$ заменить на некоторую произвольную баротропную зависимость $P = P(\rho)$, то, как следует из только что сказанного, и в этом случае масса и радиус звезды будут связаны функциональной зависимостью. Ее конкретный вид определяется, конечно, тем, какова функция $P(\rho)$. Именно таково положение с белыми и бурными карликами, газовыми планетами-гигантами и нейтронными звездами. В частности, для белых карликов $P(\rho)$ — это уравнение состояния полностью вырожденного электронного газа (вообще говоря, частично релятивистского). Оказывается, что зависимость $M \div R$ для белых карликов — ее впервые рассчитал Чандрасекар в 1930-е годы — имеет замечательную особенность: с ростом

массы радиус монотонно убывает и обращается в нуль, когда масса становится равной $M = 1.46M_{\odot}$ (если в недрах белого карлика нет водорода). Как уже не раз говорилось, эта критическая масса называется чандрасекаровским пределом. Это лишь предварительные замечания, подробнее см. Гл. X.

Для политроп функциональную форму зависимости между массой, радиусом и параметром K можно найти из соображений размерности, без решения задачи (1.1) – (1.2). У нас есть следующие определяющие размерные параметры: прежде всего, масса звезды M и ее радиус R – это очевидно; далее, гравитационная постоянная G , так как именно гравитация и создает звезду, и, наконец, K , поскольку эта размерная константа фигурирует в основном политропном соотношении. В задаче имеется еще один параметр – n . Зависимость от него весьма существенна, и мы вскоре будем ее подробно обсуждать. Однако поскольку n безразмерно, среди определяющих размерных параметров задачи оно не появляется.

Из четырех перечисленных размерных величин можно составить лишь одну безразмерную комбинацию. Сконструировать ее можно так. Исходя из политропного соотношения $P = K\rho^{1+1/n}$ и образуя из M и R комбинацию M/R^3 с размерностью плотности, убеждаемся, что величина $K(M/R^3)^{1+1/n}$ имеет размерность давления. С другой стороны, характерное значение гравитационного давления в недрах звезды есть (ньютона сила тяготения)/(площадь), то есть $\left(\frac{GM^2}{R^2}\right)/R^2$, или GM^2/R^4 . Отношение этих двух давлений, $K(M/R^3)^{1+1/n}$ и GM^2/R^4 , равное $KG^{-1}M^{1/n-1}R^{1-3/n}$, есть отвлеченное число. Значения безразмерных комбинаций определяющих величин могут зависеть лишь от безразмерных параметров задачи. Поэтому

$$KG^{-1}M^{\frac{1-n}{n}}R^{\frac{n-3}{n}} = c, \quad (1.3)$$

где c зависит от n . Численные значения c в функции n из соображений размерности найти, разумеется, нельзя, они должны определяться из решения основных уравнений. Однако можно ожидать, что c – число порядка единицы. Как показывает следующая таблица, если n не слишком близко к 0 или к 5, это действительно так:

n	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5
c	0.637	0.424	0.365	0.351	0.364	0.401	0.477	0.658

О том, как эти числа найдены, будет сказано позже (см. п. 2.2). Двойные вертикальные разделители ограничивают область значений n , характерных для звездных моделей. В этой области, как видим, $c \approx 0.4$.

Если в качестве определяющих размерных параметров политропы вместо пары $\{M, R\}$ использовать $\{K, \rho_c\}$, то соотношение (1.3) заменится на следующее:

$$KG^{-1}M^{-2/3}\rho_c^{\frac{3-n}{3n}} = c_1. \quad (1.4)$$

Число c_1 — порядка единицы при всех $n \in [0; 5]$ (см. Табл. IV.2.4, с. 193). Значения c_1 монотонно убывают от $c_1 = (\pi/6)^{1/3} = 0.806$ при $n = 0$ до $c_1 = (\pi/6)^{1/3}/3 = 0.269$ при $n = 5$. Заметим также, что при $n = 3$ из (1.3) и (1.4) следует, что $c_1 = c = 0.364$.

Формула (1.3) дает зависимость масса — радиус для политроп. Она и по сути дела эквивалентная ей формула (1.4) выражают один из важнейших результатов теории политроп. Простота вывода не делает эти формулы тривиальными. Как мы потом узнаем, вытекающие из них следствия имеют фундаментальное значение для теории строения звезд.

Обратим теперь же внимание на то, что для политропы индекса $n = 3$ (соответствующий показатель политропы $\gamma' = 4/3$) зависимость от R выпадает из (1.3), так что при фиксированном K здесь существует единственное значение массы M , при котором возможно равновесие. Отметим также случай $n = 1$, когда из (1.3) выпадает зависимость от M , и потому задание K однозначно определяет радиус конфигурации. Этот факт — он скорее любопытен, чем реально важен — означает, что все равновесные самогравитирующие шары из вещества с уравнением состояния $P = K\rho^2$, независимо от их массы, обладали бы одним и тем же радиусом.

Использование соображений размерности чрезвычайно полезно и при расчете структуры политроп. Введем безразмерные переменные

$$x = \frac{r}{R}, \quad q = \frac{M_r}{M}, \quad p = \left(\frac{GM^2}{4\pi R^4}\right)^{-1} P, \quad \sigma = \left(\frac{M}{4\pi R^3}\right)^{-1} \rho. \quad (1.5)$$

Переменные x , q , p называют иногда переменными Шварцшильда, по имени одного из создателей теории звездной эволюции американского астрофизика М. Шварцшильда, который широко ими пользовался.

Не путайте Мартина Шварцшильда с его отцом Карлом Шварцшильдом, знаменитым немецким астрофизиком начала XX века: радиус (К.) Шварцшильда в релятивистской астрофизике, приближение (К.) Шварцшильда — Шустера в теории переноса излучения, показатель (К.) Шварцшильда в фотографической фотометрии и др.

В переменных Шварцшильда уравнения строения политроп (1.1) принимают вид

ют вид

$$\frac{dp}{dx} = -\frac{q\sigma}{x^2}, \quad \frac{dq}{dx} = x^2\sigma, \quad p = \frac{c}{(4\pi)^{\frac{1}{n}}} \sigma^{1+\frac{1}{n}}, \quad (1.6)$$

где c определено по (1.3) (проверьте!). Краевые условия (1.2) переходят в

$$p' = 0 \quad \text{при} \quad x = 0; \quad q = 1, \quad p = 0 \quad \text{при} \quad x = 1. \quad (1.7)$$

Как видим, все размерные величины из основных уравнений исчезли. Это значит, что *все политропные шары с одинаковым индексом политропы имеют подобное строение*: отношение плотностей и давлений в двух точках, находящихся на одинаковых относительных (выраженных в долях радиуса) расстояниях от центра звезды, зависит лишь от n . В частности, профили давления и плотности, то есть зависимости P/P_c и ρ/ρ_c от относительного расстояния от центра звезды $x = r/R$, для всех политроп с одним и тем же n совпадают. Имея в виду это свойство политроп, говорят, что они образуют однопараметрическое *семейство гомологических моделей*.

Когда задача (1.6) – (1.7) решена, то есть p , q и σ найдены как функции x , следует вернуться к исходным размерным физическим переменным, что дает, например, для давления такое выражение:

$$P(r) = \frac{GM^2}{4\pi R^4} p\left(\frac{r}{R}\right)$$

и аналогично для M_r и ρ . Подчеркнем, что вид функции p (а также функций q и σ) определяется только значением индекса политропы n , так что для *всех* политроп с этим n и *любыми* M , R и K , удовлетворяющими соотношению (1.3), эта функция одна и та же.

При расчетах звездных моделей в качестве независимой переменной часто вместо расстояния от центра r используют массу M_r . Фактически это есть переход от эйлеровой переменной к лагранжевой. Использование массы M_r в качестве независимой переменной позволяет, в частности, наглядно представить, в каких физических условиях — при каких плотностях, температурах и т. п. — находится большая часть вещества звезды (это не единственное и не главное удобство такого использования M_r). Применительно к политропам переход к массе в качестве независимой переменной тривиален. Будем p , σ и x рассматривать как функции безразмерной массы q . Разделив первое из уравнений (1.6) на второе, „перевернув“ второе, а третье оставив без изменения, мы приведем основную систему к виду

$$\frac{dp}{dq} = -\frac{q}{x^4}, \quad \frac{dx}{dq} = \frac{1}{x^2\sigma}, \quad p = \frac{c}{(4\pi)^{\frac{1}{n}}} \sigma^{1+\frac{1}{n}}, \quad (1.8)$$

а краевые условия перепишутся так:

$$x = 0 \quad \text{при} \quad q = 0; \quad p = 0, \quad x = 1 \quad \text{при} \quad q = 1. \quad (1.9)$$

Когда в разд. IV.4 будет обсуждаться строение политроп, ход физических параметров в звезде от центра к поверхности будет даваться как в функции относительного расстояния от центра x , так и в функции доли массы q .

1.3. Гравитационный потенциал политропы

Входящая в уравнения строения политроп (1.6) или (1.8) величина c пока нам неизвестна. Она является собственным значением краевой задачи (1.6) – (1.7). Оказывается, однако, что эту краевую задачу можно преобразовать так, что мы получим обычную задачу Коши для дифференциального уравнения второго порядка, исследовать и численно решать которую гораздо удобнее. Именно так, решая эту задачу Коши, и рассчитывают обычно строение политроп. К сожалению, аналитическое сведение краевой задачи к задаче Коши, легко осуществимое для политроп, для более реалистичных моделей звезд сделать уже невозможно.

Для лучшего уяснения физики дела мы предпочтем при указанном только что сведении к задаче Коши не преобразовывать уравнения (1.6) дальше, а, наоборот, вернемся назад к исходному уравнению гидростатического равновесия, записав его так:

$$\frac{dP}{dr} = -g\rho.$$

Ускорение силы тяжести g есть градиент гравитационного потенциала (со знаком минус):

$$g = -\frac{d\Phi}{dr}.$$

В звезде и ускорение силы тяжести, и потенциал отрицательны. Напиши g и Φ — это их абсолютные величины. С учетом политропного соотношения $P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$ уравнение гидростатики принимает вид

$$\frac{n+1}{n} K \rho^{\frac{1}{n}} \frac{d\rho}{dr} = \rho \frac{d\Phi}{dr}.$$

Интегрируя, находим отсюда связь между плотностью и потенциалом в политропном шаре:

$$\rho = \left(\frac{\Phi}{(n+1)K} \right)^n. \quad (1.10)$$

Постоянная интегрирования взята равной нулю, что соответствует тому, что потенциал отсчитывается от поверхности звезды, так что $\Phi = 0$ при $r = R$.

Заметим, что из последней формулы следует простая связь между давлением, плотностью и потенциалом в политропе:

$$(n+1)P = \rho\Phi. \quad (1.11)$$

Понятно, что строение самогравитирующей массы должно полностью определяться пространственным распределением потенциала. В рассматриваемом случае связь между потенциалом и распределением вещества в звезде совсем проста и дается формулой (1.10). Расчет структуры политропы сведен тем самым к нахождению потенциала Φ .

Как известно, гравитационный потенциал Φ удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\Phi = -4\pi G\rho,$$

где Δ — оператор Лапласа. В нашем случае (сферическая симметрия плюс только что найденная связь ρ и Φ) оно принимает вид

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi}{dr} \right) = - \frac{4\pi G}{[(n+1)K]^n} \Phi^n.$$

Перейдем здесь к безразмерным переменным. Прежде всего, условимся измерять потенциал Φ волях его значения в центре звезды Φ_c , положив

$$\Phi = \Phi_c \theta,$$

что согласно (1.10) можно записать и так:

$$\Phi = \left((n+1)K\rho_c^{\frac{1}{n}} \right) \theta. \quad (1.12)$$

Таким образом, θ — это *безразмерный потенциал*. Далее, введем безразмерное расстояние от центра ξ , положив

$$r = r_1 \xi,$$

и выберем r_1 так, чтобы вид уравнения для Φ максимально упростился, именно, чтобы из него исчезли все постоянные. Введем для этого два последних выражения в уравнение Пуассона и возьмем

$$r_1 = \left(\frac{n+1}{4\pi G\rho_c} K \rho_c^{\frac{1}{n}} \right)^{1/2}, \quad (1.13)$$

или, что то же самое,

$$r_1 = \left(\frac{\Phi_c}{4\pi G\rho_c} \right)^{1/2}. \quad (1.13')$$



Рис. IV.1.1:

Роберт Эмден (Robert Emden, 1862 – 1940).

Его основная работа — книга „Газовые шары“ („Gaskugeln“) — вышла в 1907 г. Ее цитируют до сих пор, впрочем, по-видимому, больше по традиции, чем по существу.

На титульном листе этой книги можно прочесть, что в момент ее опубликования Эмден был приват-доцентом физики и метеорологии Мюнхенской высшей технической школы.

Тогда уравнение Пуассона примет такой окончательный вид

$$\boxed{\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^n,} \quad (1.14)$$

или

$$\theta'' + \frac{2}{\xi} \theta' = -\theta^n, \quad (1.14')$$

или, наконец,

$$\frac{1}{\xi} \frac{d^2 (\xi\theta)}{d\xi^2} = -\theta^n. \quad (1.14'')$$

Уравнение (1.14) известно как *уравнение Лейна – Эмдена*.

При его выводе предполагалось, что вы помните тот фундаментальный факт, что потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона. Можно, конечно, получить (1.14) и непосредственно из исходных уравнений (1.1), введя функцию θ с помощью равенства $\rho = \rho_c \theta^n$ чисто формально, без выяснения ее физического смысла. Можете проделать это в качестве упражнения.

Очевидно, что $\theta(0) = 1$ — это следует из определения функции θ . Далее, если интересоваться только распределениями плотности, не имеющими сингулярности при $r = 0$, так что $\rho \rightarrow \rho_c \neq \infty$ при $r \rightarrow 0$, то $\theta'(0) = 0$, поскольку ускорение силы тяжести $g = -d\Phi/dr \propto \theta'(\xi)$ должно в центре звезды обращаться в нуль. Можно дать и формальный вывод. Для несингулярных распределений плотности $dP/dr \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$ (см. текст сразу за формулой (1.1)). Так как $P \propto \rho^{1+\frac{1}{n}}$, то отсюда следует, что $(d\rho/dr)_c = 0$, а тогда, согласно формуле перед (1.10), и $(d\Phi/dr)_c = 0$, то есть $\theta'(0) = 0$. Итак, при несингулярных распределениях плотности, которые только и представляют физический интерес, начальные условия к уравнению (1.14) имеют вид:

$$\theta(0) = 1, \quad \theta'(0) = 0. \quad (1.15)$$

Решения уравнения Лейна–Эмдена при этих начальных условиях известны как *функции Эмдена*. Они образуют однопараметрическое семейство (параметр — n). Устроено оно очень просто: все θ монотонно убывают (там, где $\theta > 0$), причем тем быстрее, чем меньше n .

Докажите, что это так, исходя из вида уравнения (1.14), но не решая его. Поймите также физический смысл этого.

Расчет функций Эмдена сегодня (но не во времена Эмдена!) не составляет труда: (1.14) – (1.15) — это задача Коши для дифференциального уравнения второго порядка, которая легко решается численно по стандартным процедурам, например, методом Рунге – Кутта. Результаты приведены на рис. IV.1.2.

Функции Эмдена, вообще говоря, неэлементарны, за исключением трех из них:

n	0	1	5
$\theta(\xi)$	$1 - \xi^2/6$	$\sin \xi/\xi$	$(1 + \xi^2/3)^{-1/2}$

В первых двух случаях интегрирование уравнения Лейна – Эмдена не вызывает затруднений. Случай $n = 5$ заметно сложнее, и отыскание приведенного решения (впервые найденного А. Шустером еще в 1883 г.) требует изобретательности. Впрочем, проверка того, что оно удовлетворяет уравнению и граничным условиям, не составляет труда.

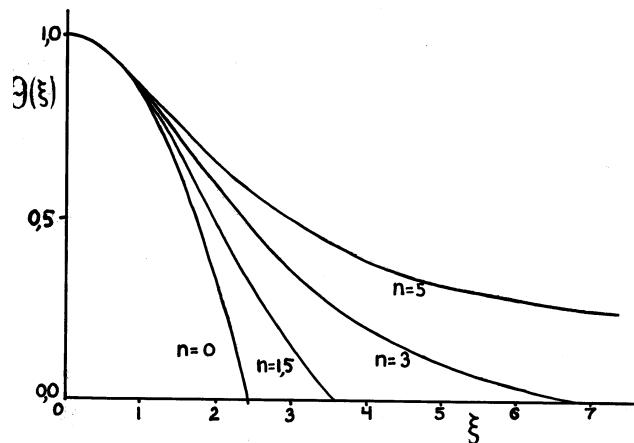


Рис. IV.1.2:

Функции Эмдена $\theta(\xi)$.

Их физический смысл: 1) $\theta(\xi)$ есть гравитационный потенциал, отсчитанный от поверхности политропы и выраженный в долях его значения в центре звезды. 2) Если политропа состоит из идеального невырожденного газа с постоянным по глубине средним молекулярным весом, то при пренебрежении давлением излучения $\theta(\xi)$ есть одновременно температура газа в долях центральной.

Попробуйте найти все три решения самостоятельно. Подробный их вывод есть у Чандрасекара, „Введение в учение о строении звезд”, Гл. IV, разд. 4. Почему-то часто оказывается, что у многих из изучавших теорию политроп со временем в памяти остается только тот в общем второстепенный факт, что для каких-то трех частных случаев уравнение Лейна – Эмдена решается в явном виде. Надеюсь, с вами будет не так.

Упомянем еще, что при малых ξ функцию Эмдена можно вычислить по ее разложению в степенной ряд

$$\theta(\xi) = 1 + a_1 \xi^2 + a_2 \xi^4 + a_3 \xi^6 + \dots,$$

в котором

$$a_1 = -\frac{1}{6}, \quad a_2 = \frac{n}{120}, \quad a_3 = -\frac{n(8n-5)}{3 \cdot 7!}, \quad a_4 = \frac{n(122n^2 - 183n + 70)}{9 \cdot 9!}.$$

Получите a_1 и a_2 подстановкой приведенного разложения в уравнение Лейна – Эмдена (1.14) и начальные условия (1.15). Таким же образом можно найти a_3 и a_4 , но это требует громоздких скучных выкладок. Другой способ см. в Упр. 12°, с. 249.

Когда функция Эмдена найдена, то есть получено распределение гравитационного потенциала, строение политропы тем самым фактически определено. Так, профиль плотности в звезде, то есть ρ/ρ_c , дается функцией θ^n . Это видно, например, из того, что уравнение Лейна – Эмдена — это уравнение Пуассона, в левой части которого стоит $\Delta\Phi$, а в правой — величина, пропорциональная плотности, так что $\theta^n \propto \rho$. Далее, для центра звезды $\theta = 1$, а $\rho = \rho_c$, и поэтому $\rho = \rho_c \theta^n$. Выражение других физических переменных через функции Эмдена будет рассмотрено немного позже. Основной целью этого пункта было показать, что расчет строения политропы можно представить как задачу Коши для нахождения потенциала, что и сделано.

Заметим, что функция Эмдена имеет указанный выше физический смысл (потенциал, отсчитанный *от поверхности* и измеренный волях его значения в центре) лишь при $0 \leq n \leq 5$, или при показателях политропы $\gamma' \geq 6/5$. Когда $\gamma' < 6/5$, и масса, и радиус политропной конфигурации бесконечны. Поэтому потенциал следует отсчитывать от центра, а не от поверхности, так что функции θ , вводимые равенством $\rho = \rho_c \theta^n \equiv \rho_c \theta^{1/(\gamma'-1)}$, имеют несколько иной физический смысл, чем функции Эмдена при $n \leq 5$ (см. п. IV.5.1, с. 235).

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛИТРОП

2.1. Гравитационная энергия

Одним из важнейших глобальных параметров звезды является ее гравитационная энергия связи E_G . Для политроп значение E_G удается найти в явном виде.

Будем исходить из представления гравитационной энергии звезды в виде (см. п. II.2.1, с. 62)

$$E_G = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi dV.$$

Поскольку на поверхности звезды потенциал $\varphi = -GM/R$, а для использо- вавшегося в теории Эмдена (п. 1.3) потенциала Φ мы считали $\Phi = 0$ при $r = R$ и принимали, что $\Phi > 0$, то

$$\varphi = -\frac{GM}{R} - \Phi.$$

Вводя это φ в только что приведенное выражение для E_G и переходя в подын- тегральном выражении от Φ сначала к ρ с помощью (1.10), а потом от ρ к $P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$, получим

$$\rho \Phi = (n+1)P,$$

так что

$$E_G = -\frac{GM^2}{2R} - \frac{n+1}{2} \int_V P dV.$$

С другой стороны, теорема вириала дает для E_G другое выражение через интеграл от давления по объему (см. п. II.2.2, формула (2.4), с. 66)

$$E_G = -3 \int_V P dV,$$

что позволяет, исключив $\int_V P dV$ из предыдущего соотношения, получить (проверьте!)

$$E_G = -\frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R}. \quad (2.1)$$

Эта замечательная своей простотой формула — редкий для теории политроп случай, когда выражение для важной физической величины не содержит констант, находимых численно.

Формулу для гравитационной энергии политропы полезно помнить. Достаточно запомнить коэффициент $\omega = 3/(5 - n)$, множитель же GM^2/R „сам собой“ конструируется из характерных параметров из соображений размерности: [энергия] = [сила] \times [расстояние] = $[GM^2/R^2] \times [R] = [GM^2/R]$. Напомним, что в п. II.2.1 мы уже пользовались только что найденным выражением для E_G , приняв его на веру. Не раз будет оно использовано и в дальнейшем.

В числах имеем

$$E_G = -3.80 \cdot 10^{48} \frac{3}{5-n} \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}} \text{ эрг}, \quad (2.1')$$

где \mathfrak{M} и \mathfrak{R} — масса и радиус политропы в солнечных единицах.

Обсуждение. а) $|E_G|$ есть энергия, выделяющаяся при сжатии массы M в политропный шар радиуса R . При фиксированных M и R эта энергия тем больше, чем больше индекс политропы n . Это значит, что степень концентрации материи к центру звезды с ростом n увеличивается. Что это должно быть так, можно было бы заключить, конечно, уже и прямо из основного политропного соотношения $P = K\rho^{1+\frac{1}{n}}$ (поймите, почему!). В этом смысле обсуждаемая формула интересна не качественно, а количественно: коэффициент $3/(5 - n)$ служит интегральной мерой степени концентрации материи к центру.

б) Из формулы для E_G ясно видна выделенность случая $n = 5$: если M и R фиксированы, а $n \rightarrow 5$, то гравитационная энергия стремится к бесконечности, то есть степень концентрации вещества к центру при $n = 5$ бесконечно велика. Впрочем, этот результат правильнее интерпретировать иначе: если, зафиксировав массу и плотность в центре звезды, устремить n к 5, то радиус звезды должен стремиться к бесконечности. Именно эта интерпретация соответствует первоначальной постановке задачи, в которой считается, что ρ остается в центре звезды конечной. Итак, радиус звезды, построенной как политропа с $n = 5$, был бы бесконечен (при конечной массе, см. с. 186 и 194).

2.2. Радиус и масса политропы и связь между ними

Простые явные выражения можно найти для всех основных параметров политроп. Правда, в эти выражения входят некоторые зависящие от индекса политропы n числовые коэффициенты. Но если иметь в виду лишь

несколько наиболее важных, чаще всего используемых величин, то достаточно определить из уравнения Лейна – Эмдена всего два числа (значения которых, конечно, зависят от n). Они давным-давно вычислены (что потребовало решения уравнения Лейна – Эмдена). Мы будем считать эти числа известными. Это даст возможность рассмотреть общие закономерности строения политроп до изучения деталей их структуры.

В эмденовском подходе удобно сначала принять за исходные характеристики модели центральную плотность ρ_c и политропный параметр K , а остальные величины выражать через них. Покажем, как это делается.

Радиус. Обозначим через ξ_1 значение эмденовской безразмерной пространственной переменной, при котором $r = R$:

$$R = \xi_1 r_1.$$

Поскольку $\theta(\xi)$ — потенциал, отсчитываемый от его значения на поверхности, то $\theta(\xi_1) = 0$, то есть ξ_1 есть (первый) корень функции Эмдена. Можно сказать и иначе: так как $\rho = \rho_c \theta^n$ и на поверхности звезды плотность обращается в нуль, то $\theta(\xi_1) = 0$.

Величина ξ_1 — один из тех двух числовых параметров, о которых только что говорилось. Следует иметь в виду, что ξ_1 довольно быстро меняется с n и не при всех n есть число порядка единицы (см. Табл. IV.2.1, с. 184). Укажем также, что (доказательство см. в Упр. 11°, с. 249)

$$(5 - n)\xi_1 \rightarrow \frac{32\sqrt{3}}{\pi}, \quad n \rightarrow 5. \quad (2.2)$$

В итоге оказывается, что произведение $(5 - n)\xi_1$ зависит от n слабо.

Можно высказать предположение, что ξ_1 в окрестности $n = 5$ разлагается в ряд по степеням $5 - n$:

$$\xi_1 = \frac{32\sqrt{3}}{\pi(5 - n)} \left(1 + a_1(5 - n) + a_2(5 - n)^2 + \dots \right).$$

Было бы интересно установить, так ли это, и — в случае положительного ответа — найти несколько первых коэффициентов a_i . Это дало бы способ получения ξ_1 без численного решения уравнения Лейна — Эмдена. Попробуйте заняться этой задачей. Единственное, что удалось сделать мне, — это получить a_1 , именно, $a_1 = \frac{1}{2} \left(-\frac{17}{12} + \ln 2 \right) = -0.3618$.

Вводя в формулу для радиуса $R = \xi_1 r_1$ выражение для величины r_1 , называемой иногда эмденовской единицей длины, через K и ρ_c (формула (1.13), с. 176), окончательно находим

$$R = \xi_1 \left(\frac{n+1}{4\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{K}{G}} \rho_c^{\frac{1-n}{2n}}. \quad (2.3)$$

Обсуждение. а) Для получения оценки радиуса можно при любом n брать

$$\xi_1 \approx \frac{13}{5 - n}.$$

Таблица IV.2.1:
Две важнейшие числовые константы, ξ_1 и μ_1 ,
связанные с функциями Эмдена

n	ξ_1	μ_1
0.0	2.4495	4.8990
0.1	2.5045	4.6159
0.25	2.5921	4.2579
0.5	2.7527	3.7887
1.0	3.1416	3.1416
1.5	3.6538	2.7141
2.0	4.3529	2.4110
2.5	5.3553	2.1872
3.0	6.8968	2.0182
3.5	9.5358	1.8906
4.0	14.9716	1.7972
4.5	31.836	1.7378
4.75	66.387	1.7243
4.9	171.43	1.7246
$\rightarrow 5$	$\rightarrow \frac{32\sqrt{3}}{\pi(5-n)}$	$\rightarrow 1.7321$

Коэффициент пропорциональности в этом выражении взят таким, чтобы достигалась по возможности хорошая аппроксимация для $1.5 \leq n \leq 3$ и чтобы в то же время он был легко запоминающимся (13 — чертова дюжина). О точности этой оценочной формулы можно судить по тому, что при $n = 3/2$ значение ξ_1 есть 3.65, приведенная же аппроксимация дает 3.71; при $n = 3$ имеем соответственно 6.90 (точное значение) и 6.50 (приближенное). Кроме того, это выражение правильно передает функциональную форму зависимости ξ_1 от n при $n \rightarrow 5$.

Радиус политропы с фиксированными K и ρ_c , согласно (2.3), неограниченно растет при $n \rightarrow 5$. Это качественное заключение уже было сделано раньше из других соображений (см. с. 182), однако теперь появилась и количественная оценка скорости расходимости. Впрочем, большого интереса для физики звезд этот результат не представляет, так как политропы с n , мало отличающимися от 5, далеки от реалистичных моделей звезд.

б) Еще одно заключение из обсуждаемой формулы — выделенность политропы с $n = 1$. Для нее при заданном K радиус не зависит от центральной

плотности. Он равен $(\pi K/(2G))^{1/2}$. При $n < 1$ с увеличением ρ_c радиус растет, при $n > 1$ — убывает.

Масса. Ясно, что

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r^2 dr.$$

Переходя здесь к переменным Эмдена θ и ξ , то есть полагая $\rho = \rho_c \theta^n$, $r = \xi r_1$, будем иметь

$$M = \mu_1 4\pi r_1^3 \rho_c, \quad (2.4)$$

где

$$\mu_1 = \int_0^{\xi_1} \theta^n(\xi) \xi^2 d\xi. \quad (2.5)$$

Параметр μ_1 — вторая характерная числовая константа, связанная с функцией Эмдена. Ее значения также даны в Табл. IV.2.1. Они монотонно убывают от $\mu_1 = 2\sqrt{6} = 4.899$ при $n = 0$ до $\mu_1 = 1.723$ при $n = 4.82$, после чего слегка возрастают и достигают $\mu_1 = \sqrt{3} = 1.732$ при $n = 5$.

В астрофизической литературе постоянно воспроизводятся значения ξ_1 и μ_1 из Табл. 4 книги С. Чандрасекара „Введение в учение о строении звезд“. Однако в этой таблице имеются неточности. Так, при $n = 4.9$ верные значения ξ_1 и μ_1 таковы: $\xi_1 = 171.43$, $\mu_1 = 1.7246$, тогда как Чандрасекар дает $\xi_1 = 169.47$, $\mu_1 = 1.7355$. В 1981 г. в частной беседе С.Чандрасекар сообщил автору, что неточности в его таблице при $n = 4.9$ и $n = 0.5$ вызваны тем, что для этих значений индекса политропы он пользовался результатами численного решения уравнения Лейна – Эмдена, выполнявшегося еще самим Эмденом (!), тогда как для других n использовались более поздние — и соответственно более точные — численные решения.

Для μ_1 можно получить и другие представления. Так, пользуясь интегральным соотношением из Упр. 1° к Гл. III (с. 162), можно показать, что

$$\mu_1^2 = \frac{8}{n+1} \int_0^{\xi_1} \theta^{n+1}(\xi) \xi^3 d\xi. \quad (2.5')$$

Величину μ_1 можно записать и в форме, которая не требует вычисления интегралов от функций Эмдена:

$$\mu_1 = - \xi_1^2 \theta'(\xi_1). \quad (2.5'')$$

Действительно, если $\theta^n(\xi)$ в представлении μ_1 в виде интеграла (2.5) заменить на левую часть уравнения Лейна – Эмдена (со знаком минус) и выполнить интегрирование, то мы сразу же придем к этому выражению. Между прочим,

представление μ_1 в форме (2.5'') позволяет легко, едва ли не в уме, найти приведенные выше значения μ_1 для $n = 0$ и $n = 5$. Достаточно вспомнить соответствующие явные выражения для θ .

Физический смысл полученного для M выражения (2.4) очевиден: масса политропы должна быть порядка произведения характерного объема $(4\pi/3)r_1^3$ на характерную плотность ρ_c . Поправочный коэффициент $3\mu_1$ превращает оценку в точное равенство. Если теперь в обсуждаемую формулу подставить из (1.13) явное представление для эмденовской единицы длины r_1 , получим такое окончательное выражение для массы через ρ_c и K (которые мы пока считаем за исходные характеристики модели):

$$M = \mu_1 \frac{(n+1)^{3/2}}{\sqrt{4\pi}} \left(\frac{K}{G}\right)^{3/2} \rho_c^{\frac{3-n}{2n}}. \quad (2.6)$$

Обсуждение. а) Случай $n = 5$ не является выделенным. Масса звезды, устроенной как политропа индекса 5 с заданной (конечной) центральной плотностью, была бы конечной. (Почему здесь употреблено сослагательное наложение?)

б) Зафиксируем параметр K , а ρ_c и M будем считать переменными. При $n < 3$ показатель степени у ρ_c положителен. Поэтому здесь с ростом массы центральная плотность также растет. При $n > 3$ картина обратная: чем больше масса конфигурации, тем меньше ее центральная плотность, а потому, в силу политропного соотношения $P = K\rho^{1+1/n}$, и давление в центре, что кажется физически противоречивым. Это странное поведение есть отражение неустойчивости таких политроп (подробнее см. п. 2.5).

в) *Политропа с $n = 3$ является выделенной:* ее масса не зависит от центральной плотности и однозначно определяется значением K . Позже мы узнаем, что это имеет важные астрофизические следствия.

Замечание. Безразмерные радиус и массу политропы ξ_1 и μ_1 оказывается полезным представить в виде

$$\xi_1 = \frac{32}{\pi} \left(\frac{3}{2}\right)^{1/4} \frac{(n+1)^{1/4}}{5-n} \zeta_1,$$

$$\mu_1 = \frac{3\sqrt{2}}{(n+1)^{1/2}} \nu_1.$$

Вводимые этими выражениями величины ζ_1 и ν_1 изменяются с n очень мало и близки к единице при всех $n \in [0; 5]$ (Табл. IV.2.2). Их можно рассматривать как удобные для интерполирования поправочные множители. Полагая $\zeta_1 =$

Таблица IV.2.2:

Поправочные множители ζ_1 и ν_1 как функции индекса политропы n

n	ζ_1	ν_1	n	ζ_1	ν_1
0.0	1.0864	1.1547	3.0	0.8653	0.9514
0.1	1.0630	1.1411	3.5	0.8712	0.9453
0.25	1.0330	1.1220	4.0	0.8882	0.9472
0.5	0.9930	1.0932	4.5	0.9221	0.9606
1.0	0.9374	1.0472	4.75	0.9508	0.9745
1.5	0.9022	1.0115	4.9	0.9758	0.9874
2.0	0.8802	0.9843	5.0	1.0000	1.0000
2.5	0.8683	0.9645			

$\nu_1 = 1$, получаем приближенные выражения для ξ_1 и μ_1 , погрешность которых при всех $n \in [0; 5]$ не превышает $\sim 15\%$.

Соотношение масса – радиус. Как уже говорилось выше (с. 171), интегрирование уравнения гидростатического равновесия для политропы можно выполнять следующим образом: выбираем K и ρ_c и затем ведем интегрирование от центра наружу до тех пор, пока при каком-то r давление не обратится в нуль. Это r есть, очевидно, радиус звезды R , а соответствующее M_r — ее полная масса M . Поэтому можно было сразу же, не решая уравнения механического равновесия, утверждать, что должны существовать зависимости вида $R = R(\rho_c, K)$ и $M = M(\rho_c, K)$. Теперь эти зависимости найдены нами в явном виде. Они даются формулами (2.3) и (2.6).

Исключая из этих выражений для M и R центральную плотность ρ_c , приходим к соотношению масса – радиус для политроп

$$KG^{-1}M^{\frac{1-n}{n}}R^{\frac{n-3}{n}} = c, \quad (2.7)$$

в котором

$$c = \frac{(4\pi)^{\frac{1}{n}}}{(n+1)} \mu_1^{\frac{1-n}{n}} \xi_1^{\frac{n-3}{n}}. \quad (2.8)$$

Оно уже было получено из соображений размерности еще в самом начале обсуждения свойств политроп (с. 172). Однако найти таким путем значение c было нельзя, и тогда этот коэффициент остался неизвестным. Теперь мы вос-

полнили этот пробел. Значения c в таблице на с. 172 (и в Табл. IV.2.2, с. 189) вычислены по полученному только что явному выражению.

Вплоть до этого места исходными параметрами политропы считались значения K и ρ_c (а также, конечно, n). Через них можно выразить не только M и R , но и все остальные характеристики звезды. Однако обычно гораздо более естественно, строя модель звезды, задавать ее массу и радиус. Начиная с этого момента мы так и будем поступать, если не оговорено противное.

Соотношение масса – радиус позволяет найти K по M и R :

$$K = c GM^{\frac{n-1}{n}} R^{\frac{3-n}{n}}. \quad (2.9)$$

2.3. Другие физические характеристики

Центральная плотность и степень концентрации материи к центру. Как центральная плотность ρ_c , так и средняя $\bar{\rho}$ должны быть пропорциональны M/R^3 . Поэтому достаточно найти $\rho_c/\bar{\rho}$ в функции индекса политропы n . Очевидно, что $M = (4\pi/3)R^3\bar{\rho}$. С другой стороны, как было показано в п. 2.2, $M = 3\mu_1(4\pi/3)r_1^3\rho_c$, где $r_1 = R/\xi_1$. Приравнивая эти два выражения для M , находим

$$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = \frac{\sigma_c}{3}, \quad (2.10)$$

где

$$\sigma_c = \frac{\xi_1^3}{\mu_1}. \quad (2.11)$$

Степень концентрации материи к центру, за меру которой удобно взять $\rho_c/\bar{\rho}$, быстро растет с n (Табл. IV.2.3, с. 189). Грубо говоря, этот рост происходит как $(5-n)^{-3}$. (Отметим без доказательства любопытное неравенство $\sigma_c \geq 375/(5-n)^3$). Значения $\rho_c/\bar{\rho}$ для $n = 1.5$ и $n = 3$, равные 6 и 54, полезно помнить.

Быстрый рост $\rho_c/\bar{\rho}$ с n качественно вполне понятен. Так как $P = K\rho^{1+1/n}$, то при малых n показатель степени у ρ большой, так что даже небольшое увеличение плотности ведет к значительному росту давления. Поэтому при малых n для компенсации веса вышележащих слоев за счет давления достаточно сравнительно небольшого увеличения ρ в центральных частях звезды, тогда как при больших n для достижения того же эффекта рост плотности к центру должен быть гораздо сильнее.

Когда обсуждалась зависимость E_G от n , вам предлагалось провести это нехитрое рассуждение самим. Теперь мы все же решили его воспроизвести.

Таблица IV.2.3:
Безразмерные структурные параметры политроп

n	c	σ_c	p_c	ϕ_c	t_c	τ	i	\bar{g}
0.0	∞	3.000	1.500	0.5000	0.5000	2.500	0.4000	0.7500
0.1	$23.220 \cdot 10^4$	3.404	1.679	0.5426	0.4933	2.417	0.3843	0.7840
0.25	43.39	4.090	1.992	0.6088	0.4870	2.313	0.3616	0.8392
0.5	2.523	5.505	2.667	0.7266	0.4843	2.180	0.3259	0.9442
1.0	0.6366	9.870	4.935	1.0000	0.5000	2.000	0.2614	1.2188
1.5	0.4242	$1.797 \cdot 10^1$	9.678	1.346	0.5385	1.885	0.2046	1.625
2.0	0.3647	$3.421 \cdot 10^1$	$2.059 \cdot 10^1$	1.805	0.6018	1.805	0.1548	2.259
2.5	0.3515	$7.022 \cdot 10^1$	$4.912 \cdot 10^1$	2.448	0.6996	1.749	0.1118	3.330
3.0	0.3639	$1.625 \cdot 10^2$	$1.389 \cdot 10^2$	3.417	0.8543	1.709	$0.7536 \cdot 10^{-1}$	5.339
3.5	0.4010	$4.587 \cdot 10^2$	$5.141 \cdot 10^2$	5.044	1.1209	1.681	$0.4555 \cdot 10^{-1}$	9.999
4.0	0.4772	$1.867 \cdot 10^3$	$3.111 \cdot 10^3$	8.330	1.666	1.666	$0.2257 \cdot 10^{-1}$	$2.280 \cdot 10$
4.5	0.6580	$1.857 \cdot 10^4$	$6.185 \cdot 10^4$	$1.832 \cdot 10^1$	3.331	1.665	$0.6895 \cdot 10^{-1}$	$9.560 \cdot 10$
4.75	0.9042	$1.697 \cdot 10^5$	$1.136 \cdot 10^6$	$3.850 \cdot 10^1$	6.696	1.674	$0.2124 \cdot 10^{-2}$	$3.950 \cdot 10^2$
4.9	1.3532	$2.921 \cdot 10^6$	$4.922 \cdot 10^7$	$9.940 \cdot 10^1$	16.85	1.685	$0.4460 \cdot 10^{-3}$	$2.533 \cdot 10^3$
5.0	∞	∞	∞	∞	∞	1.698	0.0000	∞

Если $\rho_c/\bar{\rho}$ известно, центральная плотность находится trivialально:

$$\rho_c = \sigma_c \frac{M}{4\pi R^3}. \quad (2.12)$$

Заметим, что σ_c есть безразмерная плотность (переменная Шварцшильда, см. с. 173) в центре политропы.

Давление в центре звезды получается из политропного соотношения $P_c = K\rho_c^{1+\frac{1}{n}}$, если в него вместо K и ρ_c ввести их выражения через M и R . Результат таков:

$$P_c = p_c \frac{GM^2}{4\pi R^4}, \quad (2.13)$$

где p_c есть безразмерное давление в центре политропы:

$$p_c = \frac{\xi_1^4}{(n+1)\mu_1^2}. \quad (2.14)$$

Здесь уместно напомнить, что в п. III.1.2 непосредственно из уравнения гидростатического равновесия, без его решения, при предположении, что плотность не возрастает наружу, была получена строгая оценка

$$P_c \geq \frac{3}{2} \frac{GM^2}{4\pi R^4},$$

то есть было показано, что для любой находящейся в механическом равновесии конфигурации с $d\rho/dr \leq 0$, независимо от того, какова связь между давлением и плотностью, $p_c \geq 3/2$. Эта оценка отличается от значения p_c , даваемого политропной теорией для $n = 3$, грубо говоря, в 100 раз. Применение к политропам универсального неравенства $p_c \geq 8\omega^4$ из Упр. 7° к Гл. III (с. 164) позволяет утверждать, что для политроп $p_c > 648/(5-n)^4$. Это неравенство обеспечивает гораздо лучшую, хотя все же не очень хорошую оценку центрального давления. Так, при $n = 3$ она дает $p_c = 40.5$ вместо правильного значения $p_c = 139$ (см. Табл. IV.2.3, с. 189). Заметим, что неулучшаемая оценка вида $p_c \geq a/(5-n)^4$ имеет $a = 1875/2$, причем равенство достигается при $n = 0$. При $n = 3$ согласно этой оценке $p_c \geq 58.6$, что по-прежнему далеко от истинного значения $p_c = 139$.

Значения p_c в функции n , найденные по (2.14), даны в Табл. IV.2.3. При $n \in [1.5; 3]$ легко запоминающаяся приближенная формула

$$p_c \approx \frac{2000}{(5-n)^4}$$

обеспечивает неплохую точность. Погрешность составляет 10; 4; 20 и 38% соответственно при $n = 3.0; 2.5; 2.0$ и 1.5 .

Гравитационный потенциал в центре. Потенциал, отсчитываемый от его значения на поверхности звезды (точнее, абсолютная величина потенциала), выражается через функцию Эмдена $\theta(\xi)$ следующим образом (см. с. 176):

$$\Phi(\xi) = \left((n+1)K\rho_c^{1/n} \right) \theta(\xi).$$

Подстановка вместо K и ρ_c их выражений через M и R преобразует это к виду

$$\Phi(\xi) = \left(\frac{\xi_1}{\mu_1} \right) \frac{GM}{R} \theta(\xi), \quad (2.15)$$

так что

$$\Phi_c \equiv \Phi(0) = \phi_c \frac{GM}{R}, \quad (2.16)$$

где

$$\phi_c = \xi_1 / \mu_1. \quad (2.17)$$

Потенциал на поверхности звезды, отсчитанный от его значения на бесконечности, равен $-GM/R$. Поэтому безразмерный множитель ϕ_c показывает, во сколько раз работа по перенесению частицы из центра политропы на ее поверхность больше, чем при удалении ее с поверхности звезды на бесконечность. В наиболее интересной для звездных моделей области значений индекса политропы $1.5 \leq n \leq 3.5$ эти величины оказываются одного порядка (см. Табл. IV.2.3, с. 189). При $n = 1$ имеем $\phi_c = 1$, так что разность потенциалов у поверхности и в центре политропы в точности равна потенциалу на поверхности политропного шара. Относительно расходимости ϕ_c при $n \rightarrow 5$ см. обсуждение формулы для E_G (с. 182).

Момент инерции. Рассматривая различные параметры политроп, мы всякий раз убеждались, что их удается выразить всего через две числовые константы, ξ_1 и μ_1 , порождаемые функцией Эмдена индекса n (а также, конечно, через те или иные размерные величины). Возможно, подспудно у читателя стало складываться ощущение, что любую существенную характеристику политропы можно найти, зная лишь ξ_1 и μ_1 . Это, конечно, не так, и вычисление момента инерции служит тому примером.

Центральный момент инерции сферически-симметричной конфигурации есть, как известно,

$$I = \frac{8\pi}{3} \int_0^R \rho r^4 dr.$$

Введением переменных Эмдена это выражение можно преобразовать к виду (проделайте это!)

$$I = i MR^2,$$

где

$$i = \frac{2\mu_2}{3\mu_1\xi_1^2}$$

и

$$\mu_k = \int_0^{\xi_1} \theta^n(\xi) \xi^{2k} d\xi, \quad k = 1, 2, \dots$$

Входящая сюда величина μ_2 не выражается через μ_1 и ξ_1 . Значения безразмерного момента инерции i приведены в Табл. IV.2.3, с. 189. Они найдены численным интегрированием.

Для $n = 0$ и $n = 1$ легко получить точные значения i , равные $2/5$ и $(2/3)(1 - 6/\pi^2)$, соответственно. Можно также показать, что при $n \rightarrow 5$ значение i стремится к нулю пропорционально $(5 - n)^2 \ln(5 - n)$.

2.4. Альтернативное описание

До сих пор в качестве исходных размерных параметров, характеризующих политропу данного индекса n , использовались ее масса и радиус, что кажется вполне естественным. Однако это не единственная возможность. В некоторых случаях за определяющие размерные параметры удобнее брать массу и центральную плотность.

Из (2.6) находим для K следующее выражение через M и ρ_c :

$$K = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{\frac{n-3}{3n}}, \quad (2.18)$$

где

$$c_1 = \frac{(4\pi)^{1/3}}{(n+1)\mu_1^{2/3}}. \quad (2.19)$$

Имея ρ_c и K , можно вести интегрирование уравнений строения политропы (1.1) от центра к поверхности.

Далее, воспользовавшись (2.4) и учитя, что $r_1 = R/\xi_1$, выражение для гравитационной энергии политропы, полученное в п. 2.1,

$$E_G = - \frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R},$$

можно привести к виду

$$E_G = - \omega_1 GM^{5/3} \rho_c^{1/3}, \quad (2.20)$$

где

$$\omega_1 = \frac{3(4\pi\mu_1)^{1/3}}{(5-n)\xi_1}. \quad (2.21)$$

Таблица IV.2.4:
Структурные множители c_1 и ω_1

n	c_1	ω_1	n	c_1	ω_1
0.0	0.8060	0.9672	3.0	0.3639	0.6390
0.1	0.7624	0.9463	3.5	0.3379	0.6029
0.25	0.7080	0.9181	4.0	0.3146	0.5664
0.5	0.6378	0.8778	4.5	0.2924	0.5268
1.0	0.5419	0.8129	4.75	0.2812	0.5039
1.5	0.4780	0.7608	4.9	0.2740	0.4879
2.0	0.4310	0.7162	5.0	0.2687	0.4748
2.5	0.3942	0.6762			

При использовании в качестве определяющих размерных параметров политропы пары величин $\{M, \rho_c\}$ структурные множители c_1 и ω_1 играют роль, аналогичную той, которую до сих пор у нас играли ξ_1 и μ_1 . Значения величин c_1 и ω_1 приведены в Табл. IV.2.4. Обращаем внимание на то, что они изменяются в сравнительно узких пределах и при всех $n \in [0; 5]$ являются числами порядка единицы.

Почему c_1 и ω_1 убывают с n ? Указание: см. п. 1.3.

Заметим, что значения c_1 , приводимые в книге Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова „Теория тяготения и эволюция звезд“ (Москва: Физматгиз, 1971) в таблице на с. 282, неточны (наше c_1 обозначено там H_1). Так, легко получить, что при $n = 0, 1$ и 5 значения c_1 равны $(\pi/6)^{1/3} = 0.8060$, $(2\pi)^{-1/3} = 0.5419$ и $(1/3)(\pi/6)^{1/3} = 0.2687$, соответственно, тогда как Зельдович и Новиков дают 0.817 , 0.554 и 0.270 . Приведем для справок также явные выражения для ω_1 для тех же трех значений n . При $n = 0$ имеем $\omega_1 = (1/5)(36\pi)^{1/3}$, значению $n = 1$ отвечает $\omega_1 = (3/2)(2\pi)^{-1/3}$, наконец, $\omega_1 = (1/32)(6\pi^2)^{2/3}$ при $n = 5$.

Выражения для важнейших физических параметров политроп через M и ρ_c легко получить из формул предыдущего пункта. Выкладки элементарны, и мы их опускаем. Приведем результаты.

$$R = \frac{3}{(5-n)\omega_1} M^{1/3} \rho_c^{-1/3}, \quad (2.22)$$

$$\bar{\rho} = (5-n)^3 \frac{\omega_1^3}{36\pi} \rho_c, \quad (2.23)$$

$$P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}, \quad (2.24)$$

$$\Phi_c = (n+1) c_1 GM^{2/3} \rho_c^{1/3}, \quad (2.25)$$

$$T_c = c_1 \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} GM^{2/3} \rho_c^{1/3}. \quad (2.26)$$

Последняя формула относится к политропам из невырожденного газа, обсуждаемым в следующем разделе.

Отметим любопытное обстоятельство. Из формулы (2.25) следует, что глубина потенциальной ямы, создаваемой политропой с $n = 5$, конечна и составляет

$$\Phi_c = 2 \left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/3} GM^{2/3} \rho_c^{1/3} = 1.612 GM^{2/3} \rho_c^{1/3}, \quad (2.27)$$

а ее гравитационная энергия связи равна

$$|E_G| = \frac{(6\pi^2)^{2/3}}{32} GM^{5/3} \rho_c^{1/3} = 0.4748 GM^{5/3} \rho_c^{1/3}. \quad (2.28)$$

В звездной динамике политропу индекса $n = 5$ называют обычно сферой Пламмера. Она часто используется в качестве модели сферически-симметричных звездных систем — шаровых скоплений и галактик.

2.5. Полная энергия и устойчивость политроп

Из размерности очевидно, что полная энергия звезды $E = -\varepsilon (GM^2/R)$, где ε — структурный множитель. Для политроп ε можно найти в явном виде. Вывод — образец элегантности.

Простейший анализ размерностей привел нас в п. 1.2 к соотношению масса — радиус (1.3). Из него следует, что $R \propto M^{\frac{1-n}{3-n}}$ и, значит, $E \propto GM^2/R \propto M^{\frac{5-n}{3-n}}$. Поэтому энергии двух равновесных политроп одного и того же индекса n с массами M и $M + dM$ различаются (при фиксированном K) на

$$dE = \frac{5-n}{3-n} \frac{E}{M} dM.$$

Рассмотрим теперь наряду с политропой массы M неравновесную конфигурацию, получающуюся из этой политропы добавлением на ее поверхность массы dM . Пусть dE^* — разность полных энергий возникшей конфигурации и первоначальной политропы. Так как на поверхности $P = 0$, то внутренняя энергия добавляемого вещества равна нулю, и dE^* равно приращению гравитационной энергии, так что $dE^* = -(GM/R)dM$. Далее, известно, что равновесное распределение вещества выделено среди близких к нему: оно доставляет полной

энергии конфигурации экстремальное значение (чтобы равновесие было устойчивым, этот экстремум должен быть минимумом). В силу этой экстремальности полной энергии ее изменение при добавлении массы dM с точностью до $(dM)^2$ должно быть безразлично к тому, как добавляемая масса распределена вдоль радиуса. Поэтому $dE = dE^*$, то есть $\frac{5-n}{3-n}(E/M) = -GM/R$, откуда

$$E = -\frac{3-n}{5-n} \frac{GM^2}{R}, \quad (2.29)$$

так что $\varepsilon = (3-n)/(5-n)$.

Полная энергия есть сумма внутренней E_U и гравитационной E_G :

$$E = E_U + E_G.$$

Но для политропы (см. п. 2.1)

$$E_G = -\frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R},$$

и потому

$$E_U = \frac{n}{5-n} \frac{GM^2}{R}. \quad (2.30)$$

Для устойчивости конфигурации необходимо, чтобы ее полная энергия E была отрицательна. При $E = 0$ имеем безразличное равновесие, $E > 0$ отвечают неустойчивые конфигурации. Согласно (2.29), политропы, построенные из вещества с уравнением состояния $P = K\rho^{1+1/n}$ (с фиксированным K) устойчивы лишь при $n < 3$. Неустойчивость при $n > 3$ вызывается тем, что при сжатии рост давления из-за увеличения плотности вещества не успевает за ростом гравитационного давления, и малые радиальные возмущения должны нарастать. При $n = 3$ давление и гравитация всегда уравновешены — изменение силы тяжести из-за произвольного изменения радиуса оказывается в точности скомпенсированым изменением давления вследствие сжатия или расширения. Малые возмущения поэтому не возрастают, но и не подавляются, и мы имеем состояние безразличного равновесия. При $n < 3$ давление газа растет быстрее гравитационного давления. Любое малое возмущение порождает восстанавливающую силу, стремящуюся вернуть систему к первоначальному состоянию. Равновесие устойчиво.

Было бы, однако, ошибкой думать, что *любые* политропы с $n \geq 3$ неустойчивы. При выводе (2.29) предполагалось, что политропная константа K фиксирована (и при добавлении массы dM не изменяется). Если же это не так, устойчивыми могут оказаться и политропы с $n \geq 3$. Дело в том, что равновесное распределение вещества вдоль радиуса и устойчивость этого распределения

определяются, вообще говоря, разными физическими параметрами: первое — показателем политропы, второе — показателем адиабаты. Показатель адиабаты определяется лишь локальными свойствами вещества, его способностью противостоять сжатию, на показателе же политропы оказывается и то, как упругость газа (из частиц и фотонов) изменяется от точки к точке. В следующем разделе мы вернемся к этому вопросу и дадим пример устойчивой политропы с $n = 3$ (см. п. 3.4).

Если не предполагать равенства показателей политропы и адиабаты, то (2.29) и (2.30) следует заменить более общими формулами

$$E = -\frac{3-n'}{5-n} \frac{GM^2}{R}, \quad (2.31)$$

$$E_u = \frac{n'}{5-n} \frac{GM^2}{R}, \quad (2.32)$$

где $n' \equiv (\gamma-1)^{-1}$, $n = (\gamma'-1)^{-1}$, а γ и γ' — показатели адиабаты и политропы, соответственно (считается, что они постоянны по всей звезде).

Скомбинировав две последние формулы с выражением для гравитационной энергии политропы, получим представление E и E_u через E_g и показатель адиабаты γ :

$$E_u = -\frac{1}{3(\gamma-1)} E_g, \quad (2.33)$$

$$E = \frac{3\gamma-4}{3(\gamma-1)} E_g. \quad (2.34)$$

Формула (2.33) известна как формула Риттера.

Из (2.34) видим, что знак E , а тем самым и устойчивость политропы, определяется на самом деле не индексом политропы, а показателем адиабаты составляющего ее газа. При $\gamma > 4/3$ имеем $E < 0$, и равновесие устойчиво. При $\gamma < 4/3$ энергия связи конфигурации была бы положительна, и равновесие было бы невозможно. Наконец, при $\gamma = 4/3$ энергия связи E равна нулю, и мы имеем безразличное равновесие, так что любое малое возмущение не подавляется, и устойчивости нет.

В недрах большинства звезд, в частности в звездах главной последовательности, газ практически полностью ионизован и представляет собой одноатомный идеальный газ, а для него, как известно, $\gamma = 5/3$. В массивных звездах заметный вклад в давление наряду с частицами дает также равновесное излучение, для которого $\gamma = 4/3$ (см. с. 495 в п. 1.2 Гл. XII). Поэтому для смеси ионизованного газа и равновесного излучения показатель адиабаты оказывается меньше $5/3$, но все же больше $4/3$, если только давление излучения многократно не превосходит газовое давление (подробнее см. п. 1.3 Гл. XII, с. 495).

Если уравнение состояния имеет самый общий вид $P = P(\rho, T)$, то обобщенный показатель адиабаты Γ_1 , определяемый как $\Gamma_1 \equiv (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_S$, может опускаться ниже 4/3. Устойчивость равновесия звезды определяется знаком величины $3\bar{\Gamma}_1 - 4$, где $\bar{\Gamma}_1$ — среднее по звезде значение Γ_1 , взвешенное по давлению:

$$\bar{\Gamma}_1 = \frac{\int_V \Gamma_1 P dV}{\int_V P dV}. \quad (2.35)$$

В жизни звезд бывают случаи, когда Γ_1 опускается ниже критического значения 4/3 в заметной части их массы. Это происходит, в частности, на конечном этапе эволюции массивных звезд из-за фоторасщепления ядер железа в ядре звезды, при начале процесса нейтронизации вещества, у самых массивных звезд — из-за рождения электрон-позитронных пар (см. разд. 2 Гл. IX, с. 407). Значение Γ_1 оказывается меньше 4/3 также в зонах частичной ионизации водорода, где подводимая к газу энергия расходуется главным образом на ионизацию атомов и в итоге давление растет медленно. В самом деле, ионизация водорода происходит при подъеме температуры с $\sim 10\,000$ К до $\sim 20\,000$ К. Такой подъем температуры требует затраты энергии всего ~ 1 эВ/атом. Между тем „скрытая теплота ионизации“ составляет 13.6 эВ/атом, что соответствует в температурной шкале $\sim 158\,000$ К. Адиабатические показатели оказываются поэтому близки к 1. Из-за неустойчивости, порождаемой расходами энергии на ионизацию, в зонах частичной ионизации водорода всегда наступает конвекция. В дальнейшие подробности входить мы не будем.

3. ПОЛИТРОПЫ ИЗ НЕВЫРОЖДЕННОГО ГАЗА

3.1. Нормальные политропы

В политропной модели расчет механического равновесия отделен от расчета тепловой структуры звезды. Если, однако, сделать дополнительное предположение, что вещество политропы подчиняется уравнению состояния $P = P(\rho, T)$, то по известным из расчета механического равновесия зависимостям $P(r)$ и $\rho(r)$ мы получаем возможность найти и распределение температуры $T(r)$ (если только уравнение состояния не является баротропным). Следует, впрочем, помнить, что, допустив наличие политропной связи $P = K\rho^{1+1/n}$ и одновременно приняв выполнимость некоторого конкретного уравнения состояния $P = P(\rho, T)$, мы фактически делаем весьма специальное предположение о зависимости процессов выделения и отвода тепла от температуры и плотности.

Имея в виду только что сказанное, предположим, что звезда состоит из идеального невырожденного газа с постоянным по глубине молекулярным весом μ , так что

$$P = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T,$$

причем $\mu = \text{const}$. В звездах газ может быть вырожден, и даже очень сильно (примеры: белые карлики, ядра красных гигантов малой массы). Кроме того, если звезда успела сжечь значительную долю своего ядерного топлива и перемешивание вещества в ней несущественно, то ее химический состав, а вместе с ним и μ , заметно меняются с глубиной. Таким образом, приняв, что звезда состоит из невырожденного газа с $\mu = \text{const}$, мы действительно сделали существенное дополнительное предположение, заметно ограничивающее область применимости результатов. Фактически они будут прямо относиться только к звездам, находящимся на главной последовательности или еще не вступившим на нее. Для начала будем пренебрегать также вкладом светового давления, то есть будем считать массу звезды не слишком большой. От этого последнего ограничения мы вскоре откажемся.

Политропу, для которой выполняется простейшее уравнение состояния $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$ с $\mu = \text{const}$, будем называть *нормальной политропой* (прилагательное „нормальная“ означает здесь — химически однородная, без вырождения и светового давления, как и в нашем термине „нормальная звезда“, см. с. 22). Можно ли выразить распределение температуры в нормальной политропе через функцию Эмдена? Да, и очень просто. Как мы знаем (с. 180), $\rho = \rho_c \theta^n$. Поскольку, далее, $P = K\rho^{1+1/n}$, то $P = P_c \theta^{n+1}$. Подставляя эти выражения для P и ρ через функцию Эмдена в уравнение состояния $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$, об-

наруживаем, что

$$T = T_c \theta, \quad (3.1)$$

причем

$$T_c = \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{P_c}{\rho_c}.$$

Таким образом, функция Эмдена есть температура в нормальной политропе, выраженная волях центральной. Эта физическая интерпретация функции Эмдена $\theta(\xi)$ по области применимости уже данной ранее и утверждающей, что $\theta(\xi)$ есть по существу гравитационный потенциал в политропе.

Важный параметр политропы из невырожденного газа — ее центральная температура. Из соображений размерности легко убедиться (см. п. III.2.2), что через основные характеристики звезды — массу, радиус и средний молекулярный вес — она должна выражаться так:

$$T_c = t_c \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}, \quad (3.2)$$

где t_c — безразмерный множитель (зависящий от n). Величина t_c представляет собой частное значение (для центра звезды) еще одной шварцшильдовой переменной (см. с. 173) — безразмерной температуры t , определяемой следующим образом:

$$T = \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R} t. \quad (3.3)$$

Для нормальной политропы

$$t = t_c \theta.$$

Если строение политропы рассчитывается путем решения безразмерных уравнений (1.6), а не уравнения Эмдена (1.14), и известно, что политропа состоит из невырожденного газа с $\mu = \text{const}$, то эти уравнения надо дополнить соотношением

$$p = \sigma t,$$

представляющим собой уравнение состояния $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$, записанное в безразмерных переменных.

Применяя последнюю формулу к центру звезды и пользуясь выражениями (2.14) и (2.11) для p_c и σ_c , находим, что для нормальной политропы

$$t_c = \frac{\xi_1}{(n+1)\mu_1}. \quad (3.4)$$

В „звездном“ интервале изменения n , при $1.5 \leq n \leq 3.5$, зависимость t_c от n не очень сильная (см. Табл. IV.2.3, с. 189), так что центральные температуры

нормальных звезд — в той мере, в какой их можно считать политропами, — сравнительно мало чувствительны к структуре звезды.

Результат, выражаемый формулой (3.2), становится более наглядным, если массу и радиус выразить в солнечных единицах:

$$T_c = 22.9 \cdot 10^6 t_c \mu \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}}. \quad (3.5)$$

При $t_c = 0.8543$ (политропа индекса $n = 3$, см. Табл. IV.2.3) и $\mu = 0.61$, что соответствует химическому составу солнечной атмосферы ($X = 0.74$, $Y = 0.25$, $Z = 0.01$), центральная температура звезды с $\mathfrak{M} = \mathfrak{R} = 1$ („Солнца“) оказывается равной $T_c = 12 \cdot 10^6$ К. Заметим, что согласно данным детальных расчетов, в сегодняшнем Солнце, после $\sim 5 \cdot 10^9$ лет эволюции, температура в центре составляет $15.6 \cdot 10^6$ К.

Поучительно также переписать (3.2) в другой форме. Учитывая, что $\mathcal{R}^* = k/m_u$, имеем (для политропы с $n = 3$)

$$kT_c = 0.8543 \mu m_u \frac{GM}{R}, \quad (3.6)$$

что уточняет оценку, данную ранее (с. 125): $kT_c \sim \mu m_u (GM/R)$. Множитель t_c для политропы с $n = 3$ не просто *порядка единицы*, а действительно *близок к единице* — отличается от нее всего на каких-то 15%. Между прочим, как следует из данных Табл. IV.2.3, множитель t_c в *точности равен единице* для политропы с $n \approx 3.25$. Для политропы с $n = 3/2$ (полностью конвективные звезды ГП малой массы: $\mathfrak{M} \lesssim (0.4 \div 0.5)$) значение t_c отличается от единицы уже заметно: $t_c = 0.538$.

У нормальных политроп температурные условия в центре не сильно отличаются от тех, в которых находится большая часть их вещества. В этом легко убедиться, если привлечь теорему вириала. Для звезды из невырожденного газа с $\mu = \text{const}$ вириальное выражение для средней температуры вещества звезды, как было найдено в п. III.2.1, имеет вид

$$\bar{T} = \frac{\omega}{3} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}.$$

Для политропы $\omega = 3/(5 - n)$, и поэтому

$$\bar{T} = \frac{1}{5-n} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R}. \quad (3.7)$$

Здесь \bar{T} — средняя по массе температура:

$$\bar{T} = \frac{1}{M} \int_0^M T dM_r.$$

Средняя по массе температура связана с температурой в центре политропы соотношением, получающимся сопоставлением выражений для T_c и \bar{T} :

$$T_c = \frac{(5-n)\xi_1}{(n+1)\mu_1} \bar{T} \equiv \tau \bar{T}. \quad (3.8)$$

Оно показывает, что \bar{T} и T_c — величины одного порядка. При $n = 0, 1$ и 5 имеем соответственно $\tau = 2\sqrt{6} = 4.8990$, 2.000 и $16/(3\pi) = 1.6977$. Значению $n = 3/2$ отвечает $\tau = 1.885$, при $n = 3$ имеем $\tau = 1.709$ (см. Табл. IV.2.3, с. 189). Таким образом, в наиболее интересной области значений n центральная температура политропы превосходит среднюю менее чем вдвое. Впрочем, следует иметь в виду, что мощность выделения энергии при термоядерных реакциях зависит от температуры очень сильно. Поэтому при обсуждении энергетики звезд даже сравнительно небольшие различия в температуре оказываются существенными.

Обсудим еще градиент температуры в нормальной политропе. Согласно (3.1) имеем

$$\frac{dT}{dr} = T_c \frac{d\theta}{dr} = \xi_1 \frac{d\theta}{d\xi} \frac{T_c}{R}. \quad (3.9)$$

В частности, у поверхности политропы (при $r = R$) имеем, поскольку $\xi_1^2 \theta'(\xi_1) = -\mu_1$ (см. с. 185),

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R} = -\frac{\mu_1}{\xi_1} \frac{T_c}{R}. \quad (3.10)$$

Заметим, что в качестве оценки градиента температуры в звездах главной последовательности вместо (3.9) иной раз просто принимают, что

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| \sim \frac{T_c}{R}. \quad (3.11)$$

Для Солнца ($T_c = 15.6 \cdot 10^6$ К, $R_\odot = 6.96 \cdot 10^{10}$ см) эта оценка дает $|dT/dr| \sim 2 \cdot 10^{-4}$ К/см, то есть порядка 2 градусов на 100 м. Поскольку усредненная вдоль радиуса длина свободного пробега фотона в недрах Солнца порядка 1 см, на каждом фиксированном расстоянии от центра там имеется практически полное термодинамическое равновесие с локальным значением температуры. Чтобы прийти к этому важному заключению, грубой оценки (3.11) оказалось вполне достаточно.

Что касается локальных значений градиента температуры, то в большей части массы химически однородных звезд они отличаются от того, что дает (3.11), всего раза в два – три. Действительно, возьмем политропу с $n = 3$. Для нее $\xi_1 = 6.90$ (см. Табл. IV.2.1, с. 184), а $|\theta'(\xi)|$ возрастает от нуля в центре

политропы и уже при $q = M_r/M = 0.02$ коэффициент $\xi_1 |d\theta/d\xi|$ перед T_c/R становится равным единице. Своего максимального значения 1.93 этот коэффициент достигает при $q = 0.3$ (см. Табл. IV.3.4, с. 213) и затем монотонно убывает до 0.292 при $q = 1$, то есть у поверхности. Поэтому согласно (3.9) градиент температуры (точнее, его абсолютная величина) в политропе с $n = 3$ совсем близко от центра (по массе) достигает значения T_c/R и во всей осталльной массе отличается от этой величины в ту или другую сторону не более чем втрое.

Воспользовавшись (3.2) и (3.4), находим, что

$$\frac{dT}{dr} = \frac{\xi_1^2}{(n+1)\mu_1} \frac{d\theta}{d\xi} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R^2} \quad (3.12)$$

и, в частности, при $r = R$

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R} = - \frac{1}{(n+1)} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R^2}. \quad (3.13)$$

Этот любопытный, хотя и не особенно существенный результат примечателен тем, что он является редким в теории политроп примером строгого соотношения, не содержащего констант, требующих для своего нахождения решения уравнения Эмдена (типа ξ_1 и μ_1 и т. п.). Формула (3.13) будет использована нами при выводе соотношения масса – светимость (см. с. 219).

Поскольку *ускорение силы тяжести* g есть градиент потенциала (со знаком минус), из формулы (IV.2.15) (с. 191) следует, что оно дается следующим выражением:

$$g = - \frac{\xi_1^2}{\mu_1} \frac{d\theta}{d\xi} \frac{GM}{R^2}. \quad (3.14)$$

Сопоставление с формулой (3.12) показывает, что между градиентом температуры в нормальной политропе и ускорением силы тяжести в ней имеется очень простая связь:

$$(n+1) \left| \frac{d(kT)}{dr} \right| = \mu m_u g. \quad (3.15)$$

Она легко получается также из соотношения (IV.1.11) (с. 176)

$$(n+1)P = \rho\Phi,$$

если в него подставить P , даваемое уравнением состояния идеального газа

$$P = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T,$$

что дает

$$(n + 1) kT = \mu m_u \Phi. \quad (3.16)$$

Осталось продифференцировать это соотношение — и мы сразу же приходим к (3.14).

Отметим, что при $n > 0$ ускорение силы тяжести (и градиент температуры в нормальной политропе) изменяются с r немонотонно, достигая максимума тем ближе к центру, чем больше n (см. рис. IV.4.8, с. 232).

3.2. Политропы со световым давлением

В звездах больших масс, как было показано в разд. III.3, заметную роль должно играть давление излучения. Произведем его учет, предполагая по-прежнему, что распределение вещества и давления в звезде описывается политропой некоторого индекса n , а звезда состоит из невырожденного газа. Обозначим, как обычно, долю газового давления в полном давлении через β , так что $\beta P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$. Тогда доля давления излучения равна $1 - \beta$, и $(1 - \beta)P = a T^4/3$. Из этих выражений исключением T легко получить связь между P , ρ и β :

$$P = \left[\left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \right)^4 \frac{3}{a} \frac{1 - \beta}{\beta^4} \right]^{1/3} \rho^{4/3}, \quad (3.17)$$

из которой мы и исходили в п. III.3.1 при выводе универсальной оценки вклада давления излучения в центре звезды $1 - \beta_c$. Для политроп это соотношение позволяет продвинуться дальше, давая возможность найти не только $1 - \beta_c$, но и ход $1 - \beta$ вдоль радиуса.

Действительно, если считать звезду химически однородной ($\mu = \text{const}$), то из последнего соотношения немедленно следует, что

$$\left(\frac{P}{P_c} \right)^3 = \frac{(1 - \beta)/\beta^4}{(1 - \beta_c)/\beta_c^4} \left(\frac{\rho}{\rho_c} \right)^4.$$

Но для политропы индекса n имеем $P = P_c \theta^{n+1}$, $\rho = \rho_c \theta^n$, и поэтому оказывается, что

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} = \frac{1 - \beta_c}{\beta_c^4} \theta^{3-n}(\xi). \quad (3.18)$$

Распределение доли давления излучения вдоль радиуса фактически выражено тем самым через функцию Эмдена (с точностью до необходимости решения алгебраического уравнения четвертой степени). С помощью (III.3.4), с. 130, последнее соотношение можно переписать также в виде

$$\frac{1 - \beta}{\beta^4} = b_c \frac{\pi^3}{270} \left(\mu^2 M/M_\star \right)^2 \theta^{3-n}(\xi), \quad (3.19)$$

где b_c — зависящий от n структурный множитель, равный (проверьте!)

$$b_c = \frac{24}{(n+1)^3 \mu_1^2}.$$

Из (3.18) следует, что при $n < 3$ вклад давления излучения максимальен в центре звезды, монотонно убывая наружу. Отсюда, между прочим, можно заключить, что у полностью конвективных звезд небольших масс, представляющих собой политропы индекса $n = 3/2$ (звезды ГП типа М и прародительницы звезд нижней части ГП, находящиеся на стадии гравитационного сжатия) давление излучения мало не только в центре — вывод, к которому мы пришли еще в разд. III.3, — но и по всей звезде. Поэтому его можно не учитывать вовсе.

Любопытно, что на ранних этапах кельвиновского сжатия (в верхней части трека Хаяши) звезда умеренной массы может обладать довольно высокой светимостью, и тем не менее, как мы только что установили, давление излучения в ней должно быть несущественно. В звезде же ГП, обладающей той же светимостью (но большей массой) оно может уже играть заметную роль.

В политропах с $n > 3$, согласно (3.18), роль давления излучения с удалением от центра возрастает. Хотя звезд с распределением плотности, близким к тому, которое имеется в политропах с n , заметно большим 3, в природе, видимо, нет, вывод о росте вклада давления излучения наружу при $n > 3$ все же представляет интерес по следующей причине. С ростом индекса политропы концентрация материи к центру возрастает. Поэтому политропы с $n > 3$ должны обладать значительной концентрацией вещества к центру. Вывод о росте доли давления излучения при удалении от центра у звезд с таким характером распределения плотности не связан с конкретным его видом (политропа). Звезды же с сильной концентрацией материи к центру, хотя и мало похожие на политропы, весьма многочисленны. Таковы, в частности, красные гиганты с массами $M \gtrsim 2.5 M_\odot$. Можно думать — и детальные расчеты звездных моделей подтверждают это, — что у таких звезд роль давления излучения будет с приближением к поверхности возрастать.

Наконец, имеется исключительный случай $n = 3$, когда доля давления излучения на всех глубинах одна и та же. Это знаменитая в свое время эддингтоновская стандартная модель звезды (см. следующий пункт).

Задав значение индекса политропы, мы фактически фиксировали профили давления и плотности. Профиль же температуры при учете давления излучения, как легко убедиться, определяется уже не только значением n , но и массой конфигурации, точнее, значением $\mu^2 M$ (если $n \neq 3$). Иначе это можно сформулировать так: при учете давления излучения политропы из идеального газа с $n \neq 3$ не являются полностью гомологичными (однако частичная гомологичность — по давлению и плотности — сохраняется). В самом деле, таким же путем, как при $\beta = 1$ выше было найдено (3.1), из соотношения $\beta P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$

теперь получим

$$T = T_c \frac{\beta}{\beta_c} \theta.$$

Поскольку, однако, $\beta = \beta(\xi)$, где ξ — расстояние от центра в эмденовских единицах, и вид функции $\beta(\xi)$ при разных $\mu^2 M$ разный, что непосредственно следует из (3.19), ход температуры вдоль радиуса оказывается зависящим не только от n , но и от $\mu^2 M$. При $n < 3$ спад температуры наружу происходит более плавно, при $n > 3$ — круче, чем при $\beta = 1$, то есть в предельном случае малых масс.

Что касается центральной температуры, то учет давления излучения снижает ее по сравнению со случаем нормальной политропы той же массы и радиуса. Как легко видеть, в выражении для T_c появляется дополнительный множитель β_c , так что

$$T_c = \beta_c t_c \frac{\mu}{R^*} \frac{GM}{R}, \quad (3.20)$$

где t_c по-прежнему дается (3.4). Следует подчеркнуть, что значение β_c зависит от $\mu^2 M$. Поэтому пропорциональность между T_c и M , имеющая место для нормальных политроп, при учете давления излучения уступает место более сложной зависимости. Скорость роста T_c с M при больших M замедляется.

В предельном случае очень больших масс, когда давление излучения P_r велико по сравнению с газовым, $P \sim P_r = (a/3)T^4$. Поэтому $(a/3)T_c^4 \sim p_c(GM^2/4\pi R^4)$, откуда (ср. с п. III.3.4, с. 134)

$$T_c \sim t_c^* \left(\frac{G}{a} \right)^{1/4} \frac{\sqrt{M}}{R}, \quad (3.21)$$

где

$$t_c^* = \left(\frac{3}{4\pi(n+1)\mu_1^2} \right)^{1/4} \xi_1. \quad (3.22)$$

Здесь центральная температура не зависит от молекулярного веса, поскольку гравитации противостоит давление излучения, а не газа. Пока неясно, существуют ли в природе объекты, описываемые рассматриваемым предельным случаем — скорее всего, нет. Подробнее см. с. 209.

Убедитесь, что выражение для T_c , даваемое (3.21) — (3.22), тождественно тому, которое было приведено на с. 134. Получите (3.21) также как предельный случай (3.20), соответствующий $\beta_c \ll 1$.

3.3. Стандартная модель Эддингтона

Так называется модель звезды из идеально-го невырожденного газа с $\mu = \text{const}$, в которой давление излучения составляет постоянную по глубине долю полного давления. Согласно (3.17), в этом случае

$$P = K\rho^{4/3},$$

где K — постоянная, равная

$$K = \left[\frac{3}{a} \left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \right)^4 \frac{1-\beta}{\beta^4} \right]^{1/3}. \quad (3.23)$$

Итак, стандартная модель — это политропа индекса $n = 3$. Полезно помнить, что для нее $T^3/\rho = \text{const}$ (почему?). Отсюда, между прочим, следует, что отношение числа фотонов в единице объема ($\propto T^3$) к концентрации частиц ($\propto \rho$) не меняется с глубиной.

На раннем этапе развития теории строения звезд эта так называемая „стандартная модель“ сыграла значительную роль. Она была введена одним из основоположников теории строения звезд А. Эддингтоном около 1920 г.

Стандартной моделью с $\beta = \text{const}$ назвал, вопреки часто встречающемуся в литературе утверждению, конечно, не сам Эддингтон — он был изысканно воспитанным человеком, — а его современник и соотечественник Э. Милн. В наши дни термин „стандартная модель“ применительно к Солнцу имеет совсем другой смысл — это рафинированная численная модель строения Солнца.

Первоначальное определение стандартной модели отличалось от нашего. Эддингтон постулировал существование некоторого соотношения между мощностью энерговыделения и эффективностью теплоотвода излучением, постоянно же β получалось как одно из следствий. Нам удобнее это свойство стандартной модели ($\beta = \text{const}$) принять за ее определение. Так поступить методически удобнее, так как это позволяет ввести стандартную модель в рассмотрение уже теперь, до обсуждения вопросов о выделении и переносе энергии в звездах. Стандартная модель — разумное нулевое приближение при обсуждении строения химически однородных звезд, в которых главенствующую роль в переносе энергии в большей части звезды играет излучение, а не конвекция. Таковы все звезды главной последовательности, кроме самых поздних (типа M). Почему это так и насколько на самом деле эта модель хороша или, если угодно, насколько она плоха, мы узнаем позже, а пока примем эти слова на веру.

Итак, стандартная модель — это политропа индекса $n = 3$. Но политропа с $n = 3$, как уже указывалось (с. 187), является вырожденной: зависимость от радиуса в соотношении масса — радиус в этом случае выпадает, и между массой звезды M и политропным параметром K имеется однозначная связь вида

$$M = \frac{4\mu_1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{K}{G} \right)^{3/2}. \quad (3.24)$$

Проще всего она получается из (2.6), с. 186, хотя следует, конечно, и из соотношения масса — радиус (2.7) — (2.8), с. 187. С другой стороны, согласно (3.23)



Рис. IV.3.1:

Артур Стенли Эддингтон (Arthur Stanley Eddington, 1882 – 1944).

Его знаменитая книга „Internal Constitution of the Stars“ заложила основы физической теории строения звезд. Она вышла в 1926 г. По прошествии 33 лет потребовалось ее переиздание — замечательный пример научного долголетия!

для стандартной модели K определяется значением β , что позволяет получить связь между M и β :

$$M = \frac{4\mu_1}{\sqrt{\pi}} G^{-3/2} \left[\frac{3}{a} \left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \right)^4 \frac{1-\beta}{\beta^4} \right]^{1/2}. \quad (3.25)$$

По существу соотношение (3.25) уже известно нам из разд. III.3. Это есть не что иное, как формула (III.3.2), с. 129, в которой структурный параметр b_c взят соответствующим политропе с $n = 3$.

Последнюю формулу можно переписать также в виде

$$\mu^2 M = \mu_1 \sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{12}{\pi} M_\star \frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta^2} = 9.725 M_\star \frac{\sqrt{1-\beta}}{\beta^2}, \quad (3.26)$$

Таблица IV.3.1:
Доля давления излучения в полном давлении в звездах
разных масс, построенных по стандартной модели

$1 - \beta$	$\mu^2 \mathfrak{M}$	$1 - \beta$	$\mu^2 \mathfrak{M}$	$1 - \beta$	$\mu^2 \mathfrak{M}$
0.90	1737	0.40	32.2	0.035	3.68
0.85	750	0.35	25.6	0.030	3.37
0.80	409	0.30	20.5	0.025	3.04
0.75	254	0.25	16.3	0.020	2.70
0.70	170	0.20	12.8	0.015	2.31
0.65	120	0.15	9.81	0.010	1.87
0.60	88.6	0.10	7.15	0.005	1.31
0.55	67.0	0.05	4.54	0.000	0.00
0.50	51.8	0.045	4.26		
0.45	40.6	0.040	3.97		

где M_\star — эддингтоновская масса (см. с. 139)

$$M_\star = \left(\frac{c \hbar}{G m_u^{4/3}} \right)^{3/2} = 1.880 M_\odot.$$

Если массу измерять в массах Солнца, то соотношение (3.26) принимает вид (учитывая, что для политропы с $n = 3$ мы имеем $\mu_1 = 2.0182$, см. Табл. IV.2.1, с. 184)

$$\mu^2 \mathfrak{M} = 18.00 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\beta^2}, \quad (3.27)$$

где $\mathfrak{M} = M/M_\odot$. Как видим, для стандартной модели с заданным химическим составом (точнее — с заданным μ) масса однозначно определяет значение β .

Последнюю формулу полезно сопоставить с соотношением (III.3.8) со с. 131, полученным при обсуждении β^* -теоремы Чандрасекара:

$$\mu_c^2 \mathfrak{M}^* = 5.462 \frac{\sqrt{1 - \beta^*}}{\beta^{*2}}, \quad (3.28)$$

где по-прежнему \mathfrak{M}^* — это масса в массах Солнца. Напомним, что это выражение относится к политропе индекса $n = 0$ (однородный шар). По существу единственное отличие двух последних формул — в множителе в правой части: в строгом соотношении Чандрасекара вместо эддингтоновых 18.00 стоит 5.462. Таким образом, для двух моделей — политропы с $n = 3$ и однородного шара

($n = 0$) с одинаковым вкладом давления излучения в центре, так что $\beta = \beta^*$, из (3.27) и (3.28) следует, что масса \mathfrak{M} , определяемая формулой Эддингтона и \mathfrak{M}^* , относящаяся к однородному шару, связаны следующим образом:

$$\mathfrak{M} = 3.295 \mathfrak{M}^*. \quad (3.29)$$

Иначе говоря, на рис. III.3.1 (с. 132) отсчитанное по горизонтали расстояние между двумя приведенными на нем кривыми не зависит от того, на каком уровне, то есть при каком $1 - \beta$, мы это расстояние измеряем. Едва ли это можно заметить, просто глядя на рисунок.

Вклад давления излучения в полное давление в звездах разных масс, построенных согласно стандартной модели, дается Табл. IV.3.1 (см. также нижнюю кривую на рис. III.3.1, с. 132). Поскольку для звезд главной последовательности $\mu \sim 0.6$ (население I), из данных таблицы следует, что давление излучения становится заметным лишь для звезд очень больших масс. Так, для звезды с $\mathfrak{M} \sim 10$ имеем $(1 - \beta) \sim 3\%$, при $\mathfrak{M}=40$ вклад светового давления все еще $\sim 20\%$. Наконец, наиболее массивные из всех звезд имеют $\mathfrak{M} \sim 120$. Если считать, что они адекватно описываются стандартной моделью с $\mu \sim 0.6$, то, используя данные Табл. IV.3.1, найдем, что в них излучение и частицы газа дают примерно одинаковый вклад в давление, точнее, $\beta = 0.54$ (значению же $\beta = 0.5$ отвечает $\mathfrak{M}=140$). Итак, звезд с преобладающей ролью давления излучения в мире, по-видимому, нет. Говоря словами Эддингтона, „we observe that stellar masses cease abruptly when radiation pressure becomes important”.

Впрочем, Эддингтон считал, что роль светового давления в звездах даже умеренных масс весьма существенна. Представления о составе вещества звездных недр в те далекие времена сильно отличались от современных. Эддингтон полагал, что они состоят в основном из тяжелых элементов и потому принимал, что $\mu \approx 2$ (сначала он считал даже, что $\mu = 4$, но потом склонился к $\mu = 2.2$). На возражения современников, что атмосферы звезд состоят в основном из водорода, он отвечал в свойственной ему афористической манере: ведь не думаете же вы, что покрытый сажей трубочист и внутри целиком состоит из сажи!

Заметим, что в предельных случаях малых и больших A для корня уравнения четвертой степени

$$A\beta^4 = 1 - \beta,$$

неизменно появляющегося при расчетах вклада давления излучения, имеют место разложения (проверьте!)

$$\beta = 1 - A + 4A^2 - 22A^3 + \dots, \quad A \rightarrow 0,$$

$$\beta = \frac{1}{A^{1/4}} - \frac{1}{4A^{1/2}} - \frac{1}{8A^{3/4}} + \dots, \quad A \rightarrow \infty.$$

Таблица IV.3.2:
Поправочная функция $\delta(A)$

A	$\delta(A)$	A	$\delta(A)$
0.00	1.0000	4	0.8878
0.01	0.9972	6	0.8881
0.05	0.9845	8	0.8896
0.1	0.9714	10	0.8913
0.2	0.9529	50	0.9131
0.3	0.9404	100	0.9242
0.4	0.9314	500	0.9472
0.5	0.9245	1000	0.9553
0.6	0.9191	5000	0.9700
0.8	0.9112	10^4	0.9747
1	0.9056	10^5	0.9859
2	0.8929	10^6	0.9921
		∞	1.0000

Полезно также представление β в форме

$$\beta = \frac{1 - A}{1 - A^{5/4}} \delta(A),$$

где $\delta(A)$ — удобная для интерполяции поправочная функция, при всех A мало отличающаяся от единицы (Табл. IV.3.2).

Приведем для справок сводку основных параметров стандартной модели. Большинство из них следует из общих формул для политроп с $n = 3$. Газ считаем полностью ионизованным, так что показатель адиабаты $\gamma = 5/3$. Как всегда, \mathfrak{M} и \mathfrak{R} — масса и радиус в солнечных единицах.

$$E_G = -5.69 \cdot 10^{48} \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}}; \quad (3.30)$$

$$E = -2.84 \cdot 10^{48} \beta \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}}; \quad (3.31)$$

$$\Phi_c = 6.51 \cdot 10^{15} \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}}; \quad (3.32)$$

$$\rho_c = 76.3 \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}^3}, \quad \frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = 54.18; \quad (3.33)$$

$$P_c = 1.24 \cdot 10^{17} \frac{\mathfrak{M}^2}{\mathfrak{R}^4}; \quad (3.34)$$

$$T_c = 1.96 \cdot 10^7 \mu \beta \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}}, \quad \bar{T} = 0.585 T_c; \quad (3.35)$$

$$I = 7.26 \cdot 10^{53} \mathfrak{M} \mathfrak{R}^2; \quad (3.36)$$

$$g_{\max} = 1.81 \cdot 10^5 \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}^2} \quad \text{при} \quad r = 0.217 R. \quad (3.37)$$

Значения всех величин в (3.30) — (3.37) — E_c , Φ_c и т. д. — в системе CGS. Подчеркнем, что множители β в (3.31) и (3.35) зависят от $\mu^2 \mathfrak{M}$ (см. Табл. IV.3.1, с. 208).

Таблица IV.3.3:
Функция Эмдена индекса $n = 3$ и связанные с ней величины
как функции доли радиуса $x \equiv r/R$

x	$\theta(\xi_1 x)$	$-\frac{\partial \theta}{\partial x}$	$\frac{\partial \theta}{\partial n}$
0.00	1.00000	0.00000	0.00000
0.05	0.98052	0.76544	0.00011
0.10	0.92598	1.38165	0.00161
0.15	0.84626	1.76657	0.00680
0.20	0.75319	1.92135	0.01702
0.25	0.65705	1.90052	0.03173
0.30	0.56492	1.77206	0.04915
0.35	0.48069	1.59257	0.06724
0.40	0.40588	1.39993	0.08441
0.45	0.34055	1.21557	0.09976
0.50	0.28401	1.04952	0.11289
0.55	0.23524	0.90506	0.12382
0.60	0.19315	0.78185	0.13276
0.65	0.15673	0.67792	0.14000
0.70	0.12508	0.59070	0.14586
0.75	0.09742	0.51763	0.15063
0.80	0.07312	0.45633	0.15457
0.85	0.05163	0.40478	0.15789
0.90	0.03251	0.36122	0.16073
0.95	0.01540	0.32423	0.16324
1.00	0.00000	0.29263	0.16548

Так как стандартная модель — это политропа индекса $n = 3$, то ход основных физических переменных — плотности, давления и температуры — с удалением от центра дается обычными для политроп формулами

$$\rho(r) = \rho_c \theta^3(\xi), \quad P(r) = P_c \theta^4(\xi), \quad T(r) = T_c \theta(\xi),$$

где $\theta(\xi)$ — функция Эмдена индекса $n = 3$ и $\xi = \xi_1(r/R) = 6.897(r/R)$.

Ввиду важной роли, которую функция Эмдена для $n = 3$ и связанные с нею величины играют в теории строения звезд (не только в стандартной модели!), приводим для справок таблицы ее значений, значений ее производной по пространственной переменной ξ и по индексу n в функции доли радиуса (Табл. IV.3.3) и доли массы (Табл. IV.3.4).

3.4. Обсуждение модели Эддингтона

Начнем с комментариев к сводке формул (3.30) — (3.37), дающих глобальные параметры стандартной модели.

Прежде всего обратимся к выражению (3.31) для полной энергии конфигурации, построенной из одноатомного газа согласно стандартной модели, которое можно записать в виде

$$E = \beta \frac{E_G}{2}. \quad (3.38)$$

Так как $E_G < 0$, то полная энергия конфигурации отрицательна. Стандартная модель — пример политропы индекса $n = 3$ с $E < 0$, устойчивой относительно радиальных колебаний. Согласно формуле (3.24), в данном случае политропный параметр K зависит от массы звезды и не является фиксированной постоянной, характеризующей конфигурации любой массы, построенные согласно стандартной модели.

Вывод приведенной только что формулы для полной энергии звезды $E = (\beta/2)E_G$ совсем прост. Пусть $e_{\text{тепл}}$ и $e_{\text{изл}}$ — соответственно объемные плотности тепловой энергии газа и энергии излучения. Считая газ нерелятивистским, имеем $P_g = (2/3)e_{\text{тепл}}$, поле же излучения — это ультраквантитативистский фотонный газ, и поэтому $P_r = (1/3)e_{\text{изл}}$. Итак,

$$\beta P = \frac{2}{3} e_{\text{тепл}}, \quad (1 - \beta)P = \frac{1}{3} e_{\text{изл}}. \quad (3.39)$$

Пусть E_T и E_R — соответственно полная тепловая энергия вещества и энергия излучения, запасенные в звезде:

$$E_T = \int_V e_{\text{тепл}} dV = \frac{3}{2} \beta \int_V P dV, \quad (3.40)$$

$$E_R = \int_V e_{\text{изл}} dV = 3(1 - \beta) \int_V P dV, \quad (3.41)$$

Таблица IV.3.4:

Функция Эмдена индекса $n = 3$ и связанные с ней величины
как функции доли массы $q \equiv M_r/M$

q	ξ	$\theta(\xi)$	$\frac{\partial\theta}{\partial n}$	$-\frac{\partial\theta}{\partial\xi}$
0.00	0.0000	1.0000	0.0000	0.0000
0.02	0.5063	0.9588	0.0005	0.1564
0.05	0.7039	0.9235	0.0017	0.2033
0.10	0.9146	0.8760	0.0045	0.2405
0.20	1.218	0.7976	0.0116	0.2717
0.30	1.471	0.7277	0.0206	0.2796
0.40	1.710	0.6628	0.0311	0.2760
0.50	1.954	0.5950	0.0432	0.2642
0.60	2.218	0.5276	0.0570	0.2462
0.70	2.522	0.4563	0.0727	0.2222
0.80	2.904	0.3773	0.0911	0.1915
0.90	3.475	0.2801	0.1138	0.1505
0.95	3.966	0.2135	0.1285	0.1220
0.98	4.515	0.1536	0.1406	0.0972
0.99	4.869	0.1216	0.1465	0.0843
1.00	6.897	0.0000	0.1655	0.0424

наконец, E — ее полная энергия:

$$E = E_G + E_T + E_R. \quad (3.42)$$

Привлекая вириальное соотношение

$$3 \int_V P dV = -E_G, \quad (3.43)$$

находим, что

$$2E_T + E_R + E_G = 0. \quad (3.44)$$

В комбинации с (3.42) это дает уже знакомый нам результат (см. с. 68)

$$E = -E_T. \quad (3.45)$$

С другой стороны, мы имеем

$$\beta \int_V P dV = \frac{2}{3} E_T, \quad (3.46)$$

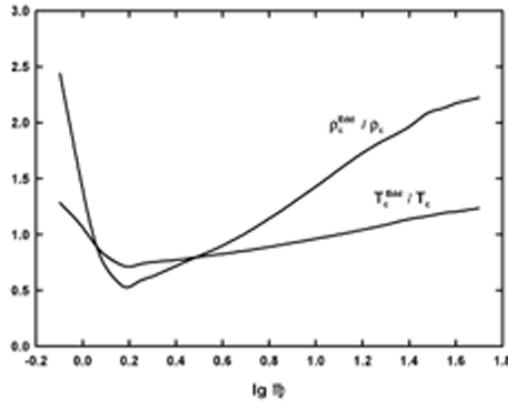


Рис. IV.3.2:

Отношение температур в центре T_c^E / T_c и центральных плотностей ρ_c^E / ρ_c в химически однородных звездах ($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$) разных масс согласно данным детальных расчетов (T_c , ρ_c) и по модели Эддингтона (T_c^E , ρ_c^E).

что при учете (3.43) дает

$$\beta \frac{E_G}{2} = -E_T. \quad (3.47)$$

Принимая во внимание (3.45), приходим к искомому соотношению (3.38).

Отказ от предположения о том, что газ одноатомный, разумеется, сказывается на величине коэффициента пропорциональности между E и βE_G . Найдем его. Примем, что показатель адиабаты вещества γ одинаков по всей звезде. Кроме случая $\gamma = 5/3$, на самом деле это едва ли когда-либо бывает так, так что сейчас мы скорее будем отдавать дань тем далеким временам, когда о звездах знали еще совсем мало, чем обсуждать реально важное обобщение.

В формуле Риттера (2.33), с. 196, связывающей внутреннюю энергию газа звезды E_U с ее потенциальной гравитационной энергией E_G , учет давления излучения при сделанных предположениях ($\beta = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$) ведет к появлению в правой части дополнительного множителя β (проверьте!):

$$E_U = - \frac{\beta}{3(\gamma - 1)} E_G. \quad (3.48)$$

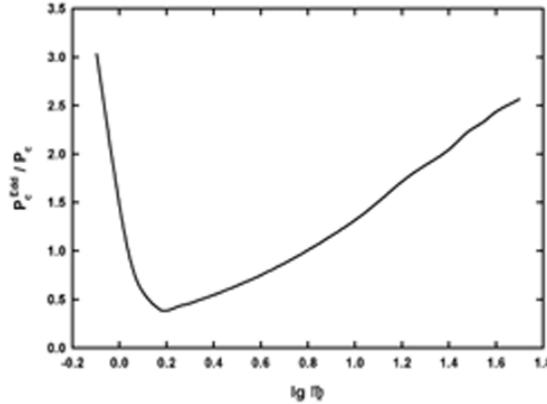


Рис. IV.3.3:

Отношение давлений в центре P_c^E / P_c в химически однородных звездах ($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$) разных масс согласно данным детальных расчетов (P_c) и по модели Эддингтона (P_c^E).

Связь же между запасенной в звезде энергией излучения E_R и ее гравитационной энергией

$$E_R = - (1 - \beta) E_G, \quad (3.49)$$

получающаяся интегрированием второго из равенств (3.39) с учетом теоремы вириала, от γ не зависит. Пользуясь последними двумя выражениями, для $E = E_G + E_U + E_R$ находим окончательно

$$E = \beta \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} E_G. \quad (3.50)$$

При $\gamma = 5/3$ получаем уже известный нам результат $E = \beta E_G / 2$. Заметим, далее, что $E_U = E_T = -(\beta/2) E_G$ при $\gamma = 5/3$, так что для стандартной модели $E_R/E_T = 2(1 - \beta)/\beta$. Для звезд не слишком больших масс $(1 - \beta)$ мало, и энергия, запасенная в звезде в форме излучения, оказывается много меньше тепловой энергии газа. Далее, поскольку при термодинамическом равновесии средняя энергия фотона порядка средней тепловой энергии частицы ($2.7 kT$ и $1.5 kT$, соответственно), то *число фотонов в звездах* не слишком больших масс гораздо меньше *числа слагающих их частиц* (для Солнца — примерно в $10^3 \div 10^4$ раз).

Еще один комментарий к формуле (3.35) касается роли стоящего перед $G\mathfrak{M}/\mathfrak{R}$ множителя β . Для звезд с массами $\mathfrak{M} \lesssim 10$ его отличием от единицы можно пренебречь (если требуемая точность не более $\sim 1\%$). Однако при $\mathfrak{M} \gtrsim 10$ температура в центре химически однородных звезд растет с массой медленнее, чем просто пропорционально \mathfrak{M} . В пределе очень больших масс доля газового давления β в полном давлении становилась бы малой (почему „бы“?). Из (3.25') следует, что в этом случае $\beta = (18.00)^{1/2}/(\mu \sqrt{\mathfrak{M}})$, и (3.35) принимает вид

$$T_c = 8.32 \cdot 10^7 \frac{\sqrt{\mathfrak{M}}}{\mathfrak{R}} \quad \text{при} \quad \mathfrak{M} \rightarrow \infty. \quad (3.51)$$

Оценку массы \mathfrak{M}_0 , при которой происходит переход от одного предельного случая ($\beta = 1$) к другому ($\beta \ll 1$), можно получить, приравнивая T_c , даваемые (3.35) (с $\beta = 1$) и (3.51), что дает

$$\mathfrak{M}_0 = \frac{18.00}{\mu^2}. \quad (3.52)$$

При $\mu = 0.6$ имеем $\mathfrak{M}_0 = 50$. Поскольку звезд с массами больше $\sim 120 M_\odot$ не найдено (по крайней мере пока), предельный случай, описываемый формулой (3.51), представляет, так сказать, академический интерес. Напомним, что, как уже говорилось на с. 209, для звезды с предельно большой массой $\mathfrak{M} \sim 120$ мы имеем $\beta \approx 0.5$.

Обратим теперь внимание на выражение (3.37) для максимального ускорения силы тяжести в звезде g_{\max} . Оно достигается не на поверхности, а внутри звезды, причем сравнительно близко к центру (при $r = 0.217 R$). Понятно, что причиной этого служит сильная концентрация материи к центру в политропе с $n = 3$ (подробнее см. п. 4.3, с. 230). С тем же связана и малость коэффициента при $\mathfrak{M}\mathfrak{R}^2$ в выражении (3.36) для момента инерции I , который примерно в 5 раз меньше, чем для однородного шара с теми же \mathfrak{M} и \mathfrak{R} .

Что касается потенциала в центре Φ_c (формула (3.32)), то напомним, что он отсчитывается от поверхности звезды. Далее, если Φ_c выражать не в системе СГС (то есть в $\text{см}^2/\text{с}^2$), а в электрон-вольтах в расчете на атомную единицу массы, что иногда удобно, то для политропы с $n = 3$ оказывается

$$\Phi_c = 6.75 \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}} \quad \text{кэВ/а.е.м.}$$

Заметим, что $\Phi_c = 3.417 |\varphi_s|$, где $\varphi_s = -GM/R$ — потенциал на поверхности (см. Табл. IV.2.3, с. 189). Полезно помнить, что потенциал на поверхности Солнца ~ 2 кэВ/а.е.м.

Давление, температуру и плотность в центре звезды, даваемые стандартной моделью Эддингтона, обсудим более подробно. Это позволит читателю

составить правильное представление о том, чего можно ждать от стандартной модели, а чего — нет, то есть о ее реальной точности. На рис. IV.3.2 и IV.3.3 мы приводим графики отношений значений T_c , ρ_c и P_c , полученных по детальным расчетам моделей химически однородных звезд ($X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$) и по стандартной модели (со значениями радиусов, даваемыми детальными расчетами). Центральные температуры воспроизводятся с погрешностью не более 40%. Ошибка в центральной плотности не превосходит множителя 2.5. Центральные давления в химически однородных звездах с массами примерно в полторы массы Солнца стандартная модель дает с наибольшей ошибкой — занижает почти в три раза.

Как видим, при всей своей простоте стандартная модель Эддингтона для химически однородных звезд все же оказывается в общем неплохим приближением.

3.5. Соотношение масса – светимость

ГП. В основе вывода лежало введенное Эддингтоном представление о главенствующей роли лучистого переноса энергии в звездах. (До него, начиная с работ Лейна 1870-х — 1880-х годов, полагали, что перенос энергии в звездах осуществляется конвекцией).

Если в недрах звезды диффузия фотонов (или лучше сказать гамма-квантов) из более глубоких и потому более горячих ее слоев наружу является основным механизмом переноса энергии, то поток энергии H связан с градиентом температуры dT/dr следующим образом:

$$H = -\frac{4ac}{3\kappa\rho} T^3 \frac{dT}{dr}. \quad (3.53)$$

Здесь $a = 7.5675 \cdot 10^{-15}$ эрг/(см³К⁴) — постоянная в законе Стефана – Больцмана и $u = aT^4$, где u — плотность энергии равновесного планковского излучения с температурой T ; далее, κ — непрозрачность вещества, связанная с усредненной по спектру длиной свободного пробега фотона l следующим образом: $1/l = \kappa\rho$; размерность κ — см²/г. Если эту формулу переписать в виде

$$H = -\frac{1}{3} c l \frac{d(aT^4)}{dr}, \quad (3.54)$$

то в ней сразу же опознается записанная применительно к рассматриваемому случаю основная формула элементарной теории диффузии — формула Фика:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{3} v l \operatorname{grad} N. \quad (3.55)$$

В ней N — концентрация диффундирующих частиц, v — скорость их хаотического движения, l — длина свободного пробега частиц в веществе, наконец \mathbf{j} — поток частиц ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В нашем случае градиент концентрации диффундирующих в звезде фотонов направлен, очевидно, по радиусу. Если, далее, домножить обе стороны (3.55) на среднюю энергию фотонов, то слева мы получим поток переносимой ими энергии. Справа же вместо $\text{grad } N$ будет теперь стоять производная по r от плотности энергии планковского излучения с локальной температурой T , равной aT^4 , то есть $4aT^3 dT/dr$. Осталось в (3.55) подставить $l = 1/\kappa\rho$ и $v = c$ — и мы приходим к (3.53). О том, какими физическими процессами определяется непрозрачность (зависящая от частоты диффундирующих фотонов) и как она усредняется по спектру, мы сейчас говорить не будем, подчеркнув лишь, что, очевидно, она зависит от плотности и температуры. Упомянем, что в большей части массы недр звезд ГП, кроме самых массивных, мы имеем приближенно $\kappa \propto (\rho/T^{7/2})$ (так называемая крамерсовская непрозрачность); в массивных же звездах непрозрачность определяется электронным рассеянием и $\kappa = 0.20(1+X)$. Немного позже мы еще вернемся к этому.

Переходим непосредственно к выводу соотношения масса — светимость. Пусть L_r — энергия, протекающая в звезде за единицу времени через сферу радиуса r . Если она целиком переносится излучением, то согласно (3.53) имеем

$$\frac{L_r}{4\pi r^2} = -\frac{4ac}{3\kappa} \frac{T^3}{\rho} \frac{dT}{dr}. \quad (3.56)$$

Будем, следуя Эддингтону, считать, что звезды главной последовательности представляют собой политропы индекса $n = 3$. Поскольку для них $T = T_c \theta$ и $\rho = \rho_c \theta^3$, то в последней формуле отношение T^3/ρ оказывается не зависящим от r и равным T_c^3/ρ_c . Далее, согласно (3.2) и (3.4), с. 199,

$$T_c = \frac{\xi_1}{4\mu_1} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \beta \frac{GM}{R}. \quad (3.57)$$

Здесь справа стоит множитель β , учитывающий влияние давления излучения (см. выше формулы (3.20), с. 205, и (3.35), с. 211). Формулы (2.10) и (2.11) (см. с. 188) дают

$$\rho_c = \frac{\xi_1^3}{3\mu_1} \bar{\rho} = \frac{\xi_1^3}{\mu_1} \frac{M}{4\pi R^3}, \quad (3.58)$$

так что

$$\frac{T^3}{\rho} = \frac{T_c^3}{\rho_c} = \frac{\pi}{16\mu_1^2} \left(\beta \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} G \right)^3 M^2. \quad (3.59)$$

Отношение T^3/ρ не зависит от ξ , то есть от r , что принципиально важно. Это есть следствие предположения, что звезда — это политропа индекса $n = 3$. Для

политроп про произвольного индекса n мы имели бы $T^3/\rho \propto \theta^{3-n}(\xi)$ и при $n \neq 3$ зависимость от ξ , то есть от r , сохранилась бы (см. формулу (3.18), с. 203).

Полагая в (3.56) $r = R$ и пользуясь (3.59) и (3.13), с. 202 (с дополнительным множителем β), окончательно находим

$$L = \frac{\pi^2}{12\mu_1^2} \frac{ac}{\kappa_s} \left(\frac{G}{R^*} \right)^4 \mu^4 \beta^4 M^3, \quad (3.60)$$

где κ_s — непрозрачность при $r = R$ (индекс s — от *surface*). Если массу и светимость выразить в солнечных единицах и подставить численные значения входящих в (3.60) постоянных, в том числе $\mu_1 = 2.0182$ (политропа $n = 3$, см. Табл. IV.2.1, с. 184), то соотношение (3.60) примет вид (проверьте!)

$$\mathfrak{L} = 39.2 \frac{\mu^4}{\kappa_s} \beta^4 \mathfrak{M}^3. \quad (3.61)$$

Таким образом, если считать, что κ_s не зависит от массы, то соотношение масса — светимость имеет вид $L \propto M^3$. Именно оно и используется чаще всего для получения различных оценок. Им верно описывается диапазон светимостей звезд ГП. Так, согласно этому соотношению звезда ГП с $M = 100 M_\odot$ должна иметь светимость, в миллион раз превосходящую солнечную, как это и есть на самом деле. Впрочем согласно наблюдательным данным зависимость между массой и светимостью для звезд главной последовательности с $0.5 \lesssim \mathfrak{M} \lesssim 10$ на самом деле скорее другая: $L \propto M^4$. Поэтому из (3.61) следует, что с ростом массы звезды непрозрачность ее вещества должна убывать ($\kappa_s \propto M^{-1}$). Это заключение согласуется с тем, что дают детальные расчеты моделей звезд ГП.

Замечательно, что фундаментальное соотношение между массой и светимостью для звезд ГП получено без использования какой-либо информации об источниках энергии звезд — зависимости их мощности от температуры и плотности, определяющих распределение темпа энерговыделения от расстояния. Светимость звезды заданной массы определяется непрозрачностью ее вещества, регулирующей отток энергии, а темп ее производства подстраивается под возможность оттока.

Множитель β , а точнее β^4 , фигурирующий в (3.61), для звезд небольших масс можно полагать равным единице. Однако с ростом \mathfrak{M} он уменьшается. В предельном случае очень больших масс имеем $\beta \ll 1$, и из соотношения (3.27), с. 208, находим

$$\beta^4 = \frac{(18.00)^2}{\mu^4 \mathfrak{M}^2}. \quad (3.62)$$

Поэтому (3.61) принимает вид

$$\mathfrak{L} = \frac{12700}{\kappa_s} \mathfrak{M}. \quad (3.63)$$

Противоположный предельный случай — звезды малых масс ($\mathfrak{M} \lesssim 0.5$). Они являются полностью конвективными и потому представляют собой политропы индекса $n = 3/2$. В их недрах перенос энергии практически целиком осуществляется за счет конвекции. Поэтому соотношение (3.56), полученное в предположении, что главную роль в переносе энергии играет излучение, к ним неприменимо.

Возвращаемся к обсуждению (и уточнению) формулы (3.60), с. 219, выражающей соотношение масса — светимость. При этом мы будем следовать подходу, использованному в недавней монографии Eggleton'a (см. список литературы, с. 519).

Кажется неожиданным (а для кого-то даже подозрительным), что в формуле (3.60) фигурирует непрозрачность у поверхности κ_s , а не непрозрачность, некоторым образом усредненная по всей массе звезды. Мы сейчас убедимся, что использование κ_s — это осмысленное приближение.

Непрозрачность можно аппроксимировать суммой двух членов. Один — обозначим его κ_{Th} — учитывает рассеяние на свободных электронах. Он не зависит ни от температуры, ни от плотности и имеет вид $\kappa_{Th} = \sigma_{Th}/(\mu_e m_u) = 0.20(1+X)$. Здесь $\sigma_{Th} = 0.6652 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ — томсоновское сечение электронного рассеяния, $\mu_e = 2/(1+X)$ — электронный молекулярный вес. При весовой доле водорода $X = 0.70$ имеем $\kappa_{Th} = 0.34 \text{ см}^2/\text{г}$. Со вторым членом положение сложнее, но в некотором приближении — это крамерсовская непрозрачность $\kappa_{Kr} \propto \rho/T^{7/2}$. Можно думать, что мы не совершим большой ошибки, если вместо $\propto \rho/T^{7/2}$ будем считать этот второй член пропорциональным ρ/T^3 . Поскольку $\beta P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$ и $(1-\beta)P = a T^4/3$, то

$$\frac{\rho}{T^3} = \frac{3\mathcal{R}^*}{a\mu} \frac{\beta}{1-\beta}. \quad (3.64)$$

Так как для модели Эддингтона β постоянно, то есть не зависит от расстояния от центра звезды, то правая часть, а тем самым и ρ/T^3 также постоянно. Не зависящим от r оказывается и полная непрозрачность, которую с учетом последнего выражения можно записать в виде

$$\kappa = \kappa_s = \kappa_{Th} + \kappa_{Kr} \mu \beta / (1 - \beta), \quad (3.65)$$

где κ_{Kr} — численный коэффициент. Таким образом, первое из двух делавшихся выше предположений — о независимости непрозрачности от r — как видим, является разумным приближением. Второе же предположение — отсутствие зависимости κ от массы звезды — оказывается неверным, так как β зависит от M . Вводя (3.65) в (3.61), получаем

$$\mathfrak{L} = 39.2 \mu^4 \frac{\beta^4}{\kappa_{Th} + \kappa_{Kr} \mu \beta / (1 - \beta)} \mathfrak{M}^3. \quad (3.66)$$

Эта формула в комбинации с эддингтоновым уравнением (3.25), с. 207, определяющим β как функцию M , и дает в неявном виде соотношение масса–светимость.

Если принять $X = 0.70$, то $\kappa_{Th} = 0.34$. Далее, можно считать, что $\kappa_{Kr} = 0.0105 \kappa_{Th}$. Тогда при $\mu = 0.61$ согласно (3.66) оказывается, что $\mathfrak{L} = 1$ при $\mathfrak{M} = 1$, как это и должно быть. Множитель 0.0105 в соотношении $\kappa_{Kr} = 0.0105 \kappa_{Th}$ мы подобрали так, чтобы формула (3.66) давала $\mathfrak{L} = 1$ при $\mathfrak{M} = 1$. Это число (0.0105) несущественно отличается от 0.015, которое иногда рассматривается как грубая аппроксимация численных расчетов непрозрачности.

Далее, формула (3.66) показывает, что можно выделить три области значений масс. Во-первых, это область очень больших масс. При предельно (на самом деле — при запредельно) больших массах давление излучения превосходит газовое, так что $\beta \ll 1$. Множитель $\beta/(1-\beta) \approx \beta$ может оказаться настолько мал, что второй член в знаменателе дроби в (3.66) станет меньше первого. Физический смысл этого состоит в том, что в массивных звездах непрозрачность обусловлена томсоновским рассеянием на свободных электронах. В противоположном предельном случае звезд малых масс имеем $(1-\beta) \ll 1$, и доминирует крамерсовская непрозрачность, так что $\kappa_{Kr} \mu \beta/(1-\beta) \gg \kappa_{Th}$. В этом случае согласно (3.61) и (3.66) мы имеем $L \propto \mathfrak{M}^3/(1-\beta) \propto \mathfrak{M}^5$. Наконец, в промежуточной области, то есть когда оба слагаемых в выражении для κ одного порядка, численные результаты, даваемые приведенными выражениями, хорошо аппроксимируются зависимостью $L \propto M^3$. Результаты можно резюмировать следующим образом:

$$\mathfrak{L} \propto \mathfrak{M}^5 \quad \text{при } 0.5 \lesssim \mathfrak{M} \lesssim 5$$

$$\mathfrak{L} \propto \mathfrak{M}^3 \quad \text{при } 5 \lesssim \mathfrak{M} \lesssim 140$$

$$\mathfrak{L} \propto \mathfrak{M} \quad \text{при } \mathfrak{M} \gtrsim 140.$$

Границы этих трех областей существенно зависят от принятого значения молекулярного веса μ и отношения κ_{Th}/κ_{Kr} . Приведенные здесь числа соответствуют $\mu = 0.61$ и $\kappa_{Th}/\kappa_{Kr} = 0.0105$.

Как уже упоминалось, свою модель звезд ГП Эддингтон основывал вовсе не на взятом с потолка предположении о том, что они представляют собой политропы индекса $n = 3$. В чем же состояли соображения, которые позволили ему думать, что политропа $n = 3$ — это разумное приближение? Поймем это.

Легко видеть, что для любых политроп

$$M_r = ((-\xi^2 d\theta/d\xi)/\mu_1) M. \quad (3.67)$$

Умножим обе части соотношения (3.56) на $(4\pi r^2)/M_r$, подставив в правую часть (3.56) выражение M_r из (3.67). Мы убеждаемся, что множитель $d\theta/d\xi$, входящий в выражение для градиента температуры dT/dr , даваемое (3.12),

сокращается с таким же множителем, появившимся в знаменателе дроби, образовавшейся при умножении (3.56) на $1/M_r$. В правой части появляется также множитель $(r/R)^2 = \xi^2/\xi_1^2$, и возникшее здесь ξ^2 сокращается с тем ξ^2 , которое появилось в правой части из-за домножения ее на $1/M_r$. Пользуясь (3.59), как и при получении (3.60), после простой выкладки обнаруживаем, что (3.56) можно переписать в виде

$$\frac{L_r}{M_r} = \frac{\pi^2}{12\mu_1^2} \frac{ac}{\kappa} \left(\frac{G}{\mathcal{R}^*} \right) \mu^4 \beta^4 M^2. \quad (3.68)$$

Обозначив

$$\frac{L_r}{M_r} = \eta \frac{L}{M}, \quad (3.69)$$

из (3.68) находим, что

$$L = \frac{\pi^2}{12\mu_1^2} \frac{ac}{\eta\kappa} \left(\frac{G}{\mathcal{R}^*} \right) \mu^4 \beta^4 M^3. \quad (3.70)$$

Множитель η , очевидно, зависит от r . Однако из последней формулы (относящейся, напомним, к политропе с $n = 3$) следует, что произведение $\kappa\eta$ от r не зависит. Это и было исходным предположением Эддингтона, которое он обосновывал, не вполне, впрочем, убедительно, так как в ту пору об источниках энергии звезд еще практически ничего известно не было (не считая его же утверждения, что достаточный запас энергии звездам может дать синтез альфа-частиц из протонов). Его соображения состояли в следующем. Ясно, что L_r/M_r — это средний темп энерговыделения на единицу массы $\bar{\varepsilon}_r$ в шаре радиуса r , тогда как L/M — это средний по всей звезде темп выделения энергии $\bar{\varepsilon}$ (эрг/(г·с)). Поэтому согласно (3.69) имеем $\eta = \bar{\varepsilon}_r/\bar{\varepsilon}$. Разумно предположить, что источники энергии концентрируются к центру звезды, а тогда η должно убывать с r . С другой стороны, исследование процессов, вызывающих непрозрачность внутризвездного вещества, показывало, что с ростом температуры κ убывает. Поэтому с удалением от центра звезды непрозрачность должна возрастать. Действительно, если считать ее крамерсовской, так что $\kappa \propto (\rho/T^{7/2})$, то поскольку для политропы с $n = 3$ отношение T^3/ρ не зависит от r , оказывается, что при убывании температуры, то есть при удалении от центра звезды, κ возрастает $\propto T^{-1/2}$. Таким образом, убывание η с r будет по крайней мере частично компенсироваться возрастанием κ . Эддингтон предположил, что эта компенсация будет полной, то есть $\kappa\eta = \text{const}$. Второе его допущение состояло в том, что величина $\kappa\eta$ одинакова для звезд разных масс. По-видимому, это обосновывалось тем, что тогда зависимость масса — светимость принимает вид $L \propto M^3$, как это было найдено Эддингтоном по имевшимся в его распоряжении наблюдательным данным.

4. СТРУКТУРА ПОЛИТРОП

4.1. Распределение вещества и давления

Каково детальное строение политропных шаров, то есть ход физических параметров в них вдоль радиуса? Обратимся к рисункам.

Плотность в долях центральной в функции расстояния от центра в долях радиуса $x \equiv r/R$ показана на рис. IV.4.1А, в функции доли массы $q \equiv M_r/M$ — на рис. IV.4.1Б. Кривые, соответствующие $n = 3/2$ и $n = 3$, на этих и последующих рисунках ограничивают наиболее для нас интересную область значений n . Рис. IV.4.1А построен по таблицам функций Эмдена с учетом того, что $\rho = \rho_c \theta^n$ и $x = \xi/\xi_1$; о построении рис. IV.4.1Б будет сказано немного позже.

Рис. IV.4.1 наглядно показывает, как концентрация материи к центру растет с увеличением n . При $n = 1.5$ центральная плотность превосходит среднюю в шесть раз. Согласно рис. IV.4.1А, в этом случае плотность убывает вдвое примерно при $r = R/2$ и в десять раз — при $r \approx (3/4)R$. Рис. IV.4.1Б показывает, что около 90% массы политропы с $n = 3/2$ имеет плотность, которая отличается от центральной не более чем в десять раз.

Когда $n = 3$, концентрация материи к центру гораздо выше: $\rho_c/\bar{\rho} = 54$. Уже при $r = 0.35R$ плотность падает в десять раз, а плотность, более чем в 10 раз меньшую центральной, имеет около 30% всей массы конфигурации.

Распределение массы вдоль радиуса. Другой способ проиллюстрировать увеличение степени концентрации вещества к центру — рассмотреть зависимость $q = M_r/M$ от $x = r/R$ при разных n (рис. IV.4.2). В шаре с $r = R/2$ при $n = 1.5$ содержится примерно половина, а при $n = 3$ — около 9/10 всей массы звезды.

Рис. IV.4.2 построен с использованием электронных таблиц производных функций Эмдена, так как

$$q \equiv M_r/M = -\xi^2 \theta'(\xi)/\mu_1.$$

Проверьте это, перейдя в интеграле $M_r = 4\pi \int_0^r \rho r'^2 dr'$ к переменным θ и ξ и преобразовав его затем с помощью уравнения Лейна — Эмдена.

Рис. IV.4.2 позволяет рассматривать x как известную функцию q (при заданном n) и дает возможность получить зависимость любой физической переменной, найденной в функции x , также и в виде функции q . Например, графики рис. IV.4.1А с помощью кривых рис. IV.4.2 преобразуются в графики рис. IV.4.1Б. Более строго это можно сформулировать следующим образом: соотношения $\rho/\rho_c = \theta^n(\xi)$ и $q = -\xi^2 \theta'(\xi)/\mu_1$ представляют собой параметрические уравнения кривых, показанных на рис. IV.4.1Б (параметр — ξ).

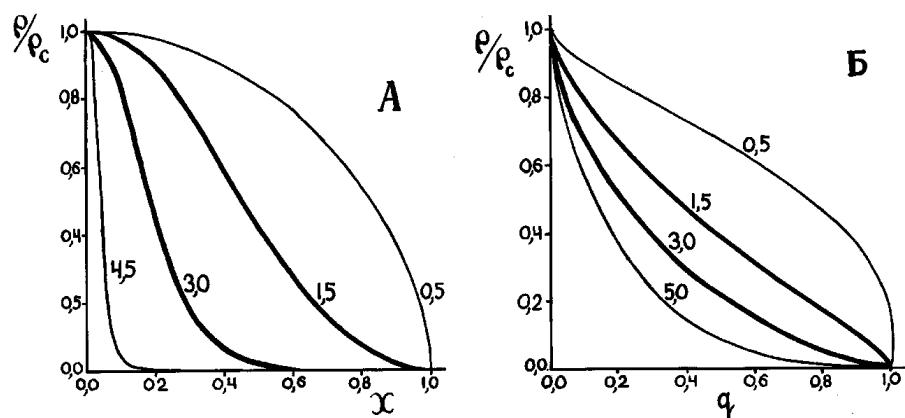


Рис. IV.4.1:

Профили плотности ρ/ρ_c в политропах с разными n в функции доли радиуса $x = r/R$ (А) и доли массы $q = M_r/M$ (Б).

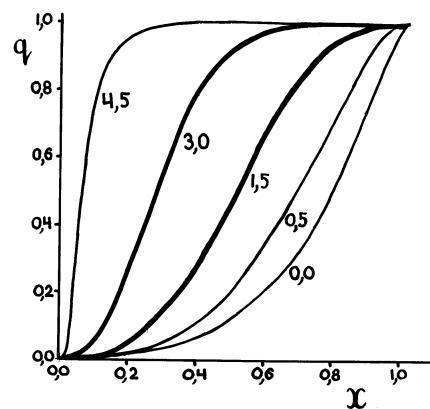


Рис. IV.4.2:

Доля полной массы политропы $q = M_r/M$, заключенная в сфере радиуса r , как функция доли радиуса звезды $x = r/R$.

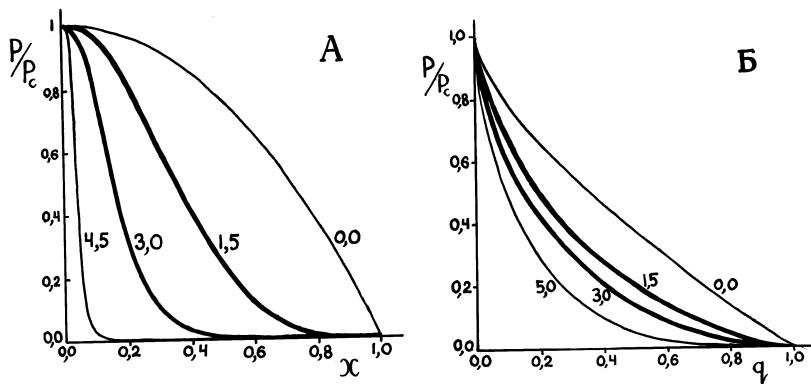


Рис. IV.4.3:

Распределение давления вдоль радиуса (А) и по массе (Б) в политропах разных индексов n .

Давление выражается через функцию Эмдена так: $P = P_c \theta^{n+1} = (P_c/\rho_c) \rho \theta$. Поскольку θ — убывающая функция, давление падает с удалением от центра быстрее, чем плотность $\rho = \rho_c \theta^n$ (рис. IV.4.3). Обратите внимание на то, что при $n \in [1.5; 3]$ ход давления по массе мало чувствителен к значению n . Из рис. IV.4.3Б можно заключить, что среднее по массе давление

$$\bar{P} = \frac{1}{M} \int_0^M P dM_r$$

при всех $n \in [0; 5]$ не отличается по порядку от давления в центре P_c . Отношение \bar{P}/P_c зависит от n слабо.

4.2. Переменные Милна U и V

Существует еще один способ описания распределения вещества и давления в звездах, который в прошлом использовался довольно широко. Этот способ имеет общий характер

и применим для любых моделей звезд, а не только для политроп.

Рассмотрим некоторую функцию переменной r . Это может быть переменная масса M_r , давление P или какая-то другая величина. Аппроксимируем эту функцию наилучшим возможным образом в окрестности некоторого конкретного значения r степенной функцией. Показатель степени этой аппроксимации

будет, вообще говоря, некоторой функцией r . Однако если исходная функция меняется в очень широких пределах и быстро — а это так обычно и бывает с такими величинами как M_r , P и т. п., — то показатель такой степенной аппроксимации меняется гораздо медленнее и часто в значительно более узких пределах. В этом состоит одно из достоинств использования этого показателя степени для описания поведения исходной функции.

Формализуем эту общую идею. Пусть $f(x)$ — произвольная дифференцируемая функция, $f(x) > 0$. Аппроксимируем ее в окрестности $x = x_0$, $x_0 > 0$, степенной функцией, то есть представим в виде

$$f(x) = f(x_0) \left(\frac{x}{x_0} \right)^\alpha + \dots$$

Тогда

$$\ln f(x) = \ln f(x_0) + \alpha(\ln x - \ln x_0) + \dots,$$

и поэтому

$$\alpha = \left. \frac{d \ln f(x)}{d \ln x} \right|_{x=x_0}.$$

Показатель α характеризует скорость роста $f(x)$ при $x = x_0$. Фактически представление $f(x)$ в виде $f(x_0)(x/x_0)^\alpha$ с $\alpha = (d \ln f(x)/d \ln x)|_{x=x_0}$ есть линейная аппроксимация $\ln f(x)$ как функции $\ln x$ в окрестности $x = x_0$.

В соответствии с только что сказанным, распределение массы вдоль радиуса должно быть удобно описывать параметром

$$U = \frac{d \ln M_r}{d \ln r},$$

рассматриваемым как функция r . Аналогичным образом, распределение давления по звезде целесообразно описывать функцией

$$V = - \frac{d \ln P}{d \ln r},$$

причем знак „минус“ добавлен справа для того, чтобы V было неотрицательным. Переменные U и V были введены в 1930 г. Э. Милном. В домашнюю эпоху при численных расчетах звездных моделей ими пользовались очень широко. Встречаются они и в более современных публикациях.

С помощью уравнения гидростатического равновесия и уравнения сохранения массы легко показать, что (проверьте!)

$$U = \frac{4\pi r^3 \rho}{M_r}, \quad V = \frac{GM_r}{r} \frac{\rho}{P}.$$

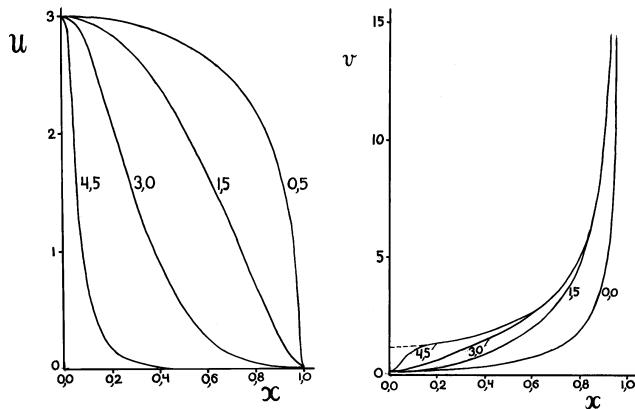


Рис. IV.4.4:

Параметры U и $v \equiv V/(n+1)$ в функции относительного расстояния $x = r/R$ от центра для политроп разных индексов n . Пунктир — функция $(1-x)^{-1}$ (см. Упр. 22°, с. 251).

Какой физический смысл можно приписать U и V , исходя из этих формул?
Принять, что $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$.

Укажем на одно важное обстоятельство. Из определений U и V как показателей степенных аппроксимаций M_r и P непосредственно следует, что значения этих параметров на заданном относительном расстоянии от центра (выраженном в долях радиуса) не зависят от единиц, в которых измеряется r . Поэтому для моделей с подобным (гомологичным) распределением плотности значения U и V в подобных точках (то есть в точках с одним и тем же $x \equiv r/R$) не должны зависеть от масштабного множителя. Иначе говоря, U и V представляют собой *гомологические инварианты*.

Проверить это для V прямым расчетом, воспользовавшись тем, что для гомологичных моделей давление представимо в виде $P(r) = (GM^2/(4\pi R^4)) p(r/R)$.

Из сказанного следует, что для политроп в силу их гомологичности (см. с. 174) параметры U и V , рассматриваемые как функции безразмерного расстояния от центра $\xi = r/r_1$, где r_1 — эмденовская единица длины (1.13), должны зависеть лишь от индекса политропы n . Легко видеть, что (убедитесь в этом!)

$$U = -\xi \theta^n / \theta', \quad V = -(n+1)\xi \theta' / \theta.$$

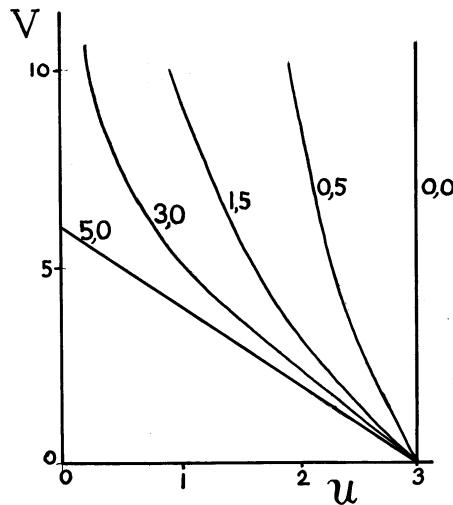


Рис. IV.4.5:

Кривые на плоскости (U, V) , изображающие структуру политроп разных индексов n .

На рис. IV.4.4А и Б даны графики U и $v \equiv V/(n+1)$ в функции $x \equiv r/R = \xi/\xi_1$ при разных n .

Обдумайте общий вид кривых, приведенных на этих рисунках. Дайте физическую интерпретацию расходимости V при $x \rightarrow 1$ для нормальных политроп.

Приведенные только что выражения для U и V через функцию Эмдена и ее производную можно рассматривать как параметрические уравнения кривой на плоскости (U, V) , изображающей структуру политропы данного индекса n . Эти кривые для разных n даны на рис. IV.4.5.

4.3. Температура и гравитационное поле

Как было показано в разд. IV.3, температура в нормальной политропе $T(r)$ выражается через функцию Эмдена следующим образом: $T(r) = T_c \theta(\xi_1 r/R)$.

Профили температуры при разных n в функции доли радиуса $x = r/R$ приведены на рис. IV.4.6А. На рис. IV.4.6Б даны распределения температуры в политропах разных индексов в функции доли массы $q = M_r/M$. Обращаем внимание на *слабую зависимость* $T(q)$ от n . Кривые для $n = 3/2$ и $n = 3$ в масштабе рисунка были бы едва различимы. Следствием малой чувствитель-

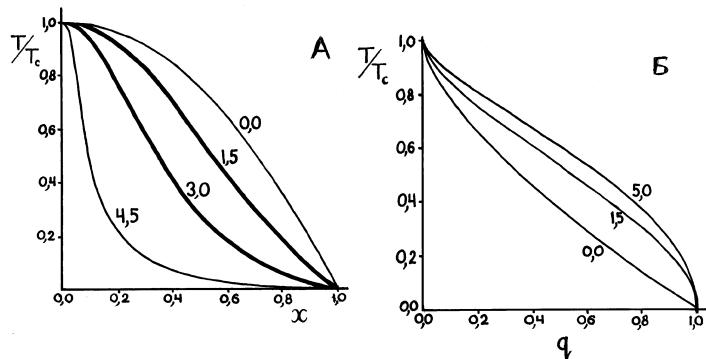


Рис. IV.4.6:
Профили температуры в нормальных политропах в функции доли радиуса (А) и доли массы (Б).

ности вида функции $T(q)$ к изменению параметра n является установленная ранее (п. 3.1, с. 201) слабая зависимость отношения \bar{T}/T_c от n .

Звезда создает гравитационную потенциальную яму. Глубина этой потенциальной ямы при заданных массе и радиусе звезды определяется распределением вещества, то есть в случае политропы — значением n . Внутри политропы, при $r < R$, потенциал φ , нормированный к нулю на бесконечности, выражается через функцию Эмдена θ так (см. разд. IV.2, с. 191):

$$\varphi(r) = - \left[1 + \frac{\xi_1}{\mu_1} \theta \left(\xi_1 \frac{r}{R} \right) \right] \frac{GM}{R};$$

при $r > R$ имеем обычный ньютоновский потенциал GM/r . С ростом n глубина потенциальной ямы растет (рис. IV.4.7). Однако при $n \leq 3$ потенциал внутри звезды по порядку не отличается от его значения на поверхности. Отсюда, в частности, следует, что если эффекты ОТО малы близ поверхности, то они малы и по всей звезде. Отметим, что при $n = 1$ разность потенциалов между центром политропы и ее поверхностью в точности равна потенциалу на ее поверхности $-GM/R$, отсчитанному от бесконечности.

Будет уместно также напомнить, что потенциал, отсчитанный от поверхности, в нормальной политропе пропорционален температуре, то есть $\Phi \propto T$. Поэтому профили температуры, показанные на рис. IV.4.6, являются одновременно и профилями потенциала Φ/Φ_c . В частности, согласно рис. IV.4.6Б, потенциал волях центрального, рассматриваемый в функции доли массы $q = M_r/M$, сравнительно мало чувствителен к значению индекса политропы

Рис. IV.4.7:

Гравитационное поле политроп разных индексов n .

Хотя с ростом n потенциальная яма становится глубже, при $n \leq 3$ потенциал в пределах всей звезды все еще имеет тот же порядок, что и на поверхности.

n , то есть к тому, как вещество распределено вдоль радиуса.

Для абсолютной величины ускорения силы тяжести внутри политропы $g = d\varphi/dr$ из предыдущей формулы находим

$$g = -\frac{\xi_1^2}{\mu_1} \theta' \left(\xi_1 \frac{r}{R} \right) \frac{GM}{R^2}.$$

Максимальное значение g довольно быстро растет с n . Наибольшая сила тяжести достигается на тем меньших расстояниях от центра звезды (в долях радиуса), чем больше n (рис. IV.4.8).

Поучительно рассмотреть ускорение силы тяжести и как функцию доли массы q . Если при этом измерять g в единицах GM/\tilde{R}^2 , где $\tilde{R} \equiv (1 - n/5)R$, обозначив

$$\tilde{g} \equiv \frac{g}{GM/\tilde{R}^2},$$

то получаются результаты, показанные на рис. IV.4.9. Обратите внимание на предельную кривую, соответствующую $n \rightarrow 5$.

Получите ее параметрическое представление, воспользовавшись явным выражением для $\theta(\xi)$ при $n = 5$ и асимптотикой ξ_1 при $n \rightarrow 5$ (формула (2.2), с. 183).

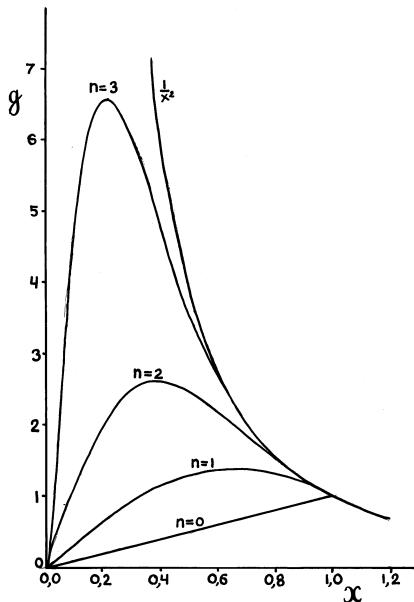


Рис. IV.4.8:

Ход ускорения силы тяжести g в политропах разных индексов n .

С ростом n максимальное значение g (в единицах GM/R^2) растет примерно как $(5 - n)^2$, причем максимум постепенно перемещается к центру звезды.

В предельном случае $(5 - n) \ll 1$ наибольшая сила тяжести достигается при q около 0.2. Она превосходит силу тяжести на поверхности конфигурации асимптотически ($n \rightarrow 5$) примерно в $40/(5 - n)^2$ раз.

В связи с рис. IV.4.9 любопытно отметить следующее. Представляется очевидным, что все кривые представленного на нем семейства пересекаются в одной точке. Совершенно непонятно, почему это так. Но... это не так! На самом деле кривые пересекаются *не в одной точке*. Так, можно показать, что кривые, соответствующие $n = 0$ и $n = 1$, пересекаются в точке $(q, \tilde{g}) = (0.6673, 0.8739)$, тогда как кривые для $n = 0$ и $n = 5$ — хотя и в близкой, но все же другой точке: $(q, \tilde{g}) = (0.6613, 0.8712)$. Чтобы проверить эти числа, вполне достаточно калькулятора. Впрочем, и получены они были автором не на компьютере,

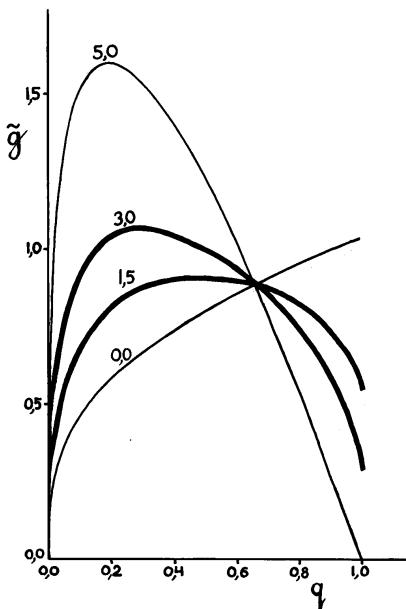


Рис. IV.4.9:

Ускорение силы тяжести, измеренное в единицах GM/\tilde{R}^2 , где $\tilde{R} \equiv (1 - n/5)R$, как функция доли массы $q = M_r/M$.

а на калькуляторе. Для этого пришлось выполнить несколько итераций. В основе расчета, понятно, лежал тот факт, что функции Эмдена для $n = 0, 1$ и 5 известны в явном виде. Все это вряд ли представляет какой-либо реальный физический интерес, но „мистика“ — пересечение всех кривых в одной точке — исчезла.

5. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЕ ГАЗОВЫЕ ШАРЫ

5.1. Постановка задачи

Когда водород в центральных частях звезды исчерпался, целиком превратившись в гелий, выделение ядерной энергии здесь прекращается и переходит в слоевой источник, окружающий это выгоревшее ядро. В итоге в центре звезды появляется почти изотермический газовый шар, находящийся под давлением вышележащих неизотермических слоев. Таково строение красных гигантов. Состояние газа в их почти изотермических ядрах определяется массой той звезды ГП, из которой развился красный гигант. Звезды малых масс ($M \lesssim 2.5M_{\odot}$) эволюционируют в красные гиганты с вырожденными ядрами. Если же масса звезды достаточно велика, электронный газ в выгоревшем ядре оказывается невырожденным. Так мы естественно приходим к задаче о расчете равновесия изотермического шара из невырожденного газа, находящегося под внешним давлением.

На самом деле эта задача была изучена гораздо раньше, чем стало ясно строение красных гигантов и даже раньше, чем люди вообще узнали, что среди звезд бывают гиганты и карлики. Более ста лет назад, в 1882 г., эту естественную в своей простоте задачу исследовал Риттер. Позже ею занимался Эмден.

Дело, очевидно, сводится к отысканию потенциала φ из уравнения Пуассона $\Delta\varphi = 4\pi G\rho$ при граничных условиях $\varphi(0) = 0$, $\varphi'(0) = 0$, первое из которых означает, что мы отсчитываем потенциал от его значения в центре конфигурации, а второе — равенство нулю силы тяжести в центре шара. В изотермическом газе плотность связана с потенциалом обычной формулой Больцмана

$$\rho = \rho_c \exp\left(-\frac{\mu m_u}{kT} \varphi\right),$$

так что уравнение Пуассона принимает в данном случае вид

$$\Delta\varphi = 4\pi G\rho_c \exp\left(-\frac{\mu m_u}{kT} \varphi\right).$$

Здесь естественно перейти к безразмерным переменным. Прежде всего, вместо φ буквально „просится“ новая переменная, стоящая в показателе экспоненты:

$$\psi \equiv \frac{\mu m_u}{kT} \varphi = \frac{\mu}{\mathcal{R}^* T} \varphi. \quad (5.1)$$

Физический смысл ψ таков. Это есть отсчитываемая от центра конфигурации гравитационная энергия связи в расчете на одну частицу, измеренная в единицах ее тепловой энергии kT . Далее, введем характерную длину r_0 и положим $r = r_0\zeta$. Выберем r_0 из того условия, чтобы в уравнении Пуассона, записанном

в безразмерных переменных ζ , ψ , сократились все числовые коэффициенты. Для этого нужно взять

$$r_0 = \left(\frac{kT}{\mu m_u 4\pi G \rho_c} \right)^{1/2}, \quad (5.2)$$

что с точностью до множителя порядка единицы есть не что иное как *джинсовская длина* — фундаментальное понятие теории гравитационной неустойчивости.

Переписав (5.2) в форме

$$\frac{1}{3} kT = \mu m_u \frac{GM_0}{r_0},$$

где M_0 — масса однородного шара плотности ρ_c и радиуса r_0 , поймите физический смысл r_0 .

Уравнение Пуассона и граничные условия к нему во введенных только что переменных записываются в следующей безразмерной форме (оператор Лапласа выпишем на этот раз в явном виде):

$$\frac{1}{\zeta^2} \frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^2 \frac{d\psi}{d\zeta} \right) = e^{-\psi}; \quad (5.3)$$

$$\psi(0) = 0, \quad \psi'(0) = 0.$$

Функцию $\psi(\zeta)$ будем называть *изотермической функцией Эмдена*. Для изотермического газа уравнение состояния $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$ можно переписать в форме $P = K\rho$, где $K = (\mathcal{R}^*/\mu)T = \text{const}$, а это можно рассматривать как предельный случай политропной связи $P = K\rho^{1+1/n}$, соответствующий $n = \infty$ (точнее, $|n| = \infty$).

5.2. Изотермическая функция Эмдена

При малых ζ функцию $\psi(\zeta)$ можно найти по ее разложению

$$\psi(\zeta) = \frac{1}{6} \zeta^2 - \frac{1}{120} \zeta^4 + \frac{1}{1890} \zeta^6 + \frac{61}{1632960} \zeta^8 + \frac{629}{224532000} \zeta^{10} + \dots, \quad (5.4)$$

справедливость которого устанавливается его подстановкой в (5.3). Соответствующее распределение плотности есть

$$\rho(\zeta) = \rho_c \left(1 - \frac{\zeta^2}{6} + \frac{\zeta^4}{45} + \dots \right). \quad (5.5)$$

Функция $\psi(\zeta)$ монотонно возрастает при всех ζ , что следует, например, из ее физического смысла. Это можно показать и формально. Так как $e^{-\psi} > 0$, то при $\zeta > 0$ согласно (5.3) $\frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^2 \frac{d\psi}{d\zeta} \right) > 0$, и потому величина $\zeta^2 d\psi/d\zeta$ должна возрастать с ζ . Поскольку, далее, $(\zeta^2 d\psi/d\zeta)|_{\zeta=0} = 0$, то заключаем, что $d\psi/d\zeta > 0$ при $\zeta > 0$, то есть $\psi(\zeta)$ действительно монотонно возрастает. Подобное же рассуждение в применении к политропам произвольного индекса n , описываемым (1.14) – (1.15), с. 177 и 178, доказывающее, что функции Эмдена $\theta(\zeta)$ монотонно убывают, на с. 178 мы предлагали читателю провести самостоятельно.

Скорость роста $\psi(\zeta)$ убывает с ζ , и при больших ζ , как показал еще Эмден,

$$\psi(\zeta) = \ln \frac{\zeta^2}{2} + \frac{A}{\zeta^{1/2}} \cos \left(\frac{\sqrt{7}}{2} \ln \zeta + \delta \right) + \dots, \quad (5.6)$$

где A и δ — некоторые постоянные. Поэтому

$$\rho = \rho_c \frac{2}{\zeta^2} \left[1 - \frac{A}{\zeta^{1/2}} \cos \left(\frac{\sqrt{7}}{2} \ln \zeta + \delta \right) + \dots \right], \quad \zeta \rightarrow \infty. \quad (5.7)$$

Асимптотика (5.6) играет важную роль при изучении устойчивости самогравитирующих газовых масс. Она получается так. В уравнении (5.3) перейдем от переменной ζ к $t = \ln \zeta$ и положим

$$\psi = 2t - z. \quad (5.8)$$

В результате для z получается следующее уравнение:

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \frac{dz}{dt} = -(e^z - 2). \quad (5.9)$$

Оно совпадает с уравнением движения частицы единичной массы в среде с трением (член dz/dt) под действием силы $-(e^z - 2)$, зависящей от положения частицы. Из-за трения движение будет замедляться, и при $t \rightarrow \infty$ точка будет стремиться к положению равновесия, в котором действующая на нее сила должна быть равна нулю. Значит, $e^z - 2 \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$, то есть $z \rightarrow \ln 2$. Поэтому, положив

$$z = \ln 2 + x, \quad (5.10)$$

можно утверждать, что x при больших t будет мал, и e^x можно заменить на $1 + x$. В результате этой линеаризации уравнение (5.9) переходит в следующее:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dx}{dt} + 2x = 0, \quad (5.11)$$

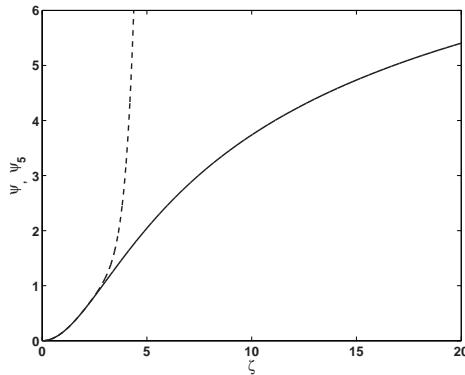


Рис. IV.5.1:

Изотермическая функция Эмдена $\psi(\zeta)$ (сплошная линия). Штриховая линия — значения $\psi(\zeta)$ при малых ζ , вычисленные по разложению (5.4).

Функция $\psi(\zeta)$ — это гравитационный потенциал на безразмерном расстоянии ζ от центра изотермического шара, отсчитанный от его значения в центре и измеренный в единицах характерной тепловой энергии единицы массы $kT/\mu t_u$. Изотермические шары безразмерного радиуса (в единицах r_0) $\zeta \geq \zeta_* = 6.45$ гравитационно неустойчивы.

решение которого есть

$$x = A e^{-t/2} \cos \left(\frac{\sqrt{7}}{2} t + \delta \right) = \frac{A}{\zeta^{1/2}} \cos \left(\frac{\sqrt{7}}{2} \ln \zeta + \delta \right). \quad (5.12)$$

Собирая вместе (5.8), (5.10) и (5.12), приходим к искомому результату — асимптотике (5.6).

Значения изотермической функции Эмдена $\psi(\zeta)$, найденные численным интегрированием, приведены на рис. IV.5.1. Выход на асимптотику (5.6) иллюстрируется рис. IV.5.2. Значения асимптотических констант A и δ , найденные сравнением численного решения уравнения (5.3) с асимптотикой (5.6), таковы: $A = 1.178$, $\delta = 1.062$. При $\zeta > 356$ асимптотика (5.6) дает значения изотермической функции Эмдена, которые отличаются от численно точных не более чем на 0.001.

Поскольку функция ψ конечна при всех ζ , а $\rho = \rho_c e^{-\psi}$, плотность в изотермическом шаре не может обратиться в нуль ни на каком конечном расстоянии

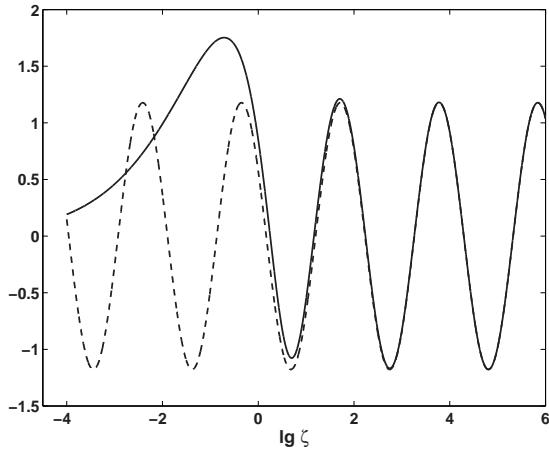


Рис. IV.5.2:

Выход $\psi(\zeta)$ на асимптотику.

Сплошная линия — функция $\left(\psi(\zeta) - \ln \frac{\zeta^2}{2}\right)\zeta^{1/2}$,
штриховая линия — $A \cos\left(\frac{\sqrt{7}}{2} \ln \zeta + \delta\right)$.

от центра. Поэтому давление $P = K\rho$, где $K = (\mathcal{R}^*/\mu)T = \text{const}$, не будет обращаться в нуль на поверхности изотермического шара. А это значит, что такой шар может находиться в равновесии только если он подвергается внешнему давлению. В звездах такое внешнее давление на их изотермические ядра обеспечивается весом вышележащих неизотермических слоев. Однако изотермический шар заданной массы, химического состава (μ) и температуры способен выдержать не любое внешнее давление, а лишь не превосходящее некоторого предельного, в противном случае механическое равновесие нарушается. Это важное для понимания рождения и хода эволюции звезд обстоятельство подробно обсуждается в двух следующих пунктах. Пока же найдем необходимые для дальнейшего выражения ряда физических характеристик изотермического шара через изотермическую функцию Эмдена $\psi(\zeta)$.

Массу M_r , заключенную в сфере радиуса r ,

$$M_r = 4\pi \int_0^r \rho r'^2 dr',$$

Таблица IV.5.1:
Физические характеристики самогравитирующих изотермических газовых шаров.

ζ_s	μ_s	ζ_s/μ_s	σ_c	p_s	ω_s
0.000	0.000	∞	3.000	0.000	0.600
0.1	0.333-03	0.300+03	3.000	0.111-06	0.600
0.5	0.041	12.300	3.075	0.002	0.601
1.0	0.303	3.301	3.301	0.078	0.606
2.0	1.895	1.055	4.221	2.051	0.621
3.0	4.654	0.645	5.801	7.479	0.643
4.0	7.905	0.506	8.096	12.973	0.668
5.0	11.199	0.446	11.162	16.242	0.694
6.451	15.704	0.4108	17.093	17.564	0.7323
8.0	20.064	0.399	25.517	16.820	0.771
10.0	25.106	0.398	39.831	15.024	0.817
20.0	45.250	0.442	176.792	9.212	0.974
50.0	95.906	0.521	0.130+04	6.199	1.106
100.0	0.184+03	0.543	0.543+04	6.277	1.084

введением переменных Эмдена ζ , ψ можно представить в форме

$$M_r = 4\pi r_0^3 \rho_c \mu(\zeta),$$

где $\zeta = r/r_0$ и

$$\mu(\zeta) = \int_0^\zeta e^{-\psi(\zeta')} \zeta'^2 d\zeta'.$$

С помощью (5.3) для $\mu(\zeta)$ можно получить и другое представление (ср. со с. 224):

$$\mu(\zeta) = \zeta^2 \psi'(\zeta).$$

Если M — полная масса изотермического шара и $\zeta_s \equiv R/r_0$ — его безразмерный радиус, то, очевидно,

$$M = 4\pi r_0^3 \rho_c \mu_s, \quad (5.13)$$

где $\mu_s \equiv \mu(\zeta_s)$. При учете (5.2) это можно переписать так:

$$M = \frac{\mu_s}{\sqrt{4\pi \rho_c}} \left(\frac{kT}{\mu m_u G} \right)^{3/2}. \quad (5.14)$$

Степень концентрации материи к центру, мерой которой может служить безразмерный параметр $\sigma_c \equiv 3\rho_c/\bar{\rho}$, где $\bar{\rho} \equiv \bar{\rho}(\zeta_s)$ — средняя плотность шара, оказывается равной

$$\sigma_c = \frac{\zeta_s^3}{\mu_s}.$$

Она монотонно возрастает с ζ_s (см. Табл. IV.5.1).

Что касается радиуса шара, то через его массу M и параметры газа T и μ он выражается так:

$$R = \left(\frac{\zeta_s}{\mu_s} \right) \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{T} \equiv \left(\frac{\zeta_s}{\mu_s} \right) R_0. \quad (5.15)$$

Для получения этого выражения достаточно в (5.14) подставить $\rho_c = \sigma_c(M/(4\pi R^3))$. Заметим, что по существу мы уже знаем (5.15) — это есть не что иное, как соотношение (3.2) (с. 199), записанное в слегка измененной форме.

Значение ζ_s определяется величиной внешнего давления. Действительно, строение изотермического шара *фиксированных температуры T , массы M и химического состава (μ)*, в частности, степень концентрации материи в нем к центру может определяться единственным оставшимся в нашем распоряжении свободным параметром — внешним давлением. К обсуждению зависимости характеристик шара от внешнего давления мы теперь и перейдем.

5.3. Гравитационная неустойчивость Боннора – Эберта

Газовое давление на поверхности изотермического шара P_s , которое должно уравновешиваться внешним давлением, равно, очевидно, $P_s = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho_s T$, где ρ_s — плотность

на поверхности шара. Но $\rho_s = \rho_c e^{-\psi_s}$, где $\psi_s \equiv \psi(\zeta_s)$, так что

$$P_s = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho_c T e^{-\psi_s}.$$

Исключив отсюда ρ_c с помощью (5.14), получим

$$P_s = p_s \left(\frac{\mathcal{R}^* T}{\mu} \right)^4 \frac{1}{4\pi G^3 M^2} \equiv p_s P_0, \quad (5.16)$$

где обозначено

$$p_s = \mu_s^2 e^{-\psi_s}. \quad (5.17)$$

При заданных M , T и P_s соотношение (5.16) может рассматриваться как уравнение для определения структурного параметра p_s . Затем по нему из (5.17) находится безразмерный радиус ζ_s , который будет иметь изотермический шар

с фиксированными M , T и μ , находящийся под заданным внешним давлением P_s . Значения p_s в функции ζ_s даны в Табл. IV.5.1, общий характер зависимости p_s от ζ_s иллюстрируется рис. IV.5.3. Важной особенностью этой зависимости является ее немонотонный характер. Максимальное значение p_s , равное $p_* = 17.56$, достигается при критическом значении $\zeta_s \equiv \zeta_* = 6.45075$. Это ζ_* является корнем уравнения

$$\sqrt{2} \exp\left(-\frac{\psi(\zeta_*)}{2}\right) = \psi'(\zeta_*). \quad (5.18)$$

Оно получается из (5.17) приравниванием производной p_s к нулю (проверьте!).

Согласно (5.16), ограниченность p_s означает, что для шара с данными M , T и μ существует некоторое критическое внешнее давление $P_s^{\max} \equiv P_*$ — то, которому соответствует $p_s = p_*$. При $P_s \leq P_*$ изотермический шар может находиться в механическом равновесии, если же $P_s > P_*$, механическое равновесие невозможно. Упругость газа оказывается недостаточной, чтобы противостоять внешнему давлению, и должно наступать быстрое сжатие. Это — так называемая *неустойчивость Боннора — Эберта* (У. Боннор, 1956 г.; Р. Эберт, 1955 г.)

Пусть теперь изотермический шар находится под внешним давлением, меньшим критического. Тогда согласно рис. IV.5.3 этому давлению (оно характеризуется значением безразмерного параметра p_s) отвечают два возможных значения безразмерного радиуса шара — один, меньший критической величины $\zeta_* = 6.45$, другой — больший ее. Легко, однако, видеть, что второе значение не годится, так как соответствует неустойчивой конфигурации. Действительно, согласно (5.15) и данным Табл. IV.5.1, если сжатие шара происходит таким образом, что *температура газа T остается неизменной*, то это всегда ведет к росту ζ_s . Давление же газа на поверхности шара при $\zeta_s > \zeta_*$ с ростом ζ_s , то есть при сжатии, уменьшается. Поэтому малейшее сжатие шара приведет в этом случае к тому, что внешнее давление окажется больше газового давления у поверхности шара. Ясно, что такое состояние равновесия неустойчиво и реализоваться не будет. Поэтому если внешнее давление не превышает критического, оно однозначно определяет значение ζ_s , а тем самым — и радиус шара R .

Заметим, что при больших ζ_s на кривой $p_s = p_s(\zeta_s)$ имеются плавные волны небольшой амплитуды, убывающей от волны к волне. Может показаться, что слева от гребня каждой такой волны, то есть там, где $p_s(\zeta_s)$ возрастает с ζ_s , на оси ζ_s имеется „островок устойчивости“. Внимательный анализ показывает, что это не так, так что при всех $\zeta_s > \zeta_*$ шар неустойчив.

Исследовать вид кривой $p_s(\zeta_s)$ при больших ζ_s можно с помощью асимптотики $\psi(\zeta)$ при больших ζ , полученной в п. 5.2.

Рис. IV.5.4 дает наглядное представление о том, как с изменением радиуса изотермического шара (измеренного в единицах R_0 , см. формулу (5.15)),

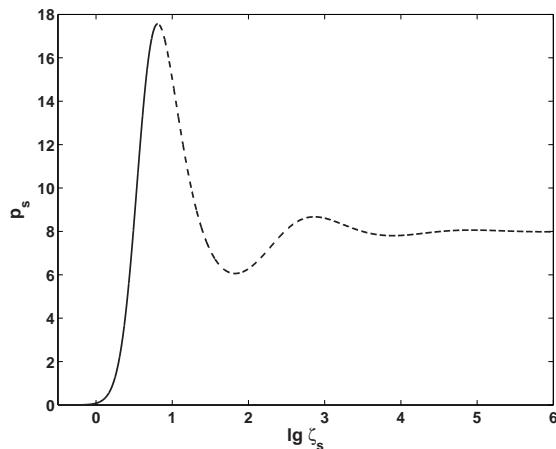


Рис. IV.5.3:

Зависимость безразмерного внешнего давления p_s от безразмерного радиуса ζ_s изотермического шара, измеренного в единицах r_0 , так что $\zeta_s \equiv R/r_0$.

Равновесные конфигурации описываются частью кривой, нанесенной сплошной линией. Пунктир — конфигурации, для которых механическое равновесие невозможно.

вызванного ростом внешнего давления, изменяется газовое давление на его поверхности. Критическое давление $P_* = 17.6P_0$ достигается при $R = 0.41R_0$.

5.4. Обсуждение неустойчивости Боннора – Эберта

Вывод о возможности гравитационной неустойчивости изотермического газового шара имеет большое значение для понимания как процесса рождения звезд, так

и путей их эволюции. Поэтому следует ясно представлять себе физическую причину наступления этой неустойчивости.

Очевидно, что при медленном росте внешнего давления, происходящем без нарушения механического равновесия и без изменения температуры газа, шар будет сжиматься. Средняя плотность и плотность в центре шара будут расти. Одновременно будет происходить перераспределение вещества вдоль радиуса, и степень концентрации вещества к центру будет постепенно увеличиваться.

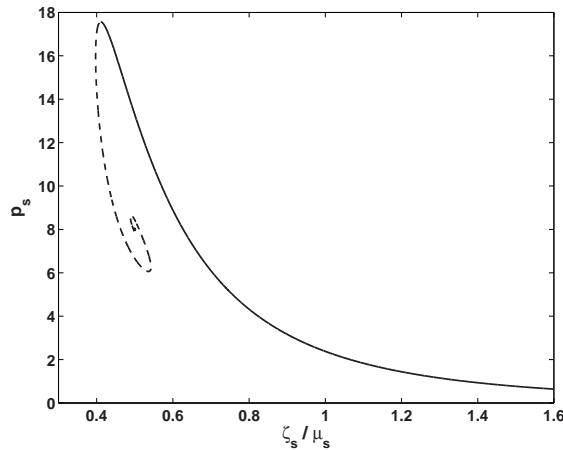


Рис. IV.5.4:

Зависимость безразмерного внешнего давления $P/P_0 \equiv p_s = \mu_s^2 \exp(-\psi_s)$ от безразмерного радиуса $R/R_0 \equiv \zeta_s/\mu_s$ изотермического шара
Равновесные конфигурации описываются частью кривой, нанесенной сплошной линией.

Это приводит к тому, что по мере роста внешнего давления и сжатия шара рост плотности, а вместе с нею и давления газа во внешних его частях, будет происходить все медленнее. В конце концов непрерывно возрастающая при все увеличивающемся сжатии неоднородность распределения вещества берет во внешних частях шара верх над общим ростом плотности из-за сжатия. При дальнейшем сжатии шара давление газа у его поверхности должно начать уменьшаться. Начиная с этого момента восстановить равенство между внешним давлением и газовым давлением на поверхности путем сжатия — этого единственного доступного газовому шару средства регулировки давления — становится уже невозможно. Механическое равновесие оказывается нарушенным, и должно наступить катастрофическое сжатие — коллапс.

Неизбежность нарушения механического равновесия при росте внешнего давления и сжатии шара можно понять и с помощью теоремы вириала. В рассматриваемом случае (статическая конфигурация, отличное от нуля внешнее давление $P_s \neq 0$, вклад в вириал — только от самогравитации) вириальное

соотношение (II.2.23), с. 74, принимает вид

$$E_G + 3 \int_V P dV - 4\pi R^3 P_s = 0. \quad (5.19)$$

Для изотермического шара это дает

$$3 \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} TM - \omega_s \frac{GM^2}{R} = 4\pi R^3 P_s, \quad (5.20)$$

где ω_s — безразмерная гравитационная энергия шара:

$$\omega_s = 3 \frac{\zeta_s}{\mu_s} - e^{-\psi(\zeta_s)} \left(\frac{\zeta_s^2}{\mu_s} \right)^2. \quad (5.21)$$

Величина ω_s — порядка единицы, см. Табл. IV.5.1, с. 240.

При малом внешнем давлении R велико, и гравитационная энергия шара ($\propto R^{-1}$) мала по сравнению с его тепловой энергией (не зависящей от R). Плотность в шаре при этом почти постоянна. В этом предельном случае $R \propto P_s^{-1/3}$. Из-за убывания R с ростом P_s гравитационная энергия в конце концов становится порядка тепловой. Это ведет к увеличению скорости убывания R с ростом P_s . Однако радиус не может стать меньше некоторого предельного, что видно хотя бы из того, что левая часть в вириальном соотношении не может стать отрицательной. Это, как легко видеть, влечет неравенство

$$R > \frac{1}{5} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{T}.$$

Поэтому механическое равновесие будет возможно только при $R > R_*$, где R_* — предельный радиус. Этому критическому радиусу будет соответствовать некоторое определенное внешнее давление P_* . При $P_s > P_*$ вириальное соотношение не будет удовлетворяться ни при каком R , а следовательно, механическое равновесие невозможно. Мы пришли к уже известному нам результату. Хотя получить R_* и P_* по заданным M , T и μ теорема вириала и не позволяет, сам факт существования этих предельных значений устанавливается ею, как видим, весьма наглядно.

Согласно (5.15), радиус шара с $\zeta_s = \zeta_* = 6.45$, находящегося под критическим давлением, то есть на границе устойчивости, равен

$$R_* = 0.4108 \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{T}, \quad (5.22)$$

что можно переписать также в виде

$$\mu m_u \frac{GM}{R_*} = 2.43 kT, \quad (5.23)$$

так что гравитационная энергия связи частицы на поверхности критического шара в 1.62 раза больше ее тепловой энергии $(3/2)kT$. Приведем также выражения для ряда других физических характеристик самогравитирующего изотермического газового шара, находящегося на границе устойчивости. Его гравитационная энергия

$$E_G^* = -\omega_* \frac{GM^2}{R_*} = -0.7323 \frac{GM^2}{R_*} = -1.783 \mathcal{N} kT, \quad (5.24)$$

где \mathcal{N} — полное число частиц в шаре. Таким образом,

$$|E_G^*| = 1.189 E_T^*, \quad (5.25)$$

где E_T^* — тепловая энергия шара. Далее, критический перепад давления (и плотности) от центра к поверхности, при котором нарушается равновесие, составляет

$$\left(\frac{P_c}{P_s}\right)_{cr} = \left(\frac{\rho_c}{\rho_s}\right)_{cr} = 14.04, \quad (5.26)$$

а средняя плотность примерно в два с половиной раза больше плотности на поверхности шара:

$$\left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_s}\right)_{cr} = 2.465. \quad (5.27)$$

Наконец, критическое внешнее давление связано с предельным радиусом R_* простым соотношением, не содержащим каких-либо величин, находимых численно:

$$P_* = \frac{GM^2}{8\pi R_*^4}. \quad (5.28)$$

Самый же важный результат — это верхний предел массы газа заданной температуры и средней плотности, которая еще может находиться в равновесии:

$$M \leq M_* = \sqrt{3} \left(\frac{\mu_*}{\zeta_*}\right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{4\pi\bar{\rho}}} \left(\frac{kT}{\mu m_u G}\right)^{3/2}. \quad (5.29)$$

В числах

$$M_* = \frac{6.58}{\sqrt{4\pi\bar{\rho}}} \left(\frac{kT}{\mu m_u G}\right)^{3/2} = 8.17 \cdot 10^{22} \left(\frac{T^3}{\mu^3 \bar{\rho}}\right)^{1/2} = 1.30 \left(\frac{(T/10^7)^3}{\mu^3 \bar{\rho}}\right)^{1/2} M_\odot. \quad (5.30)$$

С точностью до множителя порядка единицы M_* совпадает с джинсовской критической массой.

Описанная картина наступления гравитационной неустойчивости с ростом внешнего давления имеет непосредственное отношение к проблеме формирования звезд из межзвездного газа. Впрочем, эта проблема скорее относится к физике межзвездной среды, чем к физике звезд, и поэтому ее обсуждение не является для нас первоочередным делом. Однако гравитационная неустойчивость, о которой шла речь, играет важную роль и в эволюции уже сформировавшихся звезд.

6. УПРАЖНЕНИЯ

1° Считая звезды политропами с заданным n , найти отношение давлений при $r = R/2$ в двух таких звездах, 1 и 2, у которых гравитационные энергии связи одинаковы, а $M_2/M_1 = 2$.

2° Найти температуру в центре нормальной политропы с массой $M = M_\odot$, $\mu = 1$ и потенциальной энергией $E_G = -10^{48}$ эрг, если $n = 5$.

3° Во сколько раз температура в нормальной политропе с $n = 1$ на расстоянии $r = R/6$ от центра меньше центральной? Чему равно ее абсолютное значение, если $M = M_\odot$, $R = R_\odot$ и звезда состоит из чистого водорода?

4° Как было показано в п. III.1.5, с. 119, гравитационное давление в центре звезды с произвольным распределением плотности вдоль радиуса имеет вид

$$P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3},$$

где c_1 — структурный множитель, определяемый ходом плотности. Показать, что для *политроп* множитель c_1 в формуле (IV.1.4), с. 173, тот же самый, что и в приведенной выше формуле.

5° Оценить скорость убегания звезды из центра шарового звездного скопления с массой $\sim 10^6 M_\odot$ и центральной плотностью $\sim 10^4 M_\odot/\text{пк}^3$. Скопление считать политропой индекса $n = 5$.

6° Показать, что при отрицательном индексе $n \in [-1, 0)$ химически однородные политропы из идеального газа имели бы плотность, возрастающую с удалением от центра, температура же в них быстро убывала бы наружу (тем быстрее, чем меньше n).

7° Доказать, что соотношение

$$(n+1) \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} T + \varphi = \text{const} \left(= -\frac{GM}{R} \right), \quad r \in [0, R],$$

где φ — потенциал, есть необходимое и достаточное условие того, что нормальная звезда представляет собой политропу индекса n .

8° Показать, что решения уравнения Лейна – Эмдена допускают следующее преобразование подобия: если $\theta(\xi)$ — какое-нибудь решение уравнения Лейна – Эмдена индекса n (не обязательно удовлетворяющее начальным условиям $\theta(0) = 1, \theta'(0) = 0$, то есть не обязательно функция Эмдена), то функция $A^{2/(n-1)}\theta(A\xi)$, где A — произвольная постоянная, также является решением этого уравнения.

9° Применить к политропам универсальное неравенство $p_c \geq 8\omega^4$ (см. Упр. 7° к Гл. III, с. 164) и неулучшаемую оценку $p_c \geq [1875/2](5-n)^{-4}$ со с. 280. Сопоставив получающиеся оценки p_c с данными, приводимыми в Табл. IV.2.2 (с. 189), сделать заключение о качестве этих оценок в применении к звездам разной структуры (не обязательно политропам).

10° Воспользовавшись теоремой вириала в форме (II.2.4), с. 66, показать, что для политропы индекса n выполняется соотношение

$$\int_0^{\xi_1} \theta^{n+1}(\xi) \xi^2 d\xi = \frac{(n+1)\mu_1^2}{(5-n)\xi_1}.$$

11° Устремим $n \rightarrow 5$ в соотношении, полученном в предыдущей задаче и учтем, что при этом $\theta(\xi) \rightarrow (1+\xi^2/3)^{-1/2}$ и $\mu_1 \rightarrow \sqrt{3}$. Получающийся интеграл вычисляется подстановкой $\xi = \sqrt{3} \operatorname{tg}(\alpha/2)$. Показать, что результат дает

$$\xi_1 \sim \frac{32\sqrt{3}}{\pi} \frac{1}{5-n}, \quad n \rightarrow 5.$$

Этот результат приводился в тексте (формула (IV.2.3), с. 183) без доказательства.

12° Можно показать, что коэффициент a_k в степенному разложении функции Эмдена

$$\theta(\xi) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \xi^{2k}$$

при $k > 1$ есть многочлен по n степени $k - 1$. Приведенные на с. 178 явные выражения для $\theta(\xi)$ при $n = 0, 1$ и 5 позволяют вычислить a_k для этих n . Опираясь на это, получить a_1, a_2 и a_3 для любого n .

13*° Подстановкой в уравнение Лейна – Эмдена разложения $\theta(\xi)$ в степенной ряд (см. предыдущую задачу) убедиться в том, что a_k удовлетворяют

рекуррентному соотношению (З.Ф. Сеидов, Р.Х. Кузахмедов, 1976 г.)

$$a_{k+1} = \frac{1}{k(k+1)(2k+3)} \sum_{i=1}^k (ni + i - k)(k - i + 1) (3 + 2(k - i)) a_i a_{k+1-i}.$$

Чему равен радиус сходимости рассматриваемого степенного ряда для $\theta(\xi)$ при $n = 1$ и при $n = 5$?

14° Пусть θ и θ_0 — функции Эмдена для индексов политропы, равных соответственно n и n_0 . Положим

$$\theta(\xi) = \theta_0(\xi) + \varepsilon_0(\xi) (n - n_0) + o(n - n_0), \quad n \rightarrow n_0.$$

Получить уравнение и граничные условия, которым удовлетворяет

$$\varepsilon_0(\xi) \equiv \left. \frac{\partial \theta(\xi)}{\partial n} \right|_{n=n_0}.$$

15*° Подстановкой в уравнение для $\varepsilon_0(\xi)$ (см. предыдущую задачу) проверить, что при $n_0 = 5$ (З.Ф. Сеидов и Р.Х. Кузахмедов, 1978 г.)

$$\varepsilon_0(\xi) = \frac{1}{48 \sin \nu} \left(\sin 2\nu - \frac{5}{4} \sin 4\nu + 3\nu \cos 4\nu - 3(2 \sin 2\nu + \sin 4\nu) \ln \cos \nu \right),$$

где

$$\nu = \arctg \frac{\xi}{\sqrt{3}}.$$

16° Исходя из результатов двух предыдущих задач, показать, что при $n \rightarrow 5$ корень функции Эмдена

$$\xi_1 \sim \xi_1^{as} = \frac{32\sqrt{3}}{\pi} \frac{1}{5-n}.$$

Другим, более простым путем этот результат получен выше в Упр. 11°.

17° Пользуясь выражением для $\varepsilon_0(\xi)$ из Упр. 15°, установить, что если $n \rightarrow 5$ и одновременно $\xi \rightarrow \infty$ так, что $(5 - n)\xi = \text{const}$, то

$$\theta(\xi) \rightarrow \theta^{as}(\xi) = \sqrt{3} \left(\frac{1}{\xi} - \frac{1}{\xi_1^{as}} \right),$$

где

$$\xi_1^{as} = \frac{32\sqrt{3}}{\pi} \frac{1}{5-n}.$$

18° Исходя из результатов Упр. 14° и 15°, показать, что безразмерная масса политропы индекса n при $n \rightarrow 5$ равна

$$\mu_1 = \sqrt{3} \left(1 - \frac{5-n}{12} + \dots \right),$$

так что она *меньше* $\sqrt{3}$.

19° Исходя из вироального соотношения (см. п. IV.5.4, с. 245)

$$3 \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} TM - \omega_s \frac{GM^2}{R} = 4\pi R^3 P_s$$

и пользуясь тем, что безразмерная гравитационная энергия изотермического шара ω_s возрастает при его сжатии, причем $\omega_s \geq 3/5$, показать, что радиус такого шара

$$R > \frac{4}{15} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{T}.$$

20° Показать, что гравитационная энергия изотермического шара безразмерного радиуса ζ_s (определенного внешним давлением), массы M и температуры T равна

$$E_G = - \tilde{\omega}_s \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} TM,$$

где

$$\tilde{\omega}_s = \tilde{\omega}_s(\zeta_s) = 3 - \frac{\zeta_s^3}{\mu_s} e^{-\psi_s} = 3 \left(1 - \frac{\rho_s}{\bar{\rho}_s} \right).$$

Здесь $\bar{\rho}_s$ и ρ_s — средняя плотность шара и плотность у его поверхности, соответственно; $\mu_s = \zeta_s^2 \psi'(\zeta_s)$ и $\psi_s = \psi(\zeta_s)$, где $\psi(\zeta)$ — изотермическая функция Эмдена.

Чему равно отношение тепловой и гравитационной энергий шара, находящегося на границе устойчивости?

21° Показать, что в переменных Милна (U, V) уравнение Лейна — Эмдена (1.14) принимает вид

$$\frac{U}{V} \frac{dV}{dU} = \frac{(n+1)U + V - (n+1)}{(n+1)U + nV - 3(n+1)}.$$

22° Пусть \bar{V} — среднее по массе значение гомологического инварианта V :

$$\bar{V} \equiv \frac{1}{M} \int_0^M V dM_r = \frac{1}{M} \int_0^M \frac{d \ln P}{d \ln r} dM_r.$$

Проверить, что для политропы индекса n

$$\bar{V} = 3 \left(1 + \frac{1}{n} \right).$$

23° Показать, что для политроп при $x \equiv r/R \rightarrow 0$ (около центра)

$$U = 3 - \frac{n}{5} \xi_1^2 x^2 + \dots,$$

$$V = \frac{n+1}{3} \xi_1^2 x^2 \left[1 + \left(\frac{1}{6} - \frac{n}{10} \right) \xi_1^2 x^2 + \dots \right],$$

а при $x \rightarrow 1$ (вблизи поверхности)

$$U =$$

$$V = \frac{n+1}{1-x} + \dots$$

Каков физический смысл того, что $V \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow 1$ и $U \rightarrow 3$ при $x \rightarrow 0$?

Глава V

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ

Ядерная астрофизика — наиболее безопасное из всех применений ядерной физики.

У. Фаулер

Термоядерные реакции, как показывает само их название, требуют для своего протекания высоких — на самом деле очень — очень высоких температур. Недра звезд идеально подходят для того, чтобы там такие реакции могли происходить. Чтобы объяснить, как вырабатывается энергия Солнца (и звезд вообще) и была первоначально развита теория термоядерных реакций. Лет пятнадцать спустя она понадобилась при разработке самого ужасного, самого бесчеловечного оружия — водородной бомбы. Ее, впрочем, правильнее было бы назвать не водородной, а термоядерной бомбой.

В этой главе излагаются элементарные основы теории термоядерных реакций. После краткого введения, дающего простейшие сведения об атомных ядрах как источниках энергии, приводится вывод формул, позволяющих расчитывать скорости протекания нерезонансных реакций. Таковы, в частности, все реакции горения водорода в звездах — основной источник их энергии на большей части жизни звезды. Чтобы реакция стала возможной, сталкивающимся заряженным ядрам приходится за счет туннельного эффекта преодолевать высокий кулоновский барьер. Даётся (не вполне строгий) вывод формулы для вероятности подбарьерного проникновения. Затем на этой основе выводится и подробно обсуждается выражение для скорости протекания реакций и темпа выделения энергии в горячем газе. Подробно рассматривается зависимость скоростей реакций от температуры.

Термоядерные реакции в звездах не только выделяют энергию, но и изменяют химический (точнее, ядерный) состав вещества, синтезируя из легких элементов более тяжелые. Обсуждается темп этого, как говорят, выгорания элементов. Затем изучается влияние свободных электронов, окружающих ядра в ионизованном газе, на скорость протекания нерезонансных реакций. Наконец, в конце главы обсуждаются скорости протекания в звездах резонансных термоядерных реакций. Таковы, в частности, реакции горения гелия, детально рассматриваемые в Гл. VIII.

1. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ СВЕДЕНИЯ

1.1. Ядерное время звезды

Мы уже упоминали о том, что темп энерговыделения в звездах в расчете на единицу массы $\bar{\varepsilon} \equiv L/M$ небольшой. Так, для Солнца он составляет всего ~ 2 эрг/(г · с), что на четыре порядка ниже темпа энерговыделения в человеческом организме: $\sim 2 \cdot 10^4$ эрг/(г · с). Для звезд ГП значения $\bar{\varepsilon}$ заключены между $\sim 10^{-1}$ у звезд малых масс на нижнем конце ГП до

$\sim 10^4$ эрг/(г·с) для самых массивных звезд верхней части ГП. Проблема энерговыделения в звездах вовсе не в том, что его темп высок, а в том, что такое энерговыделение звезды поддерживает в течение очень больших промежутков времени.

За время своей жизни ($\sim 5 \cdot 10^9$ лет) Солнце выделило в расчете на 1 г вещества $\sim 2(3 \cdot 10^7)(5 \cdot 10^9) = 3 \cdot 10^{17}$ эрг/г, что составляет $\sim 2 \cdot 10^{29}$ эВ/г. Гораздо нагляднее этот результат выглядит, если его пересчитать в энерговыделение в расчете на нуклон. Так как масса нуклона $\sim 1.7 \cdot 10^{-24}$ г, то мы получаем $\sim 3 \cdot 10^5$ эВ/нуклон, что, очевидно, не может быть обеспечено никакими химическими реакциями. Интереснее другое. Как известно, энергия на Солнце производится за счет синтеза альфа-частиц из четырех протонов. При этом выделяется 26.73 МэВ, или 6.68 МэВ/нуклон, что примерно в 20 раз больше, чем Солнце успело выработать за время своей жизни (в расчете на нуклон). Энерговыделение происходит лишь в центральных, наиболее горячих частях Солнца. Если принять, что их масса составляет примерно 1/10 всей массы Солнца, то мы приедем к выводу, что в этих центральных частях Солнца энерговыделение составило около 3 МэВ/нуклон. Это значит, что в тех центральных частях Солнца, где активно идут термоядерные реакции, в гелий успела превратиться примерно половина водорода. Детальные расчеты эволюции Солнца показывают, что это действительно так.

Мы только что упомянули, что при синтезе одной альфа-частицы из четырех протонов выделяется энергия 26.73 МэВ. Это составляет $26.73/(4 \cdot 938.28) = 0.712\% \approx 0.7\%$ суммарной массы покоя четырех протонов. На этом первом этапе термоядерного синтеза элементов в звездах выделяется большая часть всей ядерной энергии, запасенной в веществе, примерно 7/9. Поэтому время выгорания водорода в центральных частях звезды с превращением его в гелий задает характерный масштаб времени всей ядерной эволюции звезды.

Заметим, что выделение энергии при синтезе альфа-частицы из четырех протонов $(4m_p - m_\alpha)c^2$ сопровождается также выделением дополнительной энергии $2m_e c^2$ от аннигиляции двух электронов из окружающего газа с теми двумя позитронами, которые рождаются при синтезе альфа-частицы. В итоге полное энерговыделение при синтезе одной альфа-частицы оказывается равно

$$Q = (4m_p + 2m_e - m_\alpha)c^2 = 26.73 \text{ МэВ.} \quad (1.1)$$

Энергетически это эквивалентно тому, как если бы альфа-частица синтезировалась из четырех протонов и тех двух электронов, которые аннигилируют с позитронами. Некоторые авторы предпочитают говорить, что энергия в 26.73 МэВ выделяется при превращении четырех *атомов* водорода в один *атом* гелия. Это действительно так, однако такое утверждение представляется неудачным — там, где идет синтез гелия из водорода, *атомов* Н и Не нет, так как вещество полностью ионизовано.

По определению, *ядерным временем* звезды t_N называется время, в течение которого звезда, сохраняя свою светимость постоянной, превращает в ${}^4\text{He}$ около $10 \div 15\%$ имеющегося в ней водорода ${}^1\text{H}$:

$$t_N = 0.007 f X \frac{M c^2}{L}. \quad (1.2)$$

Здесь f — доля водорода, после выгорания которой звезда существенно меняет свое строение. В ее центральных частях формируется гелиевое ядро, окруженное слоями, богатыми водородом. Далее, X — весовая доля водорода в веществе, из которого сформировалась звезда. Обычно $X \sim 0.70$. Фактически ядерное, или, как его еще иногда называют, эволюционное время звезды — это время жизни звезды на ГП. Последнее, между прочим, оправдывает предположение о постоянстве светимости — на главной последовательности светимости звезд меняются мало. Несколько неопределенный множитель $f = 0.10 \div 0.15$ взят по результатам численных расчетов эволюции звезд разных масс. Если принять для определенности $f = 0.10$ и $X = 0.70$, то формула (1.2) дает

$$t_N = 10^{10} \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \text{ лет.} \quad (1.3)$$

Отсюда с учетом зависимости масса — светимость следует, что время жизни звезд верхней части ГП невелико. Так, для звезды с $\mathfrak{M} = 30$ оно составляет всего $\sim 10^7$ лет. Динозавры не могли видеть ни одной из ныне живущих массивных звезд. Они вымерли задолго до того, когда эти звезды родились. Наоборот, для звезд малых масс с $\mathfrak{M} \lesssim 0.8$ их ядерное время превышает возраст Вселенной. Поэтому те звезды рассеянных скоплений, которые расположены справа от нижнего конца ГП, являются молодыми, находящимися еще на стадии гравитационного сжатия и не достигшими ГП, так что ядерные реакции в них либо еще вовсе не начались, либо еще только разгораются и не вышли на стационарный режим.

1.2. Роль туннельного эффекта

Как мы только что установили, синтез альфа-частиц из четырех протонов способен обеспечить звезды достаточным запасом энергии для поддержания их светимости. Это было осознано А. Эддингтоном в 1920 г., сразу же после открытия Ф. Астоном того факта,

что масса атома гелия немногим меньше массы четырех атомов водорода.

Настойчивая пропаганда Эддингтона поначалу встречала полное неприятие у физиков. Их аргументация основывалась на представлениях классической физики — ведь квантовой механики еще не существовало. Она сводилась к следующему. Чтобы ядерная реакция пошла, протоны должны буквально

„столкнуться”, то есть сблизиться на расстояние в $2r_p$, где r_p — радиус протона: $r_p \sim 10^{-13}$ см. При этом энергия кулоновского отталкивания будет равна $e^2/(2r_p)$ эрг, что, как легко сосчитать, составляет порядка 1 МэВ. Оценки температур недр звезд ГП, сделанные, кстати, самим Эддингтоном, показывали, что энергии частиц там порядка кэВ. Расхождение в три порядка, казалось, полностью исключало возможность термоядерных реакций. В самом деле, доля частиц в хвосте максвелловского распределения, которые обладали бы при тепловой энергии в 1 кэВ необходимой энергией в 1 МэВ, составляла бы $e^{-1000} \approx 10^{-430}$. При числе частиц в Солнце $\sim 10^{57}$ это означает, что в нем не было бы *ни одной пары* протонов (не говоря уже о ядрах с большими зарядами), которые способны сблизиться на такое расстояние, чтобы ядерные реакции стали возможны. На это Эддингтону нечего было возразить, и он мог лишь в сердцах воскликнуть: „*We do not argue with the critic who urges that stars are not hot enough for this process; we tell him to go and find a hotter place*“.

Однако искать „местечко погорячее“ не пришлось. В конце 1920-х годов была осознана роль квантовомеханического туннельного эффекта, согласно которому налетающая частица, израсходовавшая всю свою кинетическую энергию на преодоление кулоновского отталкивания еще на расстоянии r_C , во много раз превосходящем размер ядра-мишени r_N , тем не менее имеет хоть и небольшую, но для нас принципиально важную вероятность быть обнаруженной непосредственно в ядре. Высокий кулоновский барьер, „перескочить“ через который у классической частицы не было достаточно энергии, был для нее непреодолимым препятствием. С квантовой частицей, в нашем случае — с налетающим ядром, положение иное. Она может с некоторой вероятностью „просочиться“ сквозь такой барьер, и реакция оказывается возможной. На ключевую роль этого эффекта применительно к проблеме выработки энергии в звездах первыми, по-видимому, указали Р. Аткинсон и Ф. Хаутерманс в 1929 г. Однако понадобилось еще целое десятилетие, чтобы эти физически правильные идеи о термоядерных реакциях в звездах превратились в последовательную количественную теорию.

1.3. Атомные ядра: элементарные сведения

В настоящем пункте приводятся простейшие сведения об атомных ядрах, большинству читателей, вероятно, хорошо известные. Можете пропустить этот пункт, если вы эти азы знаете.

Общеизвестно, что атомные ядра состоят из протонов и нейтронов. Для сильного ядерного взаимодействия, удерживающего частицы в ядре, они неразличимы и могут рассматриваться как два состояния одной и той же частицы — нуклона. Число протонов в ядре определяет его атомный номер, совпадающий с зарядом ядра Z , выраженным в единицах элементарного заряда e . Число

нуклонов, то есть суммарное число протонов и нейтронов в ядре — это его массовое число A .

Для ядра X с зарядом Z и массовым числом A используется обозначение $_{Z}^A X$ или чаще просто ${}^A X$. Примеры: ${}_1^1 H$ (обычный водород), ${}_1^2 D$ или просто ${}^2 D$ (тяжелый водород — дейтерий), ${}_2^4 He$ (обычный, а не редко встречающийся и на Земле, и в звездах легкий изотоп гелия ${}_2^3 He$), ${}_12^{12} C$ (обычный углерод), ${}^{238} U$ — самый распространенный в земной коре изотоп урана (не тот ${}^{235} U$, который наряду с плутонием используется в ядерных реакторах и — увы! — в атомных бомбах).

Ядра с одинаковыми Z и различающимися A называются *изотопами*, ядра же с одинаковыми A и различающимися Z — это *изобары*. Последний термин нам едва ли понадобится. Изотопы почти неотличимы друг от друга по своим химическим свойствам. Исключениями являются обычный водород ${}_1^1 H$, дейтерий — тяжелый водород ${}^2 D$ и тритий ${}^3 T$. Причина — большое различие масс их ядер. Ядра этих трех изотопов имеют отдельные названия — протон, *дейтрон* (протон+нейtron) и тритон (протон+2 нейтрона). Последнее название используется редко и нам не понадобится.

Диапазон изменения чисел A и Z в естественной природной среде на Земле таков: 1 (водород) $\leq Z \leq 92$ (уран), 1 (протон) $\leq A \leq 238$ (уран). Усилиями физиков-экспериментаторов нескольких лабораторий, в частности у нас в Дубне, числа эти постепенно растут. Надежно обнаружено ядро с $(Z, A)=(114, 289)$. Период его полураспада составляет около 30 с. На сегодняшний день (январь 2016 г.) рекорд принадлежит ядру с $(Z, A)=(118, 293)$ и периодом полураспада 120 микросекунд. Будут ли эти замечательные экспериментальные достижения иметь в обозримом будущем какие-либо астрофизические последствия, сегодня сказать невозможно.

Но что несомненно имеет важные астрофизические следствия — это тот факт, что ядер с $A=5$ и 8 не существует. нестабильны (радиоактивны) также все ядра с $Z>89$ (висмут).

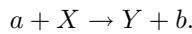
Свойства ядер сильно зависят от четности чисел A и Z . Среди стабильных изотопов больше всего четно — четных ядер (четно и число протонов, и число нейтронов), меньше всего — нечетно — нечетных. Их всего четыре: ${}^2 D$, ${}^6 _3 Li$, ${}^{10} _5 B$, ${}^{14} _7 N$.

При малых A , в начале периодической таблицы элементов, стабильные ядра содержат примерно равное число протонов и нейтронов. При больших A с его ростом доля нейтронов медленно растет. Так, в ядре наиболее распространенного изотопа железа ${}^{56} Fe$ на 26 протонов приходится 30 нейтронов, у золота ${}^{197} Au$ имеется 79 протонов и 118 нейтронов, наконец, ${}^{238} U$ при 92 протонах содержит 146 нейтронов.

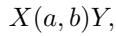
Большинство элементов имеет по несколько стабильных изотопов. Лишь у трех элементов — бериллия, натрия и алюминия — устойчивых изотопов нет.

Наибольшее число стабильных изотопов у олова ($Z = 50$) — десять. Последнее обстоятельство, точнее, не то, что их именно десять, а то, что их так много, в свое время сыграло едва ли не ключевую роль в создании теории синтеза в звездах элементов тяжелее железа за счет последовательного захвата нейтронов — так называемого s -процесса. Отметим еще, что все изотопы элемента технеция ($Z = 43$) нестабильны. Наиболее долгоживущий из них, ^{98}Tc , имеет период полураспада $2.6 \cdot 10^6$ лет. В начале 1950-х годов технеций был — совершенно неожиданно! — открыт в атмосферах звезд типа S, дав прямое доказательство того, что синтез тяжелых элементов происходит буквально у нас на глазах.

В заключение этого пункта опишем способы записи ядерных реакций. Пусть частица a налетает на ядро X и в результате столкновения получается ядро Y и частица b . Это можно записать так:



Пример: $\text{p} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$. Эта система записи очень наглядна, но отнимает довольно много места. Другой способ записи, широко используемый в ядерной физике, гораздо „лаконичнее“. Та же реакция $a + X \rightarrow Y + b$ записывается так:



а наш конкретный пример принимает вид $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. Слева принято записывать ядро — мишень, затем в скобках слева налетающую, а за ней, после запятой, вылетающие частицы (не обязательно одну). Наконец, справа от скобки — ядро, в которое превратилась первоначальная мишень. Вот еще один пример — так называемая протон–протонная реакция $^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$, в результате которой образуются дейtron, позитрон e^+ и нейтрино ν . В короткой записи она имеет вид $\text{H}(p, e^+\nu)\text{D}$. Обратите внимание на расположение запятой! Реакции распада типа $X \rightarrow Y + b$, где в качестве b может выступать и совокупность нескольких частиц, кратко записываются так: $X(b)Y$. Пример: реакция $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + e^+ + \nu$ в краткой записи имеет вид $^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}$.

Если нас не интересует, какое именно ядро захватило протон с последующим испусканием γ -кванта, то говорят, что произошла реакция типа (p, γ) , или реакция радиационного захвата протона. Аналогичным образом говорят о реакциях класса (p, α) и т. п.

Последнее мелкое замечание. В экспериментах на ускорителях вопрос о том, какая частица налетает — протон, дейtron, альфа-частица и т. п., а какая является мишенью, не встает. В случае термоядерных реакций в звездах разделение на мишень и налетающую частицу в значительной мере условно. Обе частицы налетают друг на друга. Принято считать, что мишенью является то из сталкивающихся ядер, масса которого больше.

1.4. Энергии связи ядер

Энергия связи ядра E_{nucl} — это энергия, которую необходимо затратить, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его протоны и нейтроны. Если m_p — масса протона, m_n — масса нейтрона и m_{nuc} — масса ядра, то

$$E_{nucl} = \left(m_p Z + m_n (A - Z) - m_{nuc} \right) c^2. \quad (1.4)$$

Для устойчивых ядер энергии их связи положительны. Величина E_{nuc}/c^2 показывает, насколько масса ядра меньше суммы масс всех составляющих его протонов и нейронов.

Энергии связи ядер выражают в МэВ или в атомных единицах массы (а.е.м.). Напомним, что за атомную единицу массы m_u принимается $1/12$ массы атома ^{12}C . Она составляет $m_u = 1.6605 \cdot 10^{-24}$ г. Соответствующая ей энергия равна $m_u c^2 = 1.4924 \cdot 10^{-3}$ эрг, или 931.494 МэВ.

Более наглядно „прочность“ ядра характеризует не сама полная энергия его связи E_{nucl} , а энергия связи в расчете на нуклон $\mathcal{E} \equiv E_{nucl}/A$. Общее представление о зависимости \mathcal{E} от атомного массового числа А дает рис. V.1.1. Он заслуживает детального обсуждения.

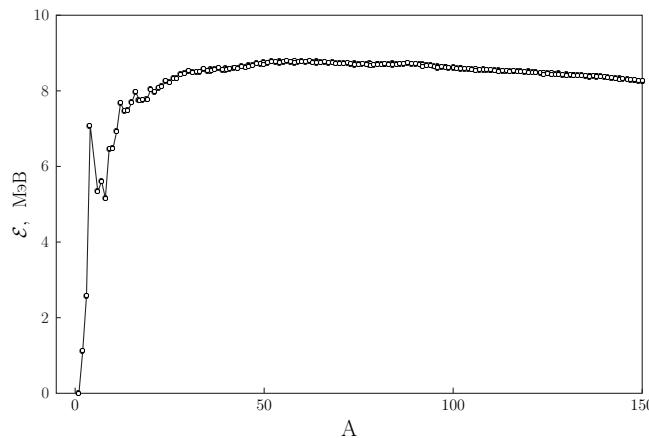
График состоит из двух ветвей — левой, где энергия связи на нуклон \mathcal{E} возрастает с ростом массы ядра, и правой, где она медленно убывает с ростом А. Ядра с А от 50 до 65 имеют наибольшие энергии связи на нуклон. Это так называемый железный пик, ядра которого имеют высокую распространенность в природе. Самыми плотно упакованными ядрами являются ^{62}Ni ($\mathcal{E}=8.7945$ МэВ/нуклон), ^{58}Fe ($\mathcal{E}=8.7922$ МэВ/нуклон) и ^{56}Fe ($\mathcal{E}=8.7903$ МэВ/нуклон). В качестве иллюстрации приводим на рис. V.1.2 в более крупном масштабе кривую \mathcal{E} в функции А в районе железного пика. По-видимому, ввиду высокой распространенности ядра ^{56}Fe в природе обычно пишут, что именно оно имеет наибольшую энергию связи, что, строго говоря, не так.

Как рост удельной энергии связи на нуклон при $A < 56$, так и его спад при $A > 56$ происходит не строго монотонно.

Из рис. V.1.1 ясно, что при синтезе более тяжелых ядер, вплоть до ^{56}Fe , из более легких должно происходить выделение энергии (звезды, водородная бомба). Для тяжелых же ядер ($A \gg 56$) энергия будет выделяться при их делении (атомная бомба, ядерные реакторы).

В приводимой ниже таблице даются значения \mathcal{E} в МэВ/нуклон для ряда ядер, главным образом легких и средних:

Ядро	^1H	^2D	^3He	^4He	^6Li	^7Li
\mathcal{E}	0.0	1.111	2.573	7.074	5.332	5.606
Ядро	^{12}C	^{16}O	^{20}Ne	^{28}Si	^{56}Fe	^{238}U
\mathcal{E}	7.680	7.976	8.032	8.448	8.790	7.570

**Рис. V.1.1:**

Зависимость энергии связи ядер в расчете на нуклон \mathcal{E} от массового числа A .

Основные экспериментальные факты, касающиеся удельной энергии связи ядер, состоят в следующем.

1. Для всех ядер, кроме легких, как видно из рис. V.1.1, в первом приближении $\mathcal{E} \approx \text{const}$ (8–9 МэВ/нуклон). Причина этого в короткодействии ядерных сил, приводящем к тому, что каждый нуклон взаимодействует не со всеми нуклонами, а только со своими непосредственными соседями. В этом отношении существо в ядрах подобно жидкости.

2. При небольшом числе нуклонов в ядре заметная их доля находится у поверхности ядра и потому взаимодействует лишь с теми нуклонами, которые лежат по одну сторону от них, со стороны ядра. Часть связей оказывается ненасыщенной, и поэтому средняя энергия связи убывает с уменьшением A (грубо говоря, как $A^{2/3}$, то есть как отношение поверхности ядра ($\propto A^2$) к его объему ($\propto A^3$)). Физически это тот же эффект, который создает поверхностное натяжение у жидкостей.

3. Спад \mathcal{E} в области больших A объясняется тем, что такие ядра содержат много протонов. Их взаимное кулоновское отталкивание имеет дальнодействующий характер. Энергия этого кулоновского взаимодействия, очевидно, пропорциональна полному количеству пар взаимодействующих протонов, а оно при $Z \gg 1$ растет как Z^2 . Средняя же энергия кулоновского отталкивания каждой такой пары обратно пропорциональна среднему расстоянию между заряда-

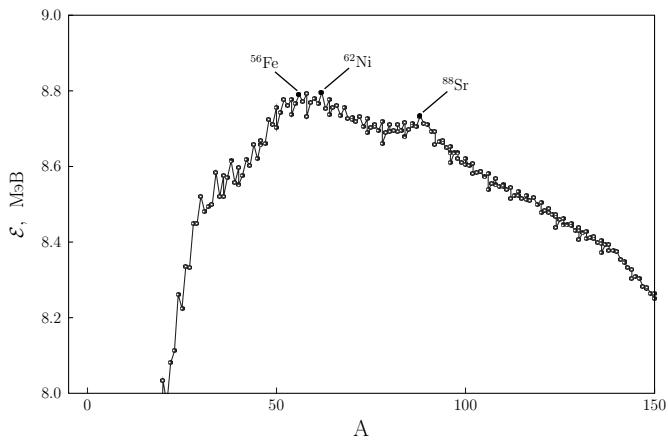


Рис. V.1.2:

Зависимость энергии связи ядер в расчете на нуклон E от массового числа A в районе железного пика.

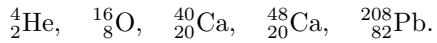
ми, которое растет с A как $A^{1/3}$. В итоге полная кулоновская энергия тяжелого ядра оказывается пропорциональной $Z^2 A^{-1/3}$.

4. У ядер с четными A энергия связи несколько выше, чем у их соседей с нечетным A . Причиной этого служит то, что нуклоны образуют пары. Энергия такого спаривания нуклонов составляет ~ 1 Мэв. В масштабе нашего рисунка этот эффект почти незаметен.

5. При некоторых специальных значениях чисел протонов и/или нейtronов в ядре энергия его связи оказывается аномально большой. Числа эти таковы:

$$2, \quad 8, \quad 20, \quad 28, \quad 50, \quad 82, \quad 126.$$

Ядра с таким числом протонов или нейtronов называются магическими. Если и число протонов, и число нейtronов является магическим, ядро называется дважды магическим. Дважды магические ядра обладают особенно высокой удельной энергией связи на нуклон. Таких ядер совсем немного:



Для нас особенно важно, что ${}^4_2\text{He}$ — дважды магическое ядро. Это служит причиной того, что удельная энергия связи гелия так велика (7.07 МэВ/нуклон). Поэтому на рис. V.1.1 точка, соответствующая ${}^4_2\text{He}$, резко

отскочила вверх от плавного хода средней кривой. Это же служит причиной того, что уже на первой фазе звездного нуклеосинтеза — превращении водорода в гелий — выделяется подавляющая часть всей ядерной энергии, запасенной в веществе, и звезды проводят на этой фазе большую часть своей жизни. В астрономических терминах: существование главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Рессела есть следствие того, что ${}^4\text{He}$ — очень плотно упакованное дважды магическое ядро.

Согласно оболочечной модели ядра, протоны и нейтроны движутся в самосогласованном поле и, подобно электронам в атомах, образуют оболочки. Ядра с заполненными нуклонными оболочками — это и есть магические ядра. Они являются ядерным аналогом атомов инертных газов, у которых заполнены их внешние электронные оболочки. Это проявляется, в частности, в том, что энергии ионизации атомов инертных газов — аналог энергии связи нуклона в ядре — аномально велики.

Перечисленные выше общие черты зависимости энергии связи ядра E_{nucl} от массы ядра и числа протонов в нем приближенно описываются полуэмпирической формулой Вейцзекера (1935 г.):

$$E_{nucl} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A/2 - Z)^2}{A} - a_5 \frac{\delta}{A^{3/4}}, \quad (1.5)$$

где коэффициенты a_i согласно последним экспериментальным данным равны (в МэВ)

$$a_1 = 14.03; \quad a_2 = 13.03; \quad a_3 = 0.5835; \quad a_4 = 77.25; \quad a_5 = 33.57.$$

Физический смысл первых трех слагаемых в правой части этой формулы мы уже пояснили. Что касается четвертого члена, то он описывает так называемую энергию симметрии — при равенстве числа протонов и нейtronов в ядре оно более устойчиво, причем и избыток, и дефицит нейtronов по сравнению с числом протонов оказываются одинаково. Поэтому величина $A/2 - Z$ стоит в квадрате. Наконец, последнее слагаемое зависит от четности чисел A и Z : $\delta = 1$ при четных A и Z ; $\delta = 0$ при нечетном A ; $\delta = -1$ при нечетных A и Z .

Точность формулы Вейцзекера невелика, что видно хотя бы из того, что оболочечная структура ядра, находящая свое выражение в существовании магических ядер, ею не отражается. В качестве иллюстрации точности приведем два примера. Для удельной энергии связи ядра ${}^{12}\text{C}$, равной 7.68 МэВ/нуклон, формула Вейцзекера дает 7.14 МэВ/нуклон; для ${}^{56}\text{Fe}$ вместо правильных 8.79 МэВ/нуклон получаем 8.65 МэВ/нуклон.

2. СКОРОСТИ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

2.1. Выделение главных факторов в сечении реакции

Что значит слово „нерезонансные”, будет разъяснено в дальнейшем. Пока же это слово мы будем обычно опускать. Большинство энерговыделяющих реакций в звездах, в частности, все основные реакции горения водорода, являются нерезонансными.

Формулу, о которой идет речь, иногда называют основной формулой ядерной астрофизики. Анализ этой формулы, даваемый после ее вывода, позволяет понять в общих чертах основные особенности того, как протекают термоядерные реакции в звездах. В дальнейшем эти вопросы рассматриваются подробно.

Термоядерные реакции выполняют в звездах две функции — вырабатывают энергию и синтезируют элементы. Чтобы оценить скорости этих процессов по известным параметрам газа ρ , T и его химическому составу, надо научиться рассчитывать скорости протекания каждой из реакций, дающих вклад в эти процессы.

Обозначим через R_{ik} так называемую скорость реакции, то есть число реакций между ядрами типов i и k в единице объема за единицу времени. Концентрации этих ядер пусть будут N_i и N_k , соответственно. Для R_{ik} имеем следующее известное выражение:

$$R_{ik} = (N_i N_k)^* \int_0^\infty \sigma(v) v f(v) dv, \quad (2.1)$$

где

$$(N_i N_k)^* \equiv \frac{N_i N_k}{1 + \delta_{ik}} \quad (2.2)$$

и δ_{ik} — символ Кронекера: $\delta_{ik} = 0$ при $i \neq k$ и $\delta_{ik} = 1$ при $i = k$. Появление множителя $1/2$ при столкновениях частиц одного сорта ($i = k$) объясняется тем, что в противном случае взаимодействие каждой пары таких одинаковых частиц учитывалось бы дважды. Далее, поскольку частицы обоих сортов, как i (с массами m_i), так и k (с массами m_k) имеют максвелловское распределение скоростей с одной и той же температурой T , то, как можно показать, функция распределения относительных скоростей частиц также будет максвелловской,

с заменой масс m_i и m_k на приведенную массу M :

$$M = \frac{m_i m_k}{m_i + m_k}. \quad (2.3)$$

Функция $f(v)$ в формуле (2.1) и есть эта функция распределения относительных скоростей сталкивающихся частиц:

$$f(v) = 4\pi \frac{M^3}{(2\pi M kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{Mv^2}{2kT}\right) v^2. \quad (2.4)$$

Использование максвелловского распределения для ядер в недрах звезд вполне оправдано, так как газ ядер во всех звездах (кроме нейтронных) не бывает вырожденным.

Заметим, что массы частиц m_i , m_k часто удобно выражать в долях атомной единицы массы m_u . Напомним, что по определению она равна $1/12$ массы нейтрального атома ^{12}C . Энергия покоя атомной единицы массы $m_u c^2 = 931.494$ МэВ. Массы частиц m_i , m_k , выраженные в атомных единицах массы, мы будем обозначать, соответственно, $\mathcal{M}_i \equiv m_i/m_u$ и $\mathcal{M}_k \equiv m_k/m_u$. Эти величины известны как *относительные атомные массы*. Аналогичным образом, вместо приведенной массы M мы будем в дальнейшем часто использовать величину

$$\mathcal{M} \equiv M/m_u. \quad (2.5)$$

Формула (2.3) в этих обозначениях переписывается так:

$$M = m_u \frac{\mathcal{M}_i \mathcal{M}_k}{\mathcal{M}_i + \mathcal{M}_k} \equiv m_u \mathcal{M}. \quad (2.6)$$

Относительная атомная масса \mathcal{M}_i численно близка к (целому) массовому числу A_i . Так, для протона $\mathcal{M}_p=1.007276$, тогда как его массовое число $A=1$, для альфа-частицы $A=4$, а $\mathcal{M}_\alpha=4.001513$.

Ключевым вопросом является вид зависимости *сечения реакции* $\sigma(v)$ от скорости v или от энергии E сталкивающихся заряженных частиц (ядер). Для термоядерных реакций в звездах кинетические энергии теплового движения ядер обычно малы по сравнению с высотой отталкивющего кулоновского барьера. Тогда можно считать, что реакция идет в два этапа — сначала происходит проникновение через кулоновский барьер, а затем собственно ядерное взаимодействие.

Расчет вероятности туннельного проникновения налетающей частицы через (высокий) кулоновский барьер — это известная задача квантовой механики. Простейший способ ее аккуратного решения состоит в использовании метода ВКБ. Мы не будем этим заниматься, дав сейчас лишь небольшое пояснение. Более серьезное, хотя все же не вполне строгое рассмотрение см. в

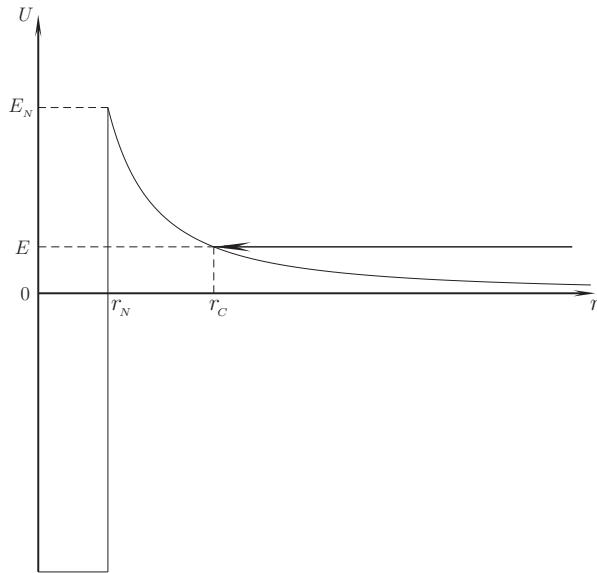


Рис. V.2.1:

Прохождение налетающей частицы через отталкивающий кулоновский барьер.

следующем пункте. Классическая налетающая частица с энергией на бесконечности $E = Mv^2/2$ будет двигаться замедленно из-за возрастающего при сближении ядер кулоновского отталкивания и остановится на расстоянии r_C от ядра, определяемом условием $e^2 Z_i Z_k / r_C = Mv^2/2$, где eZ_i и eZ_k — заряды ядер (рис. V.2.1). Можно считать более или менее очевидным, что вероятность подбарьерного проникновения будет определяться тем, сколько де-бройлевских длин волн частицы $\lambda = \hbar/Mv$ уложится на оставшемся участке пути от точки остановки r_C . Таким образом, в задаче появляется характерный параметр

$$\frac{r_C}{\lambda} = \frac{2e^2 Z_i Z_k}{\hbar v}. \quad (2.7)$$

При просачивании частицы сквозь барьер будет происходить экспоненциальное затухание вероятности ее обнаружения по другую сторону от барьера, причем показателем экспоненты должен служить только что введенный безразмерный параметр, с дополнительным множителем порядка единицы, учитывающим форму барьера. В случае кулоновского барьера этот множитель

оказывается равным π . Итак, вероятность прохождения частицы с энергией E сквозь высокий кулоновский барьер составляет

$$\exp\left(-\frac{2\pi e^2 Z_i Z_k}{\hbar v}\right) \equiv \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right). \quad (2.8)$$

Здесь E_G — так называемая *гамовская энергия* (в честь Г.А. Гамова, впервые в 1928 г. рассмотревшего прохождение частиц через кулоновский барьер при построении теории альфа-распада):

$$E_G = \frac{M}{2} \left(\frac{2\pi e^2 Z_i Z_k}{\hbar} \right)^2. \quad (2.9)$$

Формулу для гамовской энергии можно представить также в виде

$$E_G = 2\pi^2 \alpha^2 m_u c^2 (Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}) \text{ эрг} = 979.13 (Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}) \text{ кэВ}. \quad (2.10)$$

Здесь, как всегда, $\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137$ — постоянная тонкой структуры и $\mathcal{M} = M/m_u$, где M — приведенная масса. Для двух протонов ($Z_i = Z_k = 1$, $\mathcal{M} = \mathcal{M}_p/2 = 0.5036$) гамовская энергия равна $E_G = 493$ кэВ.

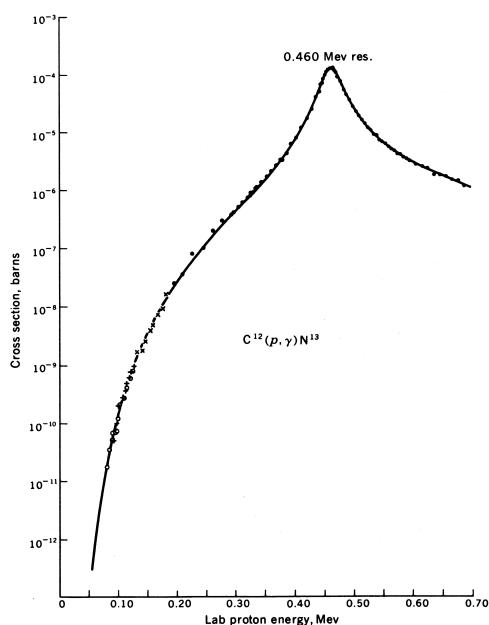
Отметим, что множитель $\exp(-\sqrt{E_G/E})$ часто записывают в виде $e^{-2\pi\eta}$. Величина η называется параметром Зоммерфельда.

Учитывая приведенное выше выражение для вероятности туннельного прохождения заряженной частицы под кулоновским барьером, представим зависимость сечения от энергии в следующем виде (введенном Э. Солпитером в начале 1950-х годов):

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right). \quad (2.11)$$

Три множителя в этом представлении сечения имеют ясный физический смысл. Экспонента, как уже говорилось, дает вероятность преодоления кулоновского барьера. Множитель $1/E$ обычно объясняют тем, что ядро, с которым должно произойти взаимодействие, — это не точечная частица, а, согласно общим принципам квантовой механики, оно „размазано“ по площади порядка $\pi\lambda^2 \propto 1/E$.

Правильное объяснение состоит в том, что при аккуратном решении задачи о прохождении сквозь кулоновский барьер перед приведенной выше экспонентой стоит еще дополнительный множитель $E^{-1/2}$; второй множитель $E^{-1/2}$ появляется следующим образом. Геометрическое сечение столкновения $\propto r_N^{-2}$, где r_N — сумма радиусов сталкивающихся ядер. Вероятность осуществления ядерной реакции за то время $r_N/v \propto 1/\sqrt{E}$, пока сталкивающиеся частицы находятся в пределах действия ядерных сил, дает второй $1/\sqrt{E}$.

**Рис. V.2.2:**

Измеренное сечение реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ в функции энергии налетающих протонов (в лабораторной системе отсчета).

Наконец, третий множитель в (2.11), $S(E)$, учитывает собственно ядерную часть взаимодействия, которая для нерезонансных реакций обычно слабо зависит от энергии. Выделение этого множителя позволило сильно продвинуться в экспериментальном нахождении сечений ядерных реакций, происходящих в звездах. Множитель $S(E)$ обычно называют S -фактором, а иногда даже астрофизическим множителем, поскольку представление сечения в форме (2.11) пришло в ядерную физику из астрофизики. Заметим, что размерность S -фактора, как это очевидно из (2.11), — [энергия]·[площадь]. Обычно $S(E)$ измеряют в единицах кэВ·барн, где барн — единица площади, используемая в ядерной физике: 1 барн = 10^{-24} см².

Сечения астрофизически важных ядерных реакций, как правило, находятся экспериментально, с использованием ускорителей. Важное исключение —

реакция взаимодействия двух протонов, так называемая протон–протонная, сечение которой столь мало, что измерить его невозможно. К счастью, это сечение надежно рассчитывается теоретически (подробнее см. с. 306 – 309). Главная трудность при измерении сечений ядерных реакций для астрофизики состоит в том, что их нужно знать для очень низких энергий (по меркам ядерной физики, конечно). Из-за быстро спадающей проницаемости кулоновского барьера сечение очень быстро убывает с уменьшением энергии, и для астрофизически интересной области их часто не только не удается измерить, но даже и надежно проэкстраполировать данные прямых измерений в область тех малых энергий, в которых нуждается астрофизика. Рис. V.2.2 наглядно иллюстрирует описанное для случая реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ — первой реакции СНО–цикла (см. Гл. VII). Экспериментальные точки, приведенные на этом рисунке, получены путем облучения на ускорителях мишней из углерода пучками протонов, ускоренных до разных энергий. Эти точки можно пересчитать в соответствующие значения S -фактора, пользуясь тем, что согласно (2.11)

$$S(E) = E \exp \left(\sqrt{\frac{E_g}{E}} \right) \sigma(E). \quad (2.12)$$

В итоге в интересующей нас области низких энергий получим совсем другую картину (рис. V.2.3). Значения S -фактора, в отличие от $\sigma(E)$, изменяются не на многие порядки, а совсем немного — всего в несколько раз. Измеренные точки, пересчитанные в $S(E)$, ложатся на плавную кривую, и становится очевидной возможность надежной экстраполяции в область интересующих нас „звездных” энергий (ограниченную на рисунке двумя вертикальными линиями). Отметим, что приведенные на этом рисунке данные относятся к сравнительно давним измерениям. Сейчас благодаря прогрессу в технике экспериментов измерения удалось довести до заметно более низких энергий, так что экстраполяции часто не требуется. Это во всяком случае верно в отношении ряда реакций протон–протонных цепочек (кроме, разумеется, самой pp -реакции).

Измерения S -факторов ведутся уже более полувека в целом ряде ядерных лабораторий. Как правило, результаты разных групп находятся между собой в удовлетворительном согласии. Представление о состоянии измерений S -факторов реакций водородных цепочек дает Табл. V.2.1. В ней приведены значения минимальных энергий E_{\min} (в кэВ), вплоть до которых к ~ 2000 г. произведены измерения S -факторов, в сопоставлении с энергией гамовского максимума E_0 при температуре центра Солнца (15.6 млн К). Гамовский максимум E_0 — это энергия тех частиц, которые дают наибольший вклад в скорость протекания реакции (подробнее см. п. 2.3). Вывод таков: для звезд ГП с массами $M \gtrsim M_\odot$ никакой экстраполяции экспериментальных данных для всех

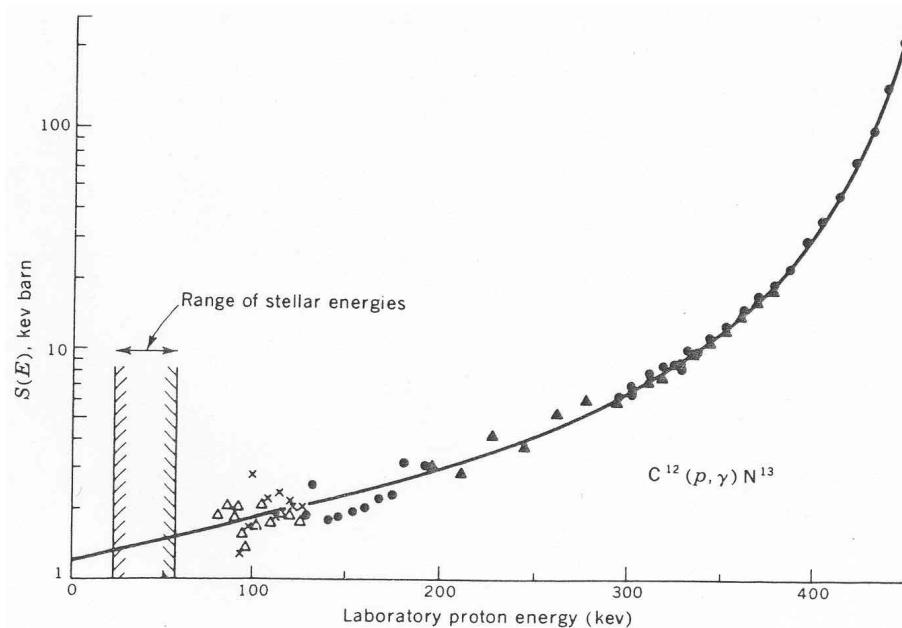


Рис. V.2.3:
\$S\$–фактор реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ в функции энергии налетающих протонов (в лабораторной системе отсчета).

реакций водородных цепочек, кроме $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ и $^7\text{Be}(p,\gamma)^8\text{B}$, не требуется.

Обновляемые сводки \$S\$–факторов и связанных с ними величин периодически публиковались пионером этой области деятельности У. Фаулером с сотрудниками, начиная с 1967 г. В настоящее время создана специальная международная коллегиальная коллегиация из представителей всех групп, активно работающих по измерениям и расчетам астрофизически важных сечений ядерных реакций, публикующая критические сводки соответствующих данных. Последняя такая сводка (T.G. Adelberger et al., Rev. Mod. Phys., **83**, 195 – 245, 2011) составлялась коллективом из 47 соавторов!

Таблица V.2.1:Измерения S -факторов реакций протон–протонных цепочек

Реакция	E_{\min}	E_0
$^2\text{D}(p, \gamma)^3\text{He}$	10	7
$^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$	15	22
$^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$	100	23
$^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$	70	18
$^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$	10	15

2.2. Проницаемость кулоновского барьера

Все обсуждение предыдущего пункта фактически было построено на песке, так как фундаментальные формулы (2.8) – (2.9) для проницаемости кулоновского барьера были по сути

дела приведены в готовом виде и лишь кратко пояснены физически. Ввиду той ключевой роли, которую проницаемость кулоновского барьера играет в теории термоядерных реакций в звездах, мы возвращаемся к этому вопросу и даем хотя и не вполне строгое, но все же более серьезное его рассмотрение.

Пусть мы имеем частицу, движущуюся с импульсом p . Ей отвечает волновая функция

$$\exp \left\{ i \frac{p x}{\hbar} \right\},$$

или

$$\exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int p dx \right\},$$

если частица движется в силовом поле, так что ее импульс p является функцией координат. Так как $p^2/(2m)$ – это кинетическая энергия частицы, то, в силу закона сохранения энергии,

$$\frac{p^2}{2m} = E - U, \quad (2.13)$$

где E – полная и U – потенциальная энергия частицы. Отсюда

$$p = \sqrt{2m(E - U)}. \quad (2.14)$$

Если движение частицы (ядра) с зарядом eZ_i происходит в кулоновском поле отталкивания ядра с зарядом eZ_k , то

$$U = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r}, \quad (2.15)$$

где r – расстояние между частицами. Классическая частица, преодолевая возрастающее отталкивание, остановилась бы и повернула назад в точке $r = r_C$,

где вся ее кинетическая энергия оказалась бы израсходованной. Координата r_C этой точки поворота определяется условием

$$E = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r_C}. \quad (2.16)$$

Согласно квантовой механике, частица может проникнуть в область $r < r_C$, причем ее импульс в этой области будет равен

$$p = i \sqrt{2m(U - E)}, \quad (2.17)$$

так что в волновую функцию войдет множитель

$$\exp\left\{-\frac{1}{\hbar} \int_r^{r_C} \sqrt{2m(U - E)} dr\right\}. \quad (2.18)$$

Чтобы вступило в силу ядерное взаимодействие, ядра должны сблизиться до расстояния $r = r_N$, где r_N — сумма радиусов $r_i = r_p A_i^{1/3}$ и $r_k = r_p A_k^{1/3}$ сталкивающихся ядер:

$$r_N = 1.44 \cdot 10^{-13} (A_i^{1/3} + A_k^{1/3}) \quad \text{см.} \quad (2.19)$$

Высота кулоновского барьера при $r = r_N$ равна

$$E_N = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r_N}. \quad (2.20)$$

Даже в том случае, когда E_N минимальна — при столкновении двух протонов — высота барьера равна примерно 500 кэВ, что гораздо больше энергии E сталкивающихся частиц. Отметим также, что

$$\frac{E}{E_N} = \frac{r_N}{r_C}. \quad (2.21)$$

Вероятность обнаружить частицу при $r = r_N$ равна квадрату волновой функции в этой точке, то есть согласно (2.18)

$$\exp\left\{-\frac{2}{\hbar} \int_{r_N}^{r_C} \sqrt{2m(U - E)} dr\right\}. \quad (2.22)$$

Чтобы получить интересующую нас вероятность T туннельного преодоления кулоновского барьера, нам нужно, во-первых, подставить в последнюю формулу явное выражение для U из (2.15) и, во-вторых, учесть, что, как всегда в задаче двух тел, при переходе в систему отсчета центра инерции необходимо массу

налетающей частицы m заменить на приведенную массу M (формула(2.3)). В итоге окончательно получаем

$$T = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M} \int_{r_N}^{r_C} \left(\frac{e^2 Z_i Z_k}{r} - E \right)^{1/2} dr \right\}. \quad (2.23)$$

Нам осталось провести несложные преобразования этой фундаментальной формулы, чтобы получить приводившееся ранее простое выражение (2.8) – (2.9) для проницаемости барьера. Подстановка $r = r_C x$ во входящем в (2.23) интеграле с учетом (2.16) приводит его к виду

$$\int_{r_N}^{r_C} \left(\frac{e^2 Z_i Z_k}{r} - E \right)^{1/2} dr = \frac{e^2 Z_i Z_k}{\sqrt{E}} \int_{r_N/r_C}^1 \left(\frac{1}{x} - 1 \right)^{1/2} dx. \quad (2.24)$$

Последний интеграл представим в виде разности двух:

$$\int_{r_N/r_C}^1 = \int_0^1 - \int_0^{r_N/r_C}. \quad (2.25)$$

Первый элементарно вычисляется (подстановка $x = \sin^2 \theta$):

$$\int_0^1 \left(\frac{1}{x} - 1 \right)^{1/2} dx = \frac{\pi}{2}. \quad (2.26)$$

Что касается второго, воспользовавшись малостью отношения $r_N/r_C = E/E_N$ (оно порядка $10^{-1} \div 10^{-2}$), можем разложить подынтегральную функцию

$$\left(\frac{1}{x} - 1 \right)^{1/2} = x^{-1/2} - \frac{1}{2} x^{1/2} + \dots,$$

и в итоге находим, пренебрегая членами старших порядков, что

$$\int_{r_N/r_C}^1 \left(\frac{1}{x} - 1 \right)^{1/2} dx = \frac{\pi}{2} - 2 \sqrt{\frac{E}{E_N}} + \frac{1}{3} \left(\frac{E}{E_N} \right)^{3/2}. \quad (2.27)$$

Наконец, вводя (2.24) и (2.27) в (2.23) и пользуясь выражением (2.9) для гаммовской энергии E_G , окончательно получаем

$$T = \exp \left\{ - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \left(1 - \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{E}{E_N}} + \frac{2}{3\pi} \left(\frac{E}{E_N} \right)^{3/2} \right) \right\}. \quad (2.28)$$

Второй и третий члены в показателе экспоненты представляют собой поправки, соответственно, на конечный радиус ядра r_N и на конечную высоту кулоновского барьера E_N к главному первому члену, дающему уже приводившуюся ранее (с. 269) проницаемость барьера в виде

$$\exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right). \quad (2.29)$$

Отметим, что поправка на конечный радиус ядра

$$\exp\left(\frac{4}{\pi}\sqrt{\frac{E_G}{E_N}}\right) \quad (2.30)$$

не зависит от энергии E сталкивающихся частиц. Этот множитель, казалось бы, следует учитывать, так как он заметно отличается от единицы. Так, для столкновения двух протонов он равен ~ 3.5 . Однако в силу того, что эта поправка не зависит от энергии, ее можно не учитывать, так как этот множитель автоматически включается в S -фактор. Поправка на конечную высоту барьера дает множитель, во всех случаях близкий к единице. Он также считается включенным в S -фактор. Поэтому всюду в дальнейшем обоими поправочными множителями мы будем пренебрегать, принимая проницаемость кулоновского барьера равной (2.29).

2.3. Вывод основной формулы

Теперь мы готовы к тому, чтобы приступить непосредственно к расчету скорости реакции R_{ik} . Прежде всего, перейдем в основной формуле (2.1) (с. 266) от интегрирования по скоростям v к интегрированию по энергиям E . Так как $E = Mv^2/2$, то $dE = Mv dv$, и из $f(v) dv = \Psi(E) dE$, где $\Psi(E)$ — распределение по энергиям, следует, что

$$\Psi(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \sqrt{E}. \quad (2.31)$$

Вводя это и представление сечения в форме (2.11) в (2.1), находим, что

$$R_{ik} = (N_i N_k)^* \langle \sigma v \rangle, \quad (2.32)$$

где

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi M}\right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) dE. \quad (2.33)$$

Поскольку множитель $S(E)$ под интегралом меняется медленно по сравнению с экспонентами, не внеся большой погрешности, его можно вынести из-под интеграла в некоторой точке, оптимальный выбор которой вскоре прояснится. Соответствующее значение S -фактора обозначим S_0 . Тогда вместо последней формулы будем иметь

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi M} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} S_0 \int_0^\infty \exp(-F(E)) dE, \quad (2.34)$$

где обозначено

$$F(E) = \frac{E}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E}}. \quad (2.35)$$

Подынтегральная функция в последнем интеграле — это произведение двух экспонент: убывающего с E обычного больцмановского множителя $\exp(-E/kT)$ и возрастающей с E проницаемости кулоновского барьера $\exp(-(E_G/E)^{1/2})$. Это произведение имеет минимум при $E = E_0$, где E_0 определяется очевидным условием

$$F'(E_0) = \frac{1}{kT} - \frac{1}{2} \frac{\sqrt{E_G}}{E_0^{3/2}} = 0, \quad (2.36)$$

что дает

$$E_0 = \left(\frac{E_G (kT)^2}{4} \right)^{1/3}. \quad (2.37)$$

Если воспользоваться явным выражением (2.10) для E_G , последняя формула принимает вид

$$E_0 = \left(\frac{\pi^2 \alpha^2 m_u c^2}{2} \right)^{1/3} (Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M})^{1/3} (kT)^{2/3} \text{ эрг}, \quad (2.38)$$

или в электрон-вольтах

$$E_0 = 1.220 (Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M})^{1/3} T_6^{2/3} \text{ кэВ}, \quad (2.39)$$

где T_6 — температура в миллионах кельвинов.

Рис. V.2.4 иллюстрирует поведение подынтегральной функции в (2.34). Очевидно, что основной вклад в интеграл дает окрестность E_0 . При E , заметно меньших E_0 , вероятность туннелирования под кулоновским барьером ничтожно мала, частиц же с энергией $E \gg E_0$, которые могли бы с большой вероятностью преодолеть кулоновский барьер, в газе почти что нет. Максимум

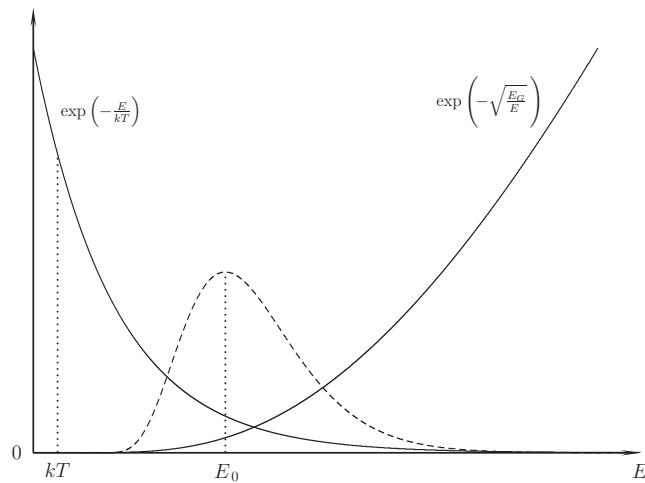


Рис. V.2.4:

Гамовский максимум. Объяснения см. в тексте.

подынтегральной функции в окрестности E_0 в астрофизике принято называть *гамовским максимумом*. Частицы с энергиями из гамовского максимума дают определяющий вклад в скорость протекания термоядерной реакции.

Заметим мимоходом, что кривые $\exp(-E/kT)$ и $\exp(-(E_G/E)^{1/2})$ пересекаются не при $E = E_0$, как это обычно изображают в руководствах по физике звезд на рисунках, подобных рис. V.2.4, а заметно правее, при $E = 4^{1/3}E_0 \approx 1.59E_0$. Следует, впрочем, иметь в виду, что на самом деле масштабы по вертикали для всех трех кривых на рис. V.2.4 (как и на аналогичных ему рисунках в других книгах) для большей наглядности разные. В частности, „гамовский колокольчик“, как мы называем штриховую кривую на рис. V.2.4, изображен с большим увеличением по вертикальной оси.

Описанная сейчас в общих чертах картина поведения подынтегральной функции в (2.34) позволяет легко получить приближенное и, что очень важно, обладающее высокой точностью явное выражение для $R_{ik}(T)$. Прием, которым мы воспользуемся, есть частный случай общего весьма мощного метода асимптотической оценки интегралов — метода перевала. В окрестности E_0 функцию $F(E) = E/kT + \sqrt{E_G/E}$, стоящую в интеграле (2.34) в показателе экспоненты (со знаком минус), можно заменить ее тейлоровским разложением

(напоминаем, что $F'(E_0) = 0$)

$$F(E) = F(E_0) + \frac{F''(E_0)}{2} (E - E_0)^2 + \dots, \quad (2.40)$$

отбросив в нем все старшие члены, так как их вклад вблизи E_0 мал. В итоге получаем

$$\int_0^\infty \exp(-F(E)) dE = e^{-F(E_0)} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{F''(E_0)}{2}(E - E_0)^2\right) dE. \quad (2.41)$$

Обозначив $x = E - E_0$ и распространяв интегрирование по x от $-\infty$ до ∞ , можем написать

$$\int_0^\infty \exp\left(-\frac{F''(E_0)}{2}(E - E_0)^2\right) dE = \int_{-\infty}^\infty \exp\left(-\left(\frac{x}{\Delta/2}\right)^2\right) dx, \quad (2.42)$$

где (проверьте!)

$$\Delta = \sqrt{\frac{8}{F''(E_0)}} = \frac{4}{2^{1/3}3^{1/2}} E_G^{1/6} (kT)^{5/6}. \quad (2.43)$$

Величина Δ дает ширину гамовского максимума на уровне $1/e$ от максимального. Заметим, что Δ можно представить также в виде

$$\Delta = \frac{4}{\sqrt{3}} (E_0 kT)^{1/2}. \quad (2.44)$$

В числах мы имеем

$$\Delta = 0.75 (Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M})^{1/6} T_6^{5/6} \text{ кэВ.} \quad (2.45)$$

Теперь формула (2.41) окончательно дает

$$\int_0^\infty \exp(-F(E)) dE = \sqrt{\frac{2\pi}{F''(E_0)}} e^{-F(E_0)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \Delta e^{-F(E_0)}. \quad (2.46)$$

Обсудим две последние формулы. Множитель $e^{-F(E_0)}$ в (2.46) определяет главную часть зависимости скорости реакции $R_{ik}(T)$ от температуры. Из (2.35) и (2.36) легко убедиться, что

$$\tau \equiv F(E_0) = \frac{3E_0}{kT} = 3 \left(\frac{E_G}{4kT} \right)^{1/3}, \quad (2.47)$$

так что $\tau \propto T^{-1/3}$. Параметр τ играет важную роль в ядерной астрофизике и будет часто встречаться в дальнейшем.

Отметим, что подстановка в последнюю формулу явного выражения для E_G из (2.10) дает

$$\tau = 3 \left(\frac{\pi^2 \alpha^2 m_u c^2}{2k} \right)^{1/3} \left(\frac{Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}}{T} \right)^{1/3}. \quad (2.48)$$

Величина Δ дает эффективную ширину гамовского максимума, а множитель при $e^{-F(E_0)}$ в (2.46), если воспользоваться терминологией, принятой в оптике для спектральных линий, — это „эквивалентная ширина“ гамовского „колокольчика“, измеренная в единицах его максимального значения. В следующем пункте мы еще вернемся к обсуждению полученных сейчас результатов и, в частности, убедимся, что ширина гамовского пика невелика.

Наконец, комбинируя (2.34) с (2.46) и (2.43), находим, что

$$R_{ik}(T) = (N_i N_k)^* \frac{4\sqrt{2}}{2^{1/3} 3^{1/2}} \frac{S_0}{\sqrt{M}} E_G^{1/6} (kT)^{-2/3} e^{-\tau}. \quad (2.49)$$

Далее, если воспользоваться явным выражением для E_G из (2.9) и выразить kT через τ согласно (2.47), после небольшой выкладки из (2.49) окончательно находим

$$R_{ik}(T) = (N_i N_k)^* \frac{8}{9\sqrt{3}\pi} (\alpha m_u c)^{-1} \frac{S_0}{Z_i Z_k \mathcal{M}} \tau^2 e^{-\tau}. \quad (2.50)$$

После всего сказанного очевидно, что ввиду умеренной ширины гамовского максимума и того факта, что S -фактор слабо зависит от энергии, в качестве S_0 в (2.50) (и, разумеется, в (2.34)) естественно взять $S(E_0)$. В дальнейшем мы убедимся (см. с. 288–289), что такой выбор S_0 все же не является оптимальным и его можно немного улучшить. Впрочем, часто в качестве S_0 можно брать и $S(0)$.

После подстановки численных значений постоянных в (2.50) и (2.48) окончательно получаем следующие рабочие формулы, широко используемые в ядерной астрофизике:

$$R_{ik}(T) = 7.20 \cdot 10^{-19} (N_i N_k)^* \frac{S_0}{Z_i Z_k \mathcal{M}} \tau^2 e^{-\tau} \text{ см}^{-3} \text{с}^{-1}, \quad (2.51)$$

где S_0 измерено в единицах кэВ · барн и

$$\tau = 42.49 \left(\frac{Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}}{T_6} \right)^{1/3}. \quad (2.52)$$

Здесь, как обычно, T_6 — температура в мегакельвинах: $T_6 = T/10^6$. Две последние формулы (с различными поправками, см. ниже) и используются обычно для вычисления скоростей (нерезонансных) термоядерных реакций в звездах.

Наряду с формулой (2.51) мы будем в дальнейшем часто пользоваться также одной из двух кратких форм ее записи

$$R_{ik} = (N_i N_k)^* \langle \sigma v \rangle_{ik} \quad \text{или} \quad R_{ik} = (N_i N_k)^* \lambda_{ik}. \quad (2.53)$$

Мы убедились, что зависимость скорости термоядерной реакции от температуры имеет довольно-таки замысловатый вид:

$$R_{ik}(T) \propto T^{-2/3} \exp \left(-\frac{C_{ik}}{T^{1/3}} \right). \quad (2.54)$$

И тем не менее мы получили замечательный результат — скорость реакции найдена в виде явной формулы. Следует, впрочем, помнить, что это не точная формула, а лишь хорошая аппроксимация. Ведь при ее выводе был сделан ряд приближений, и поэтому обеспечиваемая ею точность заслуживает специального обсуждения. Оно дается в пп. 2.4 и 2.5.

2.4. Обсуждение

Начнем с терминологического предостережения. Под термином „гамовская энергия“ разные авторы понимают разные величины.

Наше E_G действительно фигурировало в пионерской работе Г.А. Гамова по теории альфа-распада. Однако в астрофизической литературе гамовской энергией чаще называют величину, которая у нас обозначена как E_0 . Встречаются авторы, которые называют гамовским множителем вероятность прохождения через высокий кулоновский барьер, даваемую формулой (2.8). Будьте бдительны!

Прежде всего обсудим свойства гамовского максимума. Первый факт, на который следует обратить внимание, — это то, что энергия E_0 существенно больше тепловой энергии kT . Поэтому *главный вклад в скорость протекания термоядерных реакций дают частицы далекого максвелловского хвоста*. Действительно, из (2.37) и (2.10) следует, что

$$\frac{E_0}{kT} = \left(\frac{E_G}{4kT} \right)^{1/3} = \left(979.13 \frac{Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}}{4kT} \right)^{1/3}, \quad (2.55)$$

где kT выражено в кэВ. Так, для протон–протонной реакции ($Z_i = Z_k = 1$, $\mathcal{M} \approx A = 1/2$) при $kT = 1.5$ кэВ (центр Солнца) оказывается, что $E_0 \approx 4.3 kT$. Здесь A — приведенное массовое число: $A = A_i A_k / (A_i + A_k)$. Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, самой медленной в CN-цикле, $Z_i = 7$, $Z_k = 1$, $\mathcal{M} = 0.940 \approx A = 14/15 = 0.933$, и при $kT = 2$ кэВ имеем $E_0 \approx 17.8 kT$. Следует ясно представлять себе, что в последнем случае энергией в пределах „гамовского колокольчика“ $\sim \Delta e^{-\tau}$ обладает ничтожная доля частиц. И вот эти-то энергичные частицы, составляющие в газе едва ли не миллионную долю, обеспечивают огромную светимость массивных звезд ГП.

Второе обстоятельство, на которое следует обратить внимание, — это не вполне обычна зависимость E_0 от температуры: $E_0 \propto T^{2/3}$. Впрочем, в теории термоядерных реакций зависимости различных параметров от температуры, как правило, отличны от простой пропорциональности T или T^{-1} .

Рассмотрим теперь ширину гамовского максимума. Формула (2.43) дает

$$\frac{\Delta}{kT} = \frac{4}{2^{1/3} 3^{1/2}} \left(\frac{E_G}{kT} \right)^{1/6}. \quad (2.56)$$

Так, для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ при $kT = 2$ кэВ полная ширина гамовского максимума Δ , как следует из последней формулы, составляет $9.6 kT$, так что основной вклад в скорость реакции дает область $E_0 \pm \Delta/2 = (17.8 \pm 4.8) kT$.

Наконец, настало время обсудить основную формулу (2.51) для скорости протекания термоядерных реакций. Из нее ясно видно, чем определяется эта скорость, а значит, и темп энерговыделения, и темп нуклеосинтеза. О реагирующих ядрах нужно знать, конечно, их заряды и атомные массы — это очевидно. Однако самое замечательное состоит в том, что никаких сведений о зависимости сечения реакции от энергии иметь не нужно. Все, что требуется — это одно число — S -фактор. Для реакций, идущих по слабому (с испусканием e^\pm и нейтрино или антинейтрино), электромагнитному (испускается γ -квант) и по сильному взаимодействию его значения различаются на многие порядки. Тем не менее для реакций с легкими ядрами и с ядрами промежуточных масс к настоящему времени S -факторы известны вполне надежно.

В формуле (2.51) для $R_{ik}(T)$ есть в определенном смысле „главный“ множитель $\tau^2 e^{-\tau}$. При $\tau > 2$ — а это всегда так — он убывает в ростом τ , причем при больших τ очень быстро. Поэтому согласно (2.52) при повышении температуры первыми должны начинаться те реакции, для которых произведение $Z_i Z_k$ минимально, так что кулоновский барьер самый низкий. Ясно, что первым должен загораться водород (обычный и тяжелый, то есть дейтерий).

2.5. Степенная аппроксимация

Хотя мы и нашли зависимость скоростей реакций от температуры в явном виде, прозрачной

ее никак не назовешь:

$$R_{ik}(T) \propto T^{-2/3} \exp\left(-\frac{C_{ik}}{T^{1/3}}\right).$$

Даже для простых прикидок нужен калькулятор. Нетрудно, однако, получить хотя и более грубую, но зато наглядную аппроксимацию $R_{ik}(T)$, которой часто оказывается достаточно, чтобы разобраться в сути дела.

В окрестности некоторой фиксированной температуры $T = T_0$ для $R_{ik}(T)$ можно использовать степенную аппроксимацию вида

$$R_{ik}(T) \approx R_{ik}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^\nu. \quad (2.57)$$

Мы имеем, очевидно,

$$\nu = \left. \frac{d \ln R_{ik}}{d \ln T} \right|_{T=T_0} = \left. \frac{d \ln R_{ik}}{d \tau} \right|_{T=T_0} \left. \frac{d \tau}{d \ln T} \right|_{T=T_0}. \quad (2.58)$$

Простой расчет с использованием формул (2.51) и (2.52) дает

$$\nu = \frac{\tau_0 - 2}{3}, \quad (2.59)$$

где $\tau_0 \equiv \tau(T_0)$. Параметр ν мы иногда будем называть *температурным показателем* скорости реакции.

Обращаем внимание на то, что для нахождения температурного показателя ν знать *S*-фактор *не нужно*. Поэтому, например, для протон–протонной реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$ в окрестности $T_0 = 15 \cdot 10^6$ К по формуле (2.52) находим $\tau_0 = 13.7$, так что $\nu = 3.90 \approx 4$. Итак, не зная абсолютного значения скорости протон–протонной реакции в центре Солнца, мы сумели установить, как она зависит от температуры: *примерно* пропорционально T^4 . Общее выражение для ν в случае протон–протонной реакции имеет вид

$$\nu = \frac{11.27}{T_6^{1/3}} - \frac{2}{3}, \quad (2.60)$$

где T_6 — температура в миллионах кельвинов. Численные значения ν для нескольких характерных значений температуры таковы:

T_6	10	15	20	25
ν	4.56	3.90	3.49	3.18

Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ при $T_0 = 20 \cdot 10^6$ имеем $\tau_0 = 56.0$, так что скорость этой реакции в окрестности $T_6 = 20$ растет с температурой как T^{18} . Чтобы наглядно представить себе, насколько круто в этом случае изменяется с температурой скорость реакции (а одновременно и темп энерговыделения в CN-цикле), представим себе, что температура опустилась с 20 до 18 мегакельвинов. Мы имеем тогда $R_{ik}(T_6 = 18)/R_{ik}(T_6 = 20) = (20/18)^{-18} = (1 + 2/18)^{-18} \approx e^{-2} \approx 1/7.4 = 0.135$. Таким образом, снижение температуры всего на 10%, с 20 до 18 мегакельвинов, уменьшает скорость реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ в ≈ 7.4 раза! (Расчет на калькуляторе, без использования приближения $(20/18)^{18} \approx e^2$, дает несколько меньшее число $6.66 \approx 7$, так что первый знак все же верен, а большего в этой порядковой оценке нам и не нужно).

Общее выражение для ν в случае реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ таково:

$$\nu = \frac{50.8}{T_6^{1/3}} - \frac{2}{3}. \quad (2.61)$$

Его численные значения для тех температур, при которых эта реакция определяет общий темп энерговыделения в звездах ГП, следующие:

T_6	15	20	25	30
ν	19.9	18.0	16.6	15.6

Значительное различие в зависимости скоростей реакций pp-цепочек и CN-цикла от температуры имеет важные астрофизические последствия. Поскольку температура недр звезд главной последовательности, как мы знаем, растет с массой (см. п. 2.2 Гл. III, в частности, рис. III.2.1, с. 126), в верхней части ГП основную роль в выработке энергии должны играть реакции CN-цикла. Различие в значениях температурного показателя ν для pp-реакции и для CN-цикла приводит к радикальному отличию внутреннего строения звезд верхней части ГП от звезд нижней ее части. В звездах верхней части ГП почти вся энергия вырабатывается вблизи самого их центра, так как скорость ее выделения растет примерно пропорционально $T^{16} \div T^{18}$. По существу, эти звезды имеют почти точечный источник энергии в центре. Это массивные звезды высокой светимости, и почти вся их светимость вырабатывается в небольшой области близ центра звезды. В итоге потоки энергии в этой центральной области оказываются колоссальными. Если бы весь этот поток переносился излучением, возникли бы огромные градиенты температуры. Природа „не любит“ больших градиентов и находит способ их уменьшить: возникает конвекция, которая принимает на себя перенос энергии, и градиент уменьшается. Таким образом, у массивных звезд должно существовать конвективное ядро.

Ядерные реакции горения водорода в ядре будут идти до тех пор, пока водород не выгорит в пределах всего конвективного ядра, так как конвективное

перемешивание будет доставлять топливо из всего конвективного ядра в те центральные области, где активно идут ядерные реакции горения водорода. В каждый данный момент конвективное ядро химически однородно, а содержание водорода в нем постепенно убывает. Когда водород иссякает, в центральных областях звезды оказывается пассивное гелиевое ядро. Ядерные реакции перемещаются в богатый водородом слой, окружающий это гелиевое ядро.

У звезд нижней части ГП выделение энергии обеспечивается горением водорода в *pp*-цепочках, причем зависимость темпа энерговыделения от температуры не очень сильная: $\nu \approx 4$. Выделение энергии происходит в заметной доле объема звезды, да к тому же светимости этих звезд невелики. Поэтому у таких звезд конвективного ядра нет, и химический состав их недр меняется вдоль радиуса плавно.

2.6. Скорость энерговыделения и время выгорания

параметр реакций — время выгорания ядер, участвующих в реакции. Начнем с первого вопроса.

Темп энерговыделения в расчете на единицу массы принято обозначать ε (в эрг/(г·с)). Тогда выделение энергии в единице объема за единицу времени в реакции между ядрами i и k равно $\rho \varepsilon_{ik}$, где ρ — плотность. Имеем, очевидно,

$$\rho \varepsilon_{ik} = Q_{ik} R_{ik}(T), \quad (2.62)$$

где Q_{ik} — энерговыделение в расчете на одну реакцию между ядрами типов i и k (в эргах). Оно легко подсчитывается по разности масс частиц, вступающих в реакцию, и тех, которые получаются в ее итоге. В выражении для скорости реакции $R_{ik}(T)$ (формула (2.51)) концентрации ядер N_i и N_k удобно представить в виде

$$N_l = \frac{\rho X_l}{m_l}, \quad l = i, k,$$

где X_l — весовая доля ядер типа l в веществе. Тогда получаем такое окончательное выражение для темпа выделения энергии за счет рассматриваемой реакции:

$$\varepsilon_{ik} = Q_{ik} 7.20 \cdot 10^{-19} \frac{\rho X_i X_k}{m_i m_k (1 + \delta_{ik})} \frac{S_0}{Z_i Z_k \mathcal{M}} \tau^2 e^{-\tau} \text{ эрг г}^{-1}\text{с}^{-1}. \quad (2.63)$$

Обсуждение численных значений скорости энерговыделения в протон-протонных цепочках ppI, в частности, в центре современного Солнца см. в Гл. VI, п. 1.2 (с. 316).

Термоядерные реакции в звездах не только вырабатывают энергию, но одновременно изменяют ядерный состав вещества. Скорость последнего процесса описывается параметром, известным как *время выгорания*. По определению, временем выгорания ядер типа k за счет реакции с ядрами типа i называется величина

$$\tau_i(k) = \frac{1}{N_i \langle \sigma v \rangle_{ik}}, \quad (2.64)$$

где $\langle \sigma v \rangle_{ik}$ определено, как обычно, согласно (2.51) — (2.53). Если $N_i \neq N_k$, то, очевидно, $\tau_i(k) \neq \tau_k(i)$. Так, время выгорания имеющего низкую распространенность ^3He в реакции $^3\text{He}(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$ не равно времени выгорания в этой реакции гораздо более обильного ^4He на ^3He .

Поясним определение (2.64). Изменение со временем содержания ядер типа k за счет единственной реакции с ядрами типа i описывается очевидным уравнением $dN_k/dt = -R_{ik}$, или

$$\frac{dN_k}{dt} = -N_i N_k \langle \sigma v \rangle_{ik}. \quad (2.65)$$

Обозначая для краткости $\lambda_{ik} \equiv \langle \sigma v \rangle_{ik}$, будем иметь

$$\frac{dN_k}{N_k} = -\lambda_{ik} N_i dt, \quad (2.66)$$

откуда

$$N_k(t) = N_k(0) \exp\left(-\lambda_{ik} N_i t\right) = N_k(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(k)}\right). \quad (2.67)$$

Таким образом, время выгорания $\tau_i(k)$ — это время, за которое содержание ядер типа k за счет реакции с ядрами типа i убывает в e раз.

До сих пор неявно предполагалось, что содержание ядер типа i и температура в ходе выгорания остаются постоянными. Первое из этих предположений заведомо не выполняется, когда речь идет о горении ядер какого-то типа на самих себе. Важнейший пример такого случая — протон–протонная реакция $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$.

Если $i = k$, то в формуле (2.65) справа должен, казалось бы, появиться множитель $(1 + \delta_{kk})^{-1} = 1/2$. Он, однако, компенсируется тем, что в каждой реакции сразу оба реагирующие ядра исчезают, превращаясь в какие-то другие частицы. Поэтому при горении на самих себе ядер, скажем, типа k , вместо (2.66) мы имеем

$$\frac{dN_k}{N_k^2} = -\lambda_{kk} dt, \quad (2.68)$$

откуда

$$\frac{1}{N_k(t)\lambda_{kk}} - \frac{1}{N_k(0)\lambda_{kk}} = t. \quad (2.69)$$

В качестве времени выгорания в данном случае естественно по определению принять время $t \equiv \tau_k(k)$, за которое концентрация ядер убывает вдвое. Тогда из последнего соотношения следует, что

$$\tau_k(k) = \frac{1}{N_k(0)\lambda_{kk}}. \quad (2.70)$$

По структуре это выражение не отличается от формулы (2.64). Единственное отличие состоит в том, что вместо $N_i = \text{const}$ здесь надо брать концентрацию ядер в начальный момент. Кроме того, как мы помним, когда реагируют различающиеся ядра, то время выгорания — это время уменьшения концентрации в e раз, тогда как в случае горения ядер на самих себе за время выгорания концентрация ядер уменьшается вдвое.

Полученная сейчас формула используется без какого-либо обсуждения во всех руководствах по физике звезд. Между тем выражаемый ею результат кажется по меньшей мере странным. По мере выгорания ядер типа k на самих себе их концентрация падает, а потому, согласно формуле (2.70), время выгорания оставшейся их части *возрастает*! Так, если в протон–протонной реакции выгорела половина имевшихся первоначально протонов, то оставшиеся протоны будут выгорать вдвое дольше, чем уже выгоревшая их часть.

Это напоминает мне известную апорию Зенона "Ахиллес никогда не догонит черепаху", только там расстояние между Ахиллесом и черепахой со временем все же уменьшается, у нас же достижение конечной цели — полного выгорания — со временем отдаляется.

Еще одно важное обстоятельство, связанное с термоядерными реакциями. Они не только служат источниками энергии звезд и постепенно изменяют химический состав их недр, но тем самым одновременно изменяют и молекулярный вес вещества, а потому и давление (даже если бы температура и плотность оставались постоянными). Это с неизбежностью должно привести к перестройке звезды. Рассмотрим сначала простейший пример. Пусть у нас первоначально был чистый водород и он полностью выгорел, превратившись в гелий (неважно, каким путем — по pp-цепочкам или в CN цикле). В результате четыре „атома” водорода, то есть четыре протона и четыре свободных электрона, превратились в „атом” гелия (альфа-частица + два свободных электрона). Число частиц уменьшилось с 8 до 3, а значит и давление ($P = NkT$) упало в $8/3 = 2\frac{2}{3}$ раза. Более реалистичная ситуация. Можно полагать, что первоначально химический состав вещества в центре Солнца был тот же, что и у тогдашней фотосферы ($X=0.720$, $Y=0.266$, $Z=0.014$). При полной ионизации молекулярный вес вещества дается следующим известным выражением:

$$\frac{1}{\mu} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z,$$

откуда находим, что $\mu = 0.61$. В центре сегодняшнего Солнца половина водорода уже превратилась в гелий и поэтому там сейчас $X=0.36$, $Y=0.63$, $Z=0.01$. Молекулярный вес в итоге поднялся до $\mu = 0.83$.

2.7. Уточнения

Мы уже упоминали о том, что формула (2.51) для R_{ik} не является точной. Кратко рассмотрим теперь три различных ее уточнения. Во-первых, при вычислении интеграла в (2.41) мы ограничились нахождением только главного члена этого асимптотического разложения по обратным степеням τ , которое может быть получено. Во-вторых, мы неявно предполагали, что в пределах гамовского максимума значение S -фактора можно считать постоянным (и равным $S(E_0)$). На самом деле следует учитывать, что S -фактор хотя и слабо, но все же зависит от E . Следующий шаг — считать, что его зависимость от E в пределах гамовского максимума линейная. Что даст учет этого обстоятельства? Наконец, третья поправка, которой мы коснемся подробнее, — учет того, что ядро на самом деле не является „голым“, а окружено облаком свободных электронов, что должно вести к некоторому снижению кулоновского барьера. Эту поправку мы рассмотрим в следующем пункте (см. с. 290).

Вычисление первой поправки требует довольно длинных чисто формальных преобразований, не имеющих прямого физического смысла. Поэтому мы ограничимся тем, что приведем готовый результат. Множитель $\tau^2 e^{-\tau}$ в окончательной формуле (2.51) следует заменить на

$$\tau^2 e^{-\tau} \left(1 + \frac{5}{12} \frac{1}{\tau} + O(\tau^2) \right). \quad (2.71)$$

Так как параметр τ во всех практически интересных случаях большой, поправка оказывается малой. Так, для протон–протонной реакции при $T_6 = 15$ (центр Солнца) мы имеем $\tau = 13.7$, так что эта поправка составляет всего 3%. Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, определяющей, как уже говорилось, темп энерговыделения в CNO-цикле, при $T_6 = 20$ имеем $\tau = 56$, и рассматриваемая поправка оказывается совсем малой — 0.7%.

Вторая поправка учитывает то обстоятельство, что в пределах гамовского максимума S -фактор не остается постоянным, а медленно меняется. Зависимость его от энергии в этой узкой области можно в первом приближении считать линейной. До сих пор мы этим пренебрегали и принимали, что S_0 равно значению $S(E)$ в точке гамовского максимума: $S_0 = S(E_0)$. Если учесть, что $S(E)$ в пределах гамовского „колокольчика“ медленно возрастает, то очевидно, что значение S_0 следует брать немного правее E_0 . Окончательный результат выглядит совсем просто:

$$S_0 = S \left(E_0 + \frac{5}{6} kT \right), \quad (2.72)$$

однако получение его требует громоздких выкладок. Заметим, что поскольку E_0 , как мы видели выше, в разы превосходит kT , то рассматриваемая поправка всегда мала.

Часто зависимость $S(E)$ при малых энергиях ($E < 100$ кэВ) аппроксимируют не линейной функцией, а параболой:

$$S(E) = S(0) + S'(0)E + \frac{1}{2} S''(0)E^2. \quad (2.73)$$

В этом случае S_0 с учетом обсуждавшихся только что двух поправок, как можно показать, дается следующим выражением:

$$S_0 = S(0) \left(1 + \frac{5}{12} \frac{1}{\tau}\right) + S'(0) kT \frac{\tau}{3} \left(1 + \frac{35}{12} \frac{1}{\tau}\right) + \frac{1}{2} S''(0) (kT)^2 \frac{\tau^2}{9} \left(1 + \frac{89}{12} \frac{1}{\tau}\right). \quad (2.74)$$

Здесь kT выражено в кэВ, а безразмерный параметр τ , как всегда, равен

$$\tau = \frac{3E_0}{kT}, \quad (2.75)$$

где E_0 — энергия гамовского максимума (подробнее см. пп. 2.3 и 2.4). Напомним, что $\tau \propto T^{-1/3}$.

Оценим с помощью (2.74) точность часто используемой простейшей аппроксимации $S_0 \approx S(0)$. В качестве первого примера рассмотрим реакцию $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$, фактически определяющую темп энерговыделения в CNO-цикле. При $kT = 2$ кэВ, чему соответствует $T_6 = 23.2$, имеем $\tau = 54.1$, и формула (2.74) дает $S_0 = 1.64$ кэВ·барн (значения $S(0)$, $S'(0)$ и $S''(0)$ для этой реакции см. в Табл. VII.1.1, с. 355). Поскольку отличие $S_0 = 1.64$ кэВ·барн от $S(0) = 1.66$ кэВ·барн составляет всего 0.02, а само значение $S(0)$, согласно данным Табл. VII.1.1, известно с погрешностью ± 0.12 , простейшее приближение $S_0 = S(0)$ в рассматриваемом случае вполне оправдано. В качестве второго примера рассмотрим протон–протонную реакцию $^1\text{H}(p, e^+ \nu)^2\text{D}$, определяющую темп протекания реакций протон–протонных цепочек. Данные об S -факторе этой реакции заимствуем из Табл. VI.1.1, с. 309. Заметим, что значение $S''(0)$ для этой реакции неизвестно. При $kT = 1.5$ кэВ, чему соответствует температура $T_6 = 17.4$ К, при которой протон–протонные цепочки все еще дают основной вклад в темп энерговыделения, мы находим по формуле (2.74) с отброшенным последним слагаемым, что $S_0 = 4.50 \cdot 10^{-22}$ кэВ·барн, тогда как $S(0) = 4.01 \cdot 10^{-22}$ кэВ·барн. Таким образом, в рассматриваемом случае учет поправок дает заметный эффект: S_0 превышает $S(0)$ на $\sim 12\%$. Этот случай является экстремальным. Для всех остальных энерговыделяющих водородных реакций отличие S_0 от $S(0)$ меньше 10%.

Убедитесь, что если в формуле (2.74) отбросить последний член, то она переходит в (2.72) с дополнительным множителем $\left(1 + \frac{5}{12} \frac{1}{\tau}\right)$ в правой части.

2.8. Электронное экранирование

вызывает ее поляризацию — притягивает отрицательно заряженные электроны и отталкивает положительно заряженные ядра. Как подробно рассматривается в п. 2.2 Гл. XI, в результате этого потенциал ядра с зарядом eZ_i оказывается не кулоновским, а дебаевским

$$\varphi(r) = \frac{eZ_i}{r} e^{-r/r_D}, \quad (2.76)$$

где дебаевский радиус r_D определяет характерный размер поляризационного облака, экранирующего кулоновский заряд eZ_i/r :

$$r_D = 8.89 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{T}{\zeta\rho}} \text{ см}, \quad (2.77)$$

где

$$\zeta = \sum_{+} Z_i (Z_i + 1) \frac{X_i}{A_i}. \quad (2.78)$$

Символ \sum_{+} означает, что суммирование идет только по ионам. Здесь, как обычно, Z_i и A_i — зарядовое и массовое числа ионов типа i , а X_i — их весовая доля в газе. Величина ζ обычно близка к единице. Так, для чисто водородной плазмы $\zeta = 2$, для чистого гелия $\zeta = 3/2$, для полностью ионизованного газа с химическим составом, обычным для звезд населения I ($X=0.70$, $Y=0.27$, $Z=0.03$), имеем $\zeta = 1.18$.

В важнейшем для дальнейшего случае, когда $r \ll r_D$, разлагая экспоненту в (2.76), получаем

$$\varphi(r) = \frac{eZ_i}{r} - \frac{eZ_i}{r_D} \equiv \frac{eZ_i}{r} - \varphi_D, \quad (2.79)$$

где

$$\varphi_D = \frac{eZ_i}{r_D}. \quad (2.80)$$

Наличие дебаевской экранировки снижает высоту потенциального барьера вблизи ядра, при $r \ll r_D$, на величину φ_D , а следовательно увеличивает вероятность проникновения налетающей частицы в область ядра. В этом суть дела.

Мы начнем с того, что приведем конечный результат, отложив на время его вывод. Оказывается, что для учета электронного экранирования полученное ранее выражение для скорости реакции (2.51) в дебаевском приближении следует увеличить на множитель

$$f_D = e^{E_D/kT}, \quad (2.81)$$

где

$$E_D = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r_D}. \quad (2.82)$$

Величина E_D представляет собой, очевидно, энергию кулоновского взаимодействия зарядов eZ_i и eZ_k , разнесенных на расстояние дебаевской длины r_D . Условие применимости приведенного только что выражения для поправки на электронное экранирование (как и вообще дебаевского приближения) состоит в том, что эта энергия мала по сравнению с тепловой энергией kT :

$$E_D \ll kT. \quad (2.83)$$

В этом случае говорят о *слабом* экранировании. Противоположный случай *сильного* экранирования $E_D \gtrsim kT$ встречается лишь при очень высоких плотностях, и мы его здесь рассматривать не будем. Для всех водородных реакций в звездах экранирование слабое.

Переходим к выводу. Нас будут интересовать частицы, дающие главный вклад в скорость реакции. Они обладают энергией, близкой к E_0 (см. с. 277 и рис. V.2.4). При пренебрежении влиянием дебаевского экранирования классическая точка поворота для них находится при $r = r_0$, где r_0 определяется очевидным условием

$$E_0 = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r_0}. \quad (2.84)$$

Мы видим, что в рассматриваемой задаче имеются два характерных параметра, r_D и r_0 . Для „нормальных“ звезд, как мы вскоре убедимся, $r_D \gg r_0$. Поэтому налетающая частица проходит „насквозь“ почти все дебаевское экранирующее облако, прежде чем достигает расстояния от ядра, где вступает в подбарьерную область. Так как здесь $r \ll r_D$, то, как мы видели, высота барьера снижена на не зависящую от r постоянную величину E_D . С учетом этого обстоятельства формула (2.33) для $\langle\sigma v\rangle$ — по сути дела, именно она определяет скорость нерезонансной реакции — переписывается так:

$$\langle\sigma v\rangle_D = \left(\frac{8}{\pi M}\right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E+E_D}}\right) dE. \quad (2.85)$$

Здесь нижний индекс D у $\langle\sigma v\rangle$ указывает на то, что эта формула учитывает поправку на дебаевское экранирование. Фактически все дело свелось к тому, что в члене $\sqrt{E_G/E}$ в показателе экспоненты в формуле (2.33), который описывает вероятность туннелирования под барьером, величина E заменена на $E+E_D$. Объяснение состоит в том, что вследствие электронного экранирования высота барьера уменьшилась на E_D , а это эквивалентно *увеличению* энергии налетающей частицы на E_D .

Положив в интегrale в (2.85) $E' = E + E_D$, получим

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E+E_D}}\right) dE = \\ & = \exp\left(\frac{E_D}{kT}\right) \int_{E_D}^\infty S(E' - E_D) \exp\left(-\frac{E'}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E'}}\right) dE'. \end{aligned} \quad (2.86)$$

Поскольку, как мы помним (см. п. 2.3), главный вклад в последний интеграл дает сравнительно узкая область (гамовский „колокольчик“, см. рис. V.2.4), мы не совершим заметной ошибки, заменив в последнем интеграле нижний предел интегрирования E_D на 0, а $S(E' - E_D)$ — на $S(E')$. (Вариант: при вынесении $S(E)$ из-под интеграла можно брать значение S_0 равным не $S(E_0)$, как это делалось в п. 2.3 (с. 280), а $S(E_0 - E_D)$. Впрочем, так как $E_0 \gg E_D$, этой поправкой вполне можно пренебречь, как обычно и поступают). В итоге оказывается, что

$$\langle\sigma v\rangle_D = \langle\sigma v\rangle \exp\left(\frac{E_D}{kT}\right). \quad (2.87)$$

Это тождественно постулированному выше результату, что поправка на электронное экранирование дается формулой (2.81).

Предположение о том, что высота барьера уменьшается из-за экранирования на величину E_D , лежащее в основе приведенного вывода, справедливо лишь если

$$r_D \gg r_0. \quad (2.88)$$

Покажем, что это действительно так. Из (2.77) и (2.84) имеем

$$\frac{r_D}{r_0} \approx 61.8 \frac{E_0}{Z_i Z_k} \left(\frac{T_6}{\zeta \rho}\right)^{1/2}, \quad (2.89)$$

где E_0 выражено в кэВ. Для протон–протонной реакции ($Z_i = Z_k = 1$) в центре сегодняшнего Солнца ($T_6 = 15$, $\rho = 150$ г/см³) мы имеем $E_0 \approx 4.3$ кэВ (см. с. 282) и $\zeta \approx 1$, так что $r_D/r_0 \approx 84$, и условие применимости проведенных рассуждений выполнено. Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ при $T_6 = 20$ и $\rho = 100$ г/см³ мы имеем $E_0 \approx 36$ кэВ, и $r_D/r_0 \approx 70$, так что и здесь все в порядке. Фактически критерий (2.88) выполняется для энерговыделяющих областей всех звезд ГП (кроме наименее массивных).

Нам осталось обсудить вопрос о реальной величине поправки на электронное экранирование. Мы имеем

$$\frac{E_D}{kT} = \frac{e^2 Z_i Z_k}{r_D kT} = 0.188 Z_i Z_k \left(\frac{\zeta \rho}{T_6^3}\right)^{1/2}. \quad (2.90)$$

Для протон–протонной реакции в центре Солнца это дает $\sim 4\%$, так что $\exp(E_D/kT) \approx 1.04$. Электронное экранирование увеличивает скорость протон–протонной реакции всего на $\sim 4\%$. Для реакции $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ при $T_6 = 20$ и $\rho = 100 \text{ г}/\text{см}^3$ увеличение ее скорости за счет дебаевского экранирования несколько больше, $\sim 15\%$ (проверьте!).

3. РЕЗОНАНСНЫЕ ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

3.1. Введение

На Рис. V.2.1 (см. с. 268), иллюстрирующем прохождение частиц через отталкивающий кулоновский барьер, отсутствует одна очень важная деталь. Ядро, подобно атому, имеет дискретные уровни энергии (Рис. V.3.1). Они лежат как в области отрицательных, так и положительных энергий. Последние соответствуют квазистационарным состояниям ядра, и именно они будут нас интересовать. Если энергия налетающей частицы совпадает с энергией какого-то уровня ядра, как это изображено на Рис. V.3.1, или очень близка к ней, то ситуация существенно отличается от рассматривавшейся до сих пор. Говорят, что в этом случае мы имеем дело с *резонансной реакцией*. Сечение реакции при резонансной энергии имеет максимум. Так, для реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$, как видно из Рис. V.2.2 (с. 270), есть резонанс с энергией 460 кэВ, причем он довольно широкий. Ширина резонанса обозначается Γ . Она измеряется в электрон-вольтах по величине, половинной от максимума сечения (в центре резонанса). Ширина резонанса связана со временем жизни ядра τ на рассматриваемом уровне обычным выражением, вытекающим из соотношения неопределенностей $\Delta E \Delta t \sim \hbar$, именно $\Gamma = \hbar/\tau$.

По определению, резонанс считается изолированным, если его ширина существенно меньше расстояния до другого (ближайшего по энергии) резонанса. Если возбужденное ядро может в принципе испустить заряженную частицу, скажем, альфа-частицу, то ширина кулоновского барьера, который этой частице надо преодолеть, чтобы вылететь из ядра, тем меньше, чем больше энергия уровня. Поэтому время жизни ядра на таком уровне тем меньше, а тем самым он тем шире, чем больше энергия возбуждения уровня. Начиная с энергий порядка 50 МэВ говорить об отдельных изолированных уровнях ядра уже не приходится — ширины уровней возрастают настолько, что они перекрываются, образуя квазиконтинуум.

Ядерные уровни, имеющие небольшую положительную энергию, являются узкими. Однако сечение в резонансах зачастую оказывается настолько велико, что они дают главный вклад в скорость протекания термоядерных реакций в звездах.

Причина, по которой расчет скоростей резонансных реакций существенно отличается от подробно рассматривавшегося до сих пор расчета скоростей нерезонансных реакций, состоит в следующем. Вблизи изолированного резонанса сечение, а вместе с ним и S-фактор имеет высокий узкий максимум. Поэтому если резонанс расположен в пределах „гамовского колокольчика“, то

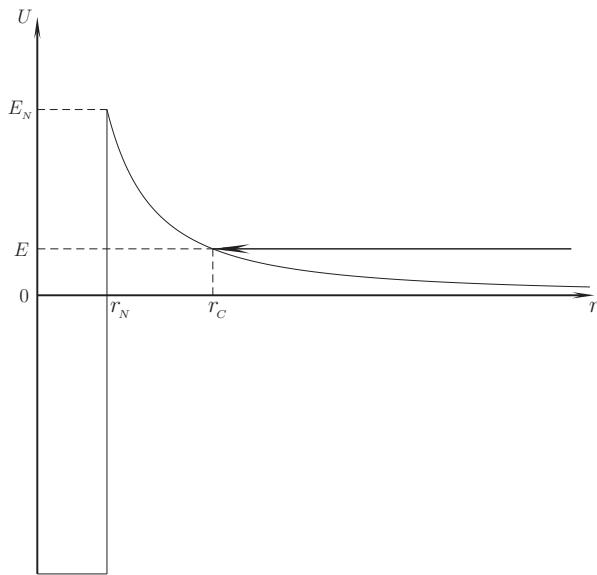


Рис. V.3.1:

Ядро, как и атом, имеет дискретные квазистационарные энергетические уровни. Если энергия налетающей частицы совпадает с энергией какого-либо из уровней, как это изображено на рисунке, то происходит резонансная реакция.

при оценке интеграла для $\langle \sigma v \rangle$, определяющего скорость реакции (формула (2.33, с. 276),

$$\langle \sigma v \rangle = \left(\frac{8}{\pi M} \right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int_0^\infty S(E) \exp \left(-\frac{E}{kT} - \sqrt{\frac{E_G}{E}} \right) dE, \quad (3.1)$$

где

$$E_G = \frac{M}{2} \left(\frac{2\pi e^2 Z_i Z_k}{\hbar} \right)^2, \quad (3.2)$$

считать S-фактор постоянным и выносить его из-под интеграла нельзя. Здесь необходим другой подход, к изложению которого мы вскоре и перейдем.

3.2. Боровская картина протекания ядерных реакций

Согласно Н. Бору, можно считать, что при энергиях $E \leq 50$ МэВ, что с большим запасом выполняется при термоядерных реакциях в звездах, реакции между заряженными ядрами $a + X \rightarrow Y + b$ происходят в два этапа. На первом этапе в результате взаимодействия $a + X$ образуется так называемое составное, или *компаунд-ядро* C^* в возбужденном состоянии: $a + X \rightarrow C^*$. Время жизни составного ядра существенно больше так называемого ядерного времени $t_1 \sim 10^{-21}$ с, то есть времени, за которое частица, движущаяся со скоростью $v \sim 0.1c$, пролетела бы сквозь ядро. Если длина свободного пробега частицы a в ядре X мала по сравнению с размером этого ядра, то энергии частиц a и X под действием ядерных сил успевают перераспределиться между всеми нуклонами составного ядра. Образно говоря, компаунд-ядро полностью забывает, как из чего оно сформировалось. (Для тех, кто знаком с теорией многократного рассеяния фотонов спектральных линий в разреженном газе: концепция компаунд-ядра — это ядерный аналог приближения полного перераспределения по частотам при рассеянии). Очевидно, что необходимое условие образования составного ядра состоит в том, что энергия, привнесенная налетающей частицей в расчете на один нуклон в возникшем составном ядре, должна быть мала по сравнению с удельной энергией связи нуклона в этом ядре. Пусть E — относительная кинетическая энергия сталкивающихся частиц, \mathcal{E} — энергия связи на нуклон в составном ядре с массовым числом A . Критерий применимости боровской модели имеет вид $E \ll (A - 1)\mathcal{E}$. Так, для реакции $^{12}\text{C} + \alpha$ мы имеем $A = 12$ и $\mathcal{E} \sim 7$ МэВ, так что $E \ll 80$ МэВ.

На втором этапе происходит распад компаунд-ядра, что может осуществляться различными путями, или, как говорят, происходить по разным каналам:

$$C^* \rightarrow \begin{cases} X + a & (\text{упругое рассеяние}) \\ X^* + a & (\text{неупругое рассеяние}) \\ Y + b & (\text{излучение частицы}) \\ C + \gamma & (\text{радиационный распад}) \end{cases}$$

У изолированного возбужденного атома есть единственный доступный ему способ перехода вниз — испускание фотона. Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, имеет гораздо больше возможностей. Во-первых, возбуждение может быть снято за счет неупругого рассеяния (вторая строка в приведенной только что схеме распада). В итоге налетающая частица a отдает часть своей кинетической энергии на возбуждение ядра X . Если энергия возбуждения ядра C^* достаточно велика, могут испускаться различные частицы — нейтроны n (для них вылет из ядра не требует преодоления кулоновского барьера, поэтому вероятность их испускания наибольшая), протоны p , альфа-частицы α , может произойти и деление ядра. Если энергия возбуждения ядра C^* недостаточна

для испускания, скажем, альфа-частицы, то этот канал распада заперт. Все эти процессы происходят за счет сильного взаимодействия.

Если энергия возбуждения ядра недостаточна для испускания каких бы то ни было тяжелых частиц, возбуждение может сниматься путем испускания гамма-кванта. Последнее происходит за счет электромагнитного взаимодействия. Так как оно гораздо слабее, чем сильное ядерное взаимодействие, испускание гамма-кванта после захвата ядром тяжелой частицы занимает сравнительно много времени, и такие уровни оказываются очень узкими (от $\sim 10^{-3}$ эВ до ~ 0.1 эВ). Испускание гамма-кванта также является единственной возможностью перехода вниз для возбужденного ядра, находящегося на уровне с отрицательной энергией. Укажем, что глубина потенциальной ямы ядер составляет десятки МэВ.

Каждому из каналов распада компаунд-ядра отвечает свое характерное время жизни ядра на исходном уровне и соответствующий ему вклад в полное время жизни, а тем самым и в ширину уровня. Таким образом, i -му каналу распада отвечает своя ширина Γ_i — так называемая *парциальная ширина*. Полная ширина уровня Γ равна сумме всех парциальных ширин. Так, если единственные два возможных канала распада компаунд-ядра — это испускание протона или гамма-кванта, то $\Gamma = \Gamma_p + \Gamma_\gamma$.

До сих пор речь шла только об энергетике реакций. На самом деле в ходе реакций должны также выполняться законы сохранения углового момента и четности. Подробнее об этом мы говорить здесь не будем.

Заметим, что существуют реакции, к которым модель компаунд-ядра неприменима. Во-первых, это реакции β^\pm -распада, происходящие за счет слабого ядерного взаимодействия. Во-вторых, это процессы фоторасщепления ядер, при которых ядро поглощает γ -квант, расщепляющий ядро, точнее „выбивающий из него”, скажем, альфа-частицу. Ясно, что гамма-квант, порождающий этот процесс, должен обладать достаточной энергией, чтобы это могло произойти. Процессы фоторасщепления тяжелых ядер играют важную роль на поздних этапах эволюции массивных звезд. В них развиваются столь высокие температуры, что в хвосте теплового планковского распределения появляются фотоны или лучше сказать гамма-кванты, достаточно энергичные, чтобы вызвать фоторасщепление ядер. В частности, фоторасщепление ядер железа ^{56}Fe в конце эволюции массивных звезд ведет к потере их устойчивости и служит одной из причин взрыва сверхновых.

3.3. Формула Брейта–Вигнера

Пусть $a + X \rightarrow Y + b$ — резонансная реакция, причем мы имеем дело с изолированным уровнем. Здесь a — налетающая на ядро X заряженная частица, b — частица или гамма-квант, испускаемые компаунд-ядром, возникающим при реакции $a + X$. Зависимость сечения реакции $a + X \rightarrow Y + b$

от энергии дается *формулой Брейта–Вигнера*

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (3.3)$$

Здесь λ — де-бройлевская длина волны: $\lambda = \hbar/(Mv) = \hbar/\sqrt{2ME}$, так что $\lambda^2 \propto 1/E$. Далее, $M = M_a M_X / (M_a + M_X)$ — приведенная масса, E_r — энергия уровня, $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$ — полная ширина уровня компаунд-ядра C^* , равная сумме парциальных ширин Γ_a и Γ_b , наконец, ω — статистический множитель, определяемый спинами частиц:

$$\omega = \frac{2J + 1}{(2J_a + 1)(2J_b + 1)}, \quad (3.4)$$

где J — угловой момент резонанса, а J_a и J_b — спины частиц a и b .

Как следует из формулы Брейта–Вигнера, при $E = E_r \pm \Gamma/2$ сечение становится вдвое меньше, чем в пике резонанса, так что, согласно данному ранее определению, Γ — это ширина резонанса. Напомним, что резонанс считается изолированным, если его ширина Γ много меньше расстояния до ближайших к нему резонансов (с энергиями как большей, так и меньшей E_r).

Максимальное сечение в резонансе достигается при $E = E_r$ и составляет

$$\sigma(E_r) = 4\pi \lambda^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma^2}. \quad (3.5)$$

Наибольшее возможное сечение в резонансе (при $\Gamma_a = \Gamma_b$) равно, с точностью до статистического множителя ω , квантовомеханическому геометрическому попеченному сечению частицы:

$$\sigma_{\max}(E_r) = \omega \pi \lambda^2. \quad (3.6)$$

Оно не зависит от ширины резонанса. В случае, когда частица, вылетающая из компаунд-ядра, совпадает с налетающей, говорят, что произошло резонансное рассеяние. Его сечение при $E = E_r$, то есть в центре резонанса, очевидно, дается последней формулой.

Заметим, наконец, что

$$\int_0^\infty \sigma(E) dE = 2\pi^2 \lambda^2(E_r) \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}. \quad (3.7)$$

Эта формула легко получается из (3.3) в предположении, что резонанс узкий и потому λ и Γ_a можно вынести из-под интеграла, положив в них $E = E_r$.

Формула (3.3) относится к случаю лобового столкновения частиц a и X , когда угловой момент l равен нулю (s -волне). При термоядерных реакциях в

звездах это практически всегда так и есть. Для реакций с $l \neq 0$ в правой части формулы Брейта–Вигнера добавляется множитель $(2l + 1)$.

3.4. Скорости резонансных реакций

Изолированные уровни низкой энергии, с которыми чаще всего приходится иметь дело при термоядерных реакциях в звездах, являются очень узкими, с ширинами ~ 1 эв и даже на порядок – два меньшие. Причина в том, что испускание заряженных частиц требует преодоления ими высокого кулоновского барьера (разумеется, за счет туннельного эффекта), и соответствующая парциальная ширина оказывается поэтому очень малой. Что же касается излучения гамма-квантов, то оно проходит со сравнительно малой вероятностью, так как электромагнитное взаимодействие, ответственное за их рождение, гораздо слабее сильного ядерного взаимодействия, ответственного за испускание массивных частиц.

Комбинируя определение S -фактора (формула (2.12), с. 271)

$$S(E) = \sigma(E) E \exp\left(\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) \quad (3.8)$$

с формулой Брейта–Вигнера (3.3), получаем

$$S(E) = \frac{\pi}{2M} \hbar^2 \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2} \exp\left(\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right). \quad (3.9)$$

Если энергия резонанса E_r лежит в пределах гамовского максимума $E_0 \pm \Delta/2$, то основной вклад в скорость протекания такой реакции дает узкая область энергий вблизи E_r . Так как интересующие нас резонансы являются узкими, то в пределах резонанса зависимостью от E множителя λ , парциальной ширины Γ_a и Больцмановского фактора $\exp\{-E/(kT)\}$ можно пренебречь и вынести их из-под знака интеграла, получающегося при подстановке (3.9) в (3.1). В результате находим, что

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\hbar^2}{2\pi} \left(\frac{2\pi}{MkT} \right)^{3/2} \omega \Gamma_a \Gamma_b \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right) \int_0^\infty \frac{dE}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (3.10)$$

Входящий сюда интеграл подстановкой $E - E_r = (\Gamma/2)x$ приводится к табличному (появляющийся нижний предел $-2E_r/\Gamma$ ввиду малости Γ по сравнению с E_r можно заменить на $-\infty$). В итоге получаем следующее окончательное выражение для $\langle \sigma v \rangle$:

$$\langle \sigma v \rangle = \hbar^2 \left(\frac{2\pi}{MkT} \right)^{3/2} \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right), \quad (3.11)$$

или в числах

$$\langle \sigma v \rangle = 8.10 \cdot 10^{-12} \frac{\omega}{(AT_6)^{3/2}} \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma} \exp\left(-11.61 \frac{E_r}{T_6}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}, \quad (3.12)$$

где $A = A_a A_x / (A_a + A_x)$ — приведенное массовое число, ширины Γ и энергия резонанса E_r выражены в кэВ, наконец, T_6 — как всегда, температура в миллионах кельвинов.

Согласно (3.11), показатель ν степенной аппроксимации зависимости скорости резонансной реакции $R_{ax} = (N_a N_x)^* \langle \sigma v \rangle$ от температуры $(T/T_0)^\nu$ в окрестности T_0 имеет вид

$$\nu = 1.16 \cdot 10^7 \frac{E_r}{T_0} - \frac{3}{2}. \quad (3.13)$$

Он определяется только энергией резонанса и не зависит ни от масс реагирующих частиц, ни от значений парциальных ширин Γ_a и Γ_b . Чтобы избежать громоздкого и малопонятного обозначения $(T_0)_6$, в последней формуле, в отличие от (3.12), температура выражена в кельвинах, а не в 10^6 К (а E_r — по прежнему в кэВ).

Заметим, что приближения, которые мы использовали при получении (3.11), эквивалентны представлению зависимости $\sigma(E)$ (а следовательно и $S(E)$) в виде произведения дельта-функции $\delta(E - E_r)$ на множитель, зависящий от E_r :

$$\sigma(E) = \left(2\pi^2 \lambda^2(E_r) \omega \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{\Gamma}\right) \delta(E - E_r) = \left(\int_0^\infty \sigma(E) dE\right) \delta(E - E_r). \quad (3.14)$$

Неудивительно, что полученное нами окончательное выражение (3.11) для $\langle \sigma v \rangle$, а потому и для скорости протекания реакции $R_{ax} = (N_a N_x)^* \langle \sigma v \rangle$, совершенно не похоже на то, что мы имели для нерезонансных реакций (формулы (2.51) и (2.52), с. 280 и 281). На первый взгляд кажется странным — раз налетающая частица заряженная (скажем, протон в резонансной реакции (p, γ)), то в выражении для $\langle \sigma v \rangle$ должен быть множитель, учитывающий вероятность подбарьерного проникновения этой частицы в ядро, а его не видно. На самом деле он есть, но „спрятан“ в Γ_a (см. ниже).

Рассмотрим два важных частных случая формулы (3.11). Первый случай — это $\Gamma_b \gg \Gamma_a$. Множитель $\Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$ тогда практически равен Γ_a , зависимости от Γ_b фактически нет. Это означает, что скорость протекания реакции определяется скоростью образования резонансного состояния. Очевидно, что она пропорциональна вероятности $\exp(-\sqrt{E_C/E_r})$ туннельного проникновения в ядро налетающей заряженной частицы, имеющей энергию E_r . Коэффициент пропорциональности определяется параметрами ядра, с которым происходит взаимодействие — его радиусом и структурой. Скорость протекания реакции имеет

поэтому вид

$$R_{ax} \propto (N_a N_x)^* T^{-3/2} \exp\{-F(E_r)\}, \quad (3.15)$$

где

$$F(E) = \frac{E}{kT} + \sqrt{\frac{E_G}{E}}. \quad (3.16)$$

При расчете скорости нерезонансной реакции множитель $\exp\{-F(E)\}$ стоял под знаком интеграла, а медленно меняющийся S -фактор выносился из-под интеграла (см. формулы (2.33) — (2.35), с. 276 и 277). Если же реакция резонансная и резонанс узкий, то зависимость S -фактора от энергии аппроксимируется дельта-функцией $\delta(E - E_r)$ и потому вместо интеграла от $\exp\{-F(E)\}$ в выражении для скорости реакции появляется множитель $\exp\{-F(E_r)\}$. Этот множитель, как мы знаем, имеет максимум при $E_r = E_0$ (см. рис. V.2.4, с. 278) и поэтому сечение резонансной реакции при $\Gamma_b \gg \Gamma_a$ тем больше, чем E_r ближе к энергии гамовского максимума E_0 .

В числах выражение для скорости протекания резонансной реакции в том случае, когда $\Gamma_b \gg \Gamma_a$, имеет вид

$$R_{ax} = (N_a N_x)^* 2.0 \cdot 10^{-7} \left(\frac{Z_a Z_x}{R^3} \right)^{1/2} \left(\frac{\theta}{A} \right)^2 T_6^{-3/2} \exp\{-F(E_r)\}. \quad (3.17)$$

Здесь R — радиус ядра в ферми ($R = 1.44 A^{1/3}$ фм), θ — безразмерный множитель, определяемый структурой ядра (так называемая безразмерная приведенная ширина). Значения θ^2 заключены между 1 и $\sim 10^{-2}$. Они находятся экспериментально (а для простейших моделей ядерного потенциала могут быть и рассчитаны).

Второй частный случай, который мы рассмотрим, это резонансное рассеяние, то есть процесс $a + X \rightarrow C^* \rightarrow X + a$. Учитывая, что $\Gamma_a = \hbar/\tau_a$, выражение для скорости этой реакции, следующее из (3.11), при $a \neq X$ принимает вид (относительно случая $a = X$ см. Упр. 2°, с. 394)

$$R_{ax} = \frac{1}{\tau_a} N_a N_x \omega \frac{h^3}{(2\pi M kT)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E_r}{kT}\right). \quad (3.18)$$

Казалось бы, в правой части здесь еще должен быть множитель $1/2$, так как $\Gamma_a \Gamma_b / \Gamma$ при $\Gamma_a = \Gamma_b$ дает $\Gamma_a/2$, а не просто Γ_a . Однако эта $1/2$ сокращается с дополнительным множителем 2, появляющимся в рассматриваемом случае из-за того, что при упругом рассеянии, с которым мы имеем здесь дело, процесс испускания частицы a неотличим от реакции, при которой испускается ядромишень X .

Обозначим, далее, через N_{C^*} равновесную концентрацию компаунд-ядер C^* , возникающих при реакции $a + X \rightarrow C^*$. Она определяется равенством скорости их синтеза, даваемого (3.18), и скорости распада

$$R_{ax} = \frac{N_{C^*}}{\tau_a}. \quad (3.19)$$

Из двух последних формул следует, что

$$\frac{N_a N_x}{N_{C^*}} = \frac{(2\pi M kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{E_r}{kT}\right). \quad (3.20)$$

В этой формуле читатель, надеюсь, опознаёт ионизационную формулу Саха, точнее, ядерный ее аналог. Связанным состоянием — аналогом ионизуемого атома — здесь является компаунд-ядро C^* , а a и X — аналоги соответственно электрона и иона. В отличие от процесса рекомбинации, при создании связанного состояния — компаунд-ядра C^* — энергия не выделяется, а затрачивается. Поэтому в показателе экспоненты вместо $-\chi/kT$, где χ — энергия ионизации, стоит $+E_r/kT$, где E_r — энергия резонанса.

Формула (3.20) является ключевой при рассмотрении так называемого Зα-процесса горения гелия (с. 384 — 386).

Глава VI

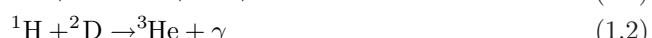
ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА. I

1. ПРОТОН–ПРОТОННЫЕ ЦЕПОЧКИ

1.1. Цепочка pp I

Мы приступаем к обсуждению горения водорода в звездах с превращением его в гелий с рассмотрения цепочек реакций, начинающихся с протон–протонной реакции. Всего этих цепочек три — pp I, pp II и pp III. Начнем с первой из них. Для нас, живущих в Солнечной системе, она является важнейшей.

Дело в том, что большая часть водорода в звездах ГП с массами до $\sim 1.2 M_{\odot}$, в том числе и на Солнце, превращается в гелий именно по цепочке pp I:



Первые две реакции проходят два раза, вырабатывая два ядра ${}^3\text{He}$, после чего, если температура достаточно высока, становится возможна третья реакция, в которой эти ядра ${}^3\text{He}$ реагируют между собой. На Солнце по цепочке pp I в настоящее время синтезируется $\sim 84\%$ ядер ${}^4\text{He}$.

Ключевой момент цепочки pp I — это первая, так называемая *протон–протонная реакция*. Она самая медленная и поэтому ею определяется общий темп выделения энергии. S -фактор этой реакции рекордно мал: $S_0 \sim 4 \cdot 10^{-22}$ кэВ · барн, и измерить его экспериментально невозможно. К счастью, его удается надежно рассчитать теоретически, что, впрочем, требует использования довольно тонкой теории. Однако понять суть того, почему эта реакция столь аномально медленная и получить оценку ее S -фактора можно из простых физических соображений. Но прежде чем переходить к этому, укажем, что очевидный на первый взгляд конкурент протон–протонной реакции — реакция ${}^1\text{H} + {}^4\text{He}$ — невозможна, так как ядра с $A=5$ не существует; реакция же ${}^1\text{H} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu$ несущественна, так как из-за бета–распада протекает крайне медленно, да к тому же содержание ${}^3\text{He}$ чрезвычайно низкое.

Итак, возвращаемся к протон–протонной реакции. Чтобы из двух протонов образовался дейтрон — ядро ${}^2\text{D}$ — протоны должны сблизиться на расстояние порядка размеров дейтрана $\sim 4.2 \cdot 10^{-13}$ см. Энергия связи дейтрана 2.224 МэВ. Ее достаточно, чтобы один из протонов в результате β –распада мог превратиться в нейтрон. Напомним, что масса нейтрона превосходит массу протона на 1.293 МэВ, и в свободном состоянии он испытывает β –распад $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, где $\bar{\nu}$ — антинейтрино. Период полураспада свободного нейтрона составляет 614 с. При столкновении двух протонов обратный β –распад $p \rightarrow n + e^+ + \nu$, превращающий один из протонов в нейтрон, должен успеть произойти за то короткое время, пока сталкивающиеся частицы находятся в

пределах размеров дейтрана. Еще одно существенное обстоятельство состоит в том, что два протона, являющиеся фермионами (спин 1/2), в силу запрета Паули не могут одновременно занимать одну ячейку фазового пространства координат и импульсов. Поэтому спины сталкивающихся протонов, оказавшихся на короткое время рядом, должны быть антипараллельны. Спины же протона и нейтрона в ядре дейтерия параллельны. Поэтому за время тесного сближения не только один из протонов должен успеть превратиться в нейтрон, но и спин его должен измениться на противоположный (это так называемый β -распад типа Гамова – Теллера). Крайне малая вероятность того, что такой β -распад успеет произойти за время тесного сближения протонов – как говорят, на лету – и является основной причиной медленности протон–протонной реакции. Разумеется, свой вклад вносит и необходимость туннельного проникновения сквозь кулоновский барьер, но в этом отношении протон–протонная реакция выделена из других термоядерных реакций тем, что здесь кулоновский барьер самый низкий, поскольку заряды ядер минимальны: $Z_i = Z_k = 1$. „Изобретение“ протон–протонной реакции Х. Бете (рис. VI.1.1) и независимо К. Вейцзекером в 1938 г. явилось важным шагом в понимании источников энергии звезд.

Учитывая нарисованную только что физическую картину протекания протон–протонной реакции, можно использовать следующее известное приближенное выражение для ее сечения:

$$\sigma(E) \approx (4\pi b^2) \left[\sqrt{\frac{E_g}{E}} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_g}{E}}\right) \right] \left(\frac{2b}{v} \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \right). \quad (1.4)$$

Здесь $b = 4.2 \cdot 10^{-13}$ см – радиус дейтрана. Он существенно больше размера протона: дейтран – „рыхлое“ ядро. Первый множитель представляет собой сечение соударения. Стоящий в квадратных скобках второй множитель – это вероятность проникновения сквозь кулоновский потенциальный барьер. Третий множитель дает вероятность превращения протона в нейтрон за счет β -распада за то короткое время сближения $2b/v$, пока частицы находятся в пределах действия сильного взаимодействия, и часть энергии связи дейтрана (2.24 МэВ) может быть израсходована на превращение протона в нейтрон (1.29 МэВ) и рождение позитрона (0.511 МэВ). Поскольку период полураспада нейтрона $t_{1/2} = 614$ с, то при $v \sim 10^8$ см/с время этого тесного сближения чрезвычайно мало, так что третий множитель оказывается $\sim 10^{-23}$. Если учесть, что $v \propto \sqrt{E}$, эту формулу можно представить в стандартной форме

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_g}{E}}\right). \quad (1.5)$$

Значение $\langle\sigma v\rangle$, даваемое приближенной формулой (1.4), отличается от полу-



Рис. VI.1.1:
Ганс Бете (Hans Albrecht Bethe, 1906 – 2005).

Сыграл ключевую роль в создании количественной теории источников энергии звезд. Выдающийся физик–теоретик, принимавший в 1940-х годах участие в работах по созданию первой атомной бомбы. До последних лет своей долгой жизни активно работал в астрофизике, в частности, по теории вспышек сверхновых. В 1967 г. удостоен Нобелевской премии „for his contributions to the theory of nuclear reactions, especially his discoveries concerning the energy production in stars“.

чающегося при точном расчете с учетом различных поправок всего примерно втрое. Поэтому формулой (1.4) вполне можно пользоваться для получения грубых оценок.

Значение S -фактора для протон–протонной реакции $\sim 4 \cdot 10^{-22}$ кэВ · барн. Поэтому эта реакция протекает столь медленно, что измерить в обозримом будущем ее сечение экспериментально на земных установках едва ли удастся. Действительно, при бомбардировке мишени протонами с энергией 0.5 МэВ (в системе центра масс, чему отвечает энергия в пучке в лабораторной системе в 1 МэВ) этому S -фактору соответствует сечение $\sim 8 \cdot 10^{-48}$ см 2 . При таком сечении протонный пучок интенсивностью в 1 А, чему соответствует поток в $\sim 6.3 \cdot 10^{18}$ протонов/с, падающий на плотную мишень, имеющую 10 20 протонов/см 2 , будет вызывать одну pp –реакцию раз в 6 лет!

Таблица VI.1.1:

Параметры реакций цепочки ppI

(Источник: E.G. Adelberger et al., Rev. Mod. Phys., 83, 195 – 245, 2011)

Реакция	$S(0)$, кэВ·барн	$S'(0)$, барн	Q , МэВ
${}^1\text{H} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu$	$(4.01 \pm 0.004) \cdot 10^{-22}$	$(4.49 \pm 0.05) \cdot 10^{-24}$	1.442
${}^1\text{H} + {}^2\text{D} \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	$(2.14^{+0.17}_{-0.16}) \cdot 10^{-4}$	$(5.56^{+0.18}_{-0.20}) \cdot 10^{-6}$	5.493
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2{}^1\text{H}$	$(5.21 \pm 0.027) \cdot 10^3$	-4.9 ± 3.2	12.86

Поучительно также подсчитать сечение протон–протонной реакции при энергии гамовского максимума E_0 . Для центра Солнца $kT \sim 1.5$ кэВ, и $E_0 = 4.3 \cdot 1.5 = 6.45$ кэВ (см. с. 282). Учитывая, что для двух протонов $E_G = 493$ кэВ, из формулы (1.5) после элементарного подсчета находим, что сечение pp -реакции для протонов с энергией гамовского максимума составляет $\sim 10^{-26}$ барна, или 10^{-50} см². Эта величина на $6 \div 7$ порядков меньше сечения взаимодействия нейтрино с веществом ($10^{-43} \div 10^{-44}$ см² при $E_\nu \sim 1$ МэВ), которое обычно рассматривается как рекордно малое. По-видимому, среди измеренных сечений ядерных реакций сечение протон–протонной реакции для условий недр Солнца находится вне конкуренции. Действительно, поскольку температура в центре Солнца известна вполне надежно (хотя бы из измерений потока солнечных нейтрино высокой энергии, см. ниже п. 2.3, в частности, с. 338), сечение протон–протонной реакции можно считать полученным экспериментально на природной установке, именуемой Солнцем.

Широко распространено мнение, что крайне малая скорость протон–протонной реакции обеспечивает Солнцу его долгую жизнь на ГП, $\sim 10^{10}$ лет, а будь pp -реакция в несколько раз более быстрой, примерно во столько же раз сократилось бы и время жизни Солнца на ГП. Это не так. Еще со времен Эддингтона известно, что светимость звезды гораздо более чувствительна к эффективности оттока энергии, чем к темпу ее выделения. Если бы S -фактор протон–протонной реакции был бы в несколько раз больше, температура в области энерговыделения подстроилась бы так, что общее энерговыделение, а потому и время жизни на ГП, изменились бы мало.

Энергия, которая выделяется в результате протон–протонной реакции, составляет 1.442 МэВ (см. Табл. VI.1.1). Она включает энергию покоя (теплового) электрона (0.511 МэВ), аннигилирующего с позитроном, рожденным при pp -реакции. Часть выделившейся энергии безвозвратно теряется для звезды. Ее

уносят нейтрино, для которых Солнце прозрачно. Средняя энергия, уносимая нейтрино в расчете на одну pp -реакцию, составляет 0.265 МэВ. Энергетический спектр нейтрино, рождающихся при pp -реакции, непрерывный, так как выделяющаяся энергия может по-разному делиться между *тремя* возникающими в результате реакции частицами. Максимальная энергия нейтрино составляет 0.420 МэВ и соответствует тому, что дейtron и позитрон имеют нулевую кинетическую энергию. Энергия в 0.420 МэВ равна разности энергии покоя двух протонов и дейтрона + позитрон.

Подробное обсуждение протон–протонной реакции могло создать впечатление, что в цепочке pp она является энергетически наиболее важной. Как следует из данных Табл. VI.1.1 (с. 309), это совсем не так. Основная часть энергии синтеза Не из протонов — будь то ^3He и тем более ^4He — выделяется при второй и третьей реакциях этой цепочки. И тем не менее протон–протонная реакция играет во всем процессе синтеза гелия определяющую роль — будучи самой медленной, она задает темп протекания следующих за ней гораздо более быстрых реакций.

Заканчивая на этом обсуждение протон–протонной реакции и связанных с ней вопросов, приведем для справок следующее из общих формул (2.51) и (2.52) Гл. V (с. 280) выражение для скорости этой реакции, записанное в числах:

$$R_{pp}(T) = 3.27 \cdot 10^{-37} N_p^2 T_6^{-2/3} \exp\left(-\frac{33.81}{T_6^{1/3}}\right) \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (1.6)$$

или, поскольку $N_p = \rho X_H / m_p$,

$$R_{pp}(T) = 1.17 \cdot 10^{11} \rho^2 X_H^2 T_6^{-2/3} \exp\left(-\frac{33.81}{T_6^{1/3}}\right) \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}. \quad (1.7)$$

В частности, в центре современного Солнца ($\rho = 150 \text{ г/см}^3$, $X_H = 0.35$, $T_6 = 15$) скорость протон–протонной реакции равна $\sim 6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$.

В двух последних формулах мы приводим только главные члены, поправочные же множители, учитывающие эффекты, обсуждавшиеся выше в п. V.2.7, опущены. Это соответствует нашей цели — дать понимание физики явлений, а не сводку формул, используемых для реальных расчетов и учитывающих все второстепенные детали.

Помимо протон–протонной реакции, дейтерий может синтезироваться из двух протонов и электрона также путем так называемой *per–реакции*:



Поскольку мы имеем здесь дело с тройным столкновением, вероятность чего мала, да к тому же один из протонов, как и в pp -реакции, должен в момент

столкновения успеть превратиться в нейтрон за счет β -процесса, скорость этой реакции в центре Солнца оказывается очень малой, примерно в 400 раз меньшей скорости pp -реакции. Поэтому ее роль в энергетике пренебрежимо мала. Интерес же к этой реакции был вызван проблемами, возникшими лет 40 назад при регистрации солнечных нейтрино. Энергия нейтрино, испускаемого в $p\bar{p}$ -реакции, равна 1.442 Мэв. Это число появляется так: $1.442 = 0.420 + 2 \cdot 0.511$ (поймите, в чем здесь дело). Нейтрино от $p\bar{p}$ -реакции, в отличие от нейтрино, рождающихся при pp -реакции, являются моноэнергетическими (поймите, почему). Главное же для проблемы регистрации нейтрино от Солнца состоит в том, что энергия $p\bar{p}$ -нейтрино заметно превышает максимальную энергию нейтрино от pp -реакции (0.420 МэВ). Поэтому эти нейтрино регистрировались первым солнечным нейтринным детектором, тогда как к нейтрино от pp -реакции этот детектор был „слеп”. Подробнее об этом пойдет речь в п. 2.3.

Вторая реакция цепочки ppI , $^1H(d, \gamma)^3He$, является „обычной”, она протекает за счет электромагнитного (испускается γ -квант), а не слабого ядерного взаимодействия, как pp -реакция. Поэтому S -фактор этой реакции на 18 порядков (!) больше, чем для „аномальной” pp -реакции (см. Табл. VI.1.1). Заметим, что с реакцией $^1H(d, \gamma)^3He$ конкурируют и другие реакции, например $^2D+^2D$, $^2D+^4He$, но из-за крайне низкого содержаниядейтерия по сравнению с 1H (см. ниже) их роль пренебрежимо мала.

Дейтерий синтезируется медленно, а выгорает быстро. Отношение соответствующих времен составляет, как мы сейчас увидим, ~ 18 порядков. Поэтому содержание дейтерия можно в каждый данный момент считать равновесным, определяемым условием $R_{pp} = R_{pd}$. Если в первом приближении пренебречь небольшим различием для pp - и pd -реакций в значениях параметра τ , даваемого формулой (2.52) Гл. V (см. с. 280), то будем иметь

$$\frac{R_{pp}}{R_{pd}} \approx \frac{H}{D} \frac{S_0^{pp}}{2S_0^{pd}}, \quad (1.9)$$

откуда $D/H \sim 10^{-18}$. Здесь множитель $1/2$ учитывает фактор $(1 + \delta_{ik})^{-1}$ для протон–протонной реакции, а через H и D (наклонный шрифт!) для краткости обозначены концентрации ядер водорода и дейтерия, соответственно. Более аккуратный расчет с использованием (2.51) показывает, что при $T_6 = 15$

$$\frac{D}{H} = \frac{\mathcal{M}_{pd}}{\mathcal{M}_{pp}} \left(\frac{\tau_{pp}}{\tau_{pd}} \right)^2 \exp(-\tau_{pp} + \tau_{pd}) \frac{S_0^{pp}}{2S_0^{pd}} \sim 3.5 \cdot 10^{-18}. \quad (1.10)$$

Мы видим, что скорость выгорания дейтерия действительно на 18 порядков превосходит скорость его синтеза за счет протон–протонной реакции и потому в центре Солнца составляет секунды.

Зависимость отношения содержаний D/H от температуры сравнительно слабая. Так, предлагаем читателю убедиться самостоятельно, что в окрестности $T_6 = 15$ с ростом температуры содержаниедейтерия убывает, именно,

$$\left(\frac{D}{H}\right)\Big|_{T_6} \Bigg/ \left(\frac{D}{H}\right)\Big|_{15} \approx \left(\frac{T_6}{15}\right)^{(\tau_{pp}-\tau_{pd})/3} = \left(\frac{T_6}{15}\right)^{-0.46}. \quad (1.11)$$

Аккуратное рассмотрение кинетики нуклеосинтезадейтерия составляет предмет Упр. 3° (с. 344).

Причина крайне низкого содержаниядейтерия в недрах Солнца и всех вообще звезд очевидна. Кулоновский барьер для pd -реакции минимальный — такой же, как и для pp -реакции, — а S -фактор обычный. Поэтому при нагревании газа протозвезды в ходе ее кельвиновского сжатия первым выгораетдейтерий. Это самая низкотемпературная из всех термоядерных реакций в звездах. Она идет даже в бурых карликах (чем они и отличаются от массивных газовых планет, где никакие термоядерные реакции невозможны по определению).

На Земле, в Солнечной системе и в межзвездной среде содержаниедейтерия гораздо выше, чем в недрах звезд: $D/H \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$. Считается, что этотдейтерий является продуктом первичного нуклеосинтеза при Большом Взрыве. Его содержание служит важным количественным параметром в теории космологического нуклеосинтеза. Мы же отметим тот любопытный, хотя обычно и не осознаваемый факт, что самыми древними из всех имеющихся у нас на Земле атомов являются атомыдейтерия. Водород и гелий тоже по большей части имеют космологическое происхождение, но к ним примешана заметная доля атомов, синтезированных в недрах звезд гораздо позже.

Последнее замечание. Низкая температура, при которой происходит выгораниедейтерия (и лития, см. с. 320) позволило использоватьдейтерид лития в качестве основной „взрывчатки“ водородных бомб.

1.2. Нуклеосинтез ^3He и энергетика цепочки ppI

Обратимся теперь к важному вопросу о кинетике нуклеосинтеза ^3He . Главный вывод, который будет иметь существенное значение, в частности, при более аккуратном рассмотрении горения водорода в недрах Солнца одновременно во всех трех pp -цепочках, состоит в том, что с ростом температуры равновесное содержание ^3He должно убывать. Это утверждение почти очевидно: температурный показатель протон-протонной реакции ν_{pp} , определяющий скорость синтеза ^3He (точнее, ее зависимость от температуры), при $T_6 = 15$ равен 3.9 (см. Таблицу на с. 283). Для реакции же горения ^3He на самом себе, завершающей цепочку ppI , как легко рассчитать по формулам Гл. V (2.59) (с. 283) и (2.52) (с. 281), при $T_6 = 15$ мы имеем $\nu_{33} = 15.9$ (проверьте!). В итоге увеличение скорости синтеза ^3He с

ростом температуры с лихвой перекрывается еще большим увеличением скорости его выгорания. Легко сообразить, что равновесное содержание ${}^3\text{He}$ в окрестности температуры $T_6 = 15$ будет убывать с T как $T^{\nu_{33} - \nu_{pp}} \approx T^{12}$.

После этого предварительного замечания переходим к аккуратному количественному рассмотрению. Изменение со временем содержания ${}^3\text{He}$ описывается следующим очевидным уравнением:

$$\frac{d({}^3\text{He})}{dt} = R_{pd} - 2R_{33}. \quad (1.12)$$

Первый член справа дает число ядер ${}^3\text{He}$, синтезируемых в единицу времени в единице объема за счет реакции ${}^1\text{H}(d, \gamma) {}^3\text{He}$, второй член описывает убыль этих ядер в реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$. Множитель 2 во втором члене учитывает тот факт, что при этой реакции гибнут два ядра ${}^3\text{He}$.

Используя обозначения (2.53) Гл. V, последнюю формулу можно записать в виде

$$\frac{d({}^3\text{He})}{dt} = \lambda_{pd} H D - \lambda_{33} ({}^3\text{He})^2, \quad (1.13)$$

где символы H , D и ${}^3\text{He}$ (наклонный шрифт!) означают концентрации соответствующих ядер. Концентрациюдейтерия всегда можно считать равновесной. Она определяется очевидным уравнением

$$\frac{\lambda_{pp}}{2} H^2 = \lambda_{pd} D H, \quad (1.14)$$

откуда

$$D = \frac{\lambda_{pp}}{2\lambda_{pd}} H. \quad (1.15)$$

Последняя формула позволяет нам переписать (1.13) в виде

$$\frac{d({}^3\text{He})}{dt} = \frac{\lambda_{pp}}{2} H^2 - \lambda_{33} ({}^3\text{He})^2. \quad (1.16)$$

Это уравнение ясно показывает, что каково бы ни было начальное содержание ${}^3\text{He}$, в конце концов будет достигнут равновесный режим, при котором правая часть обратится в нуль. Действительно, если первоначально второй член справа был больше первого, то вся правая часть отрицательна, и поэтому концентрация ${}^3\text{He}$ будет убывать до тех пор, пока правая часть не обратится в нуль. Если, наоборот, начальная концентрация ${}^3\text{He}$ была низкой, так что правая часть была положительной, то содержание ${}^3\text{He}$ будет со временем возрастать, пока правая часть не станет равна нулю. Равновесная концентрация ${}^3\text{He}$ определяется поэтому условием

$$\frac{\lambda_{pp}}{2} H^2 = \lambda_{33} ({}^3\text{He})_e^2, \quad (1.17)$$

откуда

$$\left(\frac{^3He}{H}\right)_e = \left(\frac{\lambda_{pp}}{2\lambda_{33}}\right)^{1/2}. \quad (1.18)$$

Здесь нижний индекс e означает равновесие.

В нашем рассмотрении мы неявно предполагали, что температура постоянна и не очень высока, так что оттока ядер ${}^3\text{He}$ в цепочки pp II и pp III нет. Предполагалось также, что содержание водорода не меняется со временем.

Теперь перед нами два вопроса: во-первых, чему равно равновесное отношение ${}^3\text{He}/H$ и как оно меняется с температурой и, во-вторых, сколько времени требуется для достижения равновесия. Последнее, очевидно, также зависит от температуры.

Для ответа на первый вопрос перепишем последнее выражение, воспользовавшись формулами (2.53) и (2.51) – (2.52) Гл. V, в виде

$$\left(\frac{^3He}{H}\right)_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\mathcal{M}_{33}}{4\mathcal{M}_{pp}}\right)^{1/6} \left(\frac{S_0^{pp}}{S_0^{33}}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{\tau_{pp} - \tau_{33}}{2}\right), \quad (1.19)$$

или в числах

$$\left(\frac{^3He}{H}\right)_e = 1.86 \cdot 10^{-13 + 19.32 T_6^{-1/3}}. \quad (1.20)$$

В частности, при $T_6 = 15$ (центр Солнца) имеем отсюда ${}^3\text{He}/H = 1.3 \cdot 10^{-5}$. В приводимой ниже таблице даны значения равновесного отношения ${}^3\text{He}/H$ для ряда характерных температур. Они получены в предположении, что действует одна только цепочка pp I. При $T_6 \gtrsim 15$ это не так, и за счет дополнительного выгорания ${}^3\text{He}$ в цепочках pp II и pp III его содержание будет в действительности ниже приводимых в таблице значений (см. следующий пункт).

T_6	5	8	10	15
${}^3\text{He}/H$	$3.7 \cdot 10^{-2}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
T_6	20	25	30	40
${}^3\text{He}/H$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$7.8 \cdot 10^{-7}$	$3.2 \cdot 10^{-7}$	$8.5 \cdot 10^{-8}$

Высокое равновесное содержание ${}^3\text{He}$ при низких температурах заставляет думать, что время достижения равновесия в этом случае должно быть большим. Впрочем, оно велико даже и для Солнца. Обозначив $W = {}^3\text{He}/H$, можем переписать уравнение (1.16) в виде

$$\frac{dW}{dt} = \lambda_{33} H (W_e^2 - W^2), \quad (1.21)$$

где W_e – равновесное значение W . Решение последнего уравнения при начальном условии $W(0) = 0$, как можно показать (см. Упр. 4°, с. 344), имеет вид

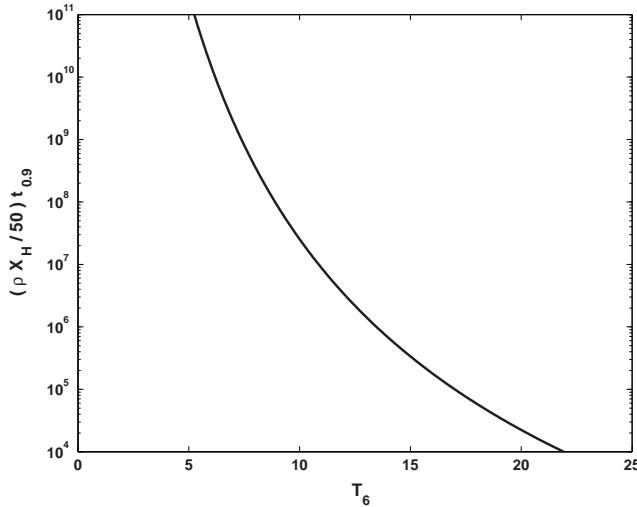


Рис. VI.1.2:

Время $t_{0.9}$, по истечении которого содержание ${}^3\text{He}$ достигает 90% от равновесного. По оси ординат отложена величина $(\rho X_H / 50) t_{0.9}$ в годах.

$$W = W_e \operatorname{th}(\lambda_{33} H W_e t) = W_e \operatorname{th}\left(\frac{t}{\tau_3(3)}\right), \quad (1.22)$$

где $\tau_3(3)$ есть время выгорания ${}^3\text{He}$ на самом себе по достижении последним равновесного содержания:

$$\tau_3(3) = \frac{1}{\lambda_{33}({}^3\text{He})_e}. \quad (1.23)$$

Хотя формула (1.22) содержит в себе всю информацию о времени достижения равновесного содержания ${}^3\text{He}$, она не позволяет наглядно увидеть, за какое время происходит приближение к равновесному режиму при разных температурах. Небольшое преобразование меняет положение радикально. Обозначим через t_f время, по истечении которого содержание ${}^3\text{He}$ составляет долю f от равновесного:

$$t_f = \tau_3(3) \operatorname{Arth} f \equiv \tau_3(3) \frac{1}{2} \ln \frac{1+f}{1-f}. \quad (1.24)$$

Пользуясь (1.23) и (1.18), можем переписать последнюю формулу в виде

$$t_f = \frac{1}{H (2\lambda_{pp} \lambda_{33})^{1/2}} \ln \frac{1+f}{1-f}. \quad (1.25)$$

На рис. VI.1.2 приведен график зависимости величины $(\rho X_H/50) t_{0.9}$ от температуры. При $T_6 < 8$ время достижения равновесной концентрации ${}^3\text{He}$ превышает 10^9 лет (при $\rho = 100 \text{ г}/\text{см}^3$ и весовой доле водорода $X_H = 0.5$). При $T_6 = 5$ оно превышает возраст Вселенной! И даже при температуре центра Солнца концентрация ${}^3\text{He}$ достигает 90% от равновесной лишь спустя $\sim 10^6$ лет.

Зависимость от f совсем проста и отделена от зависимости от температуры. Так, элементарный подсчет показывает, что время $t_{0.99}$ лишь в 1.8 раз больше времени $t_{0.9}$, значение же $t_{0.999}$ лишь в 1.4 раза больше $t_{0.99}$. Согласитесь, это кажется неожиданным.

Вопрос о том, является ли содержание ${}^3\text{He}$ равновесным, играет существенную роль при расчете энерговыделения в цепочке ppI. Если содержание ${}^3\text{He}$ гораздо ниже равновесного, то последняя реакция цепочки ppI фактически „отключена”, и выделение энергии в расчете на одну pp-реакцию существенно (почти вдвое) ниже, чем по полной цепочке ppI (см. Табл. VI.1.1, с. 309).

Обозначим через ε_i скорость выделения энергии (в расчете на 1 г) по полной цепочке ppI, когда содержание ${}^3\text{He}$ достигло равновесия. Энергия, выделяющаяся в расчете на синтез одной альфа-частицы и остающаяся в звезде, составляет тогда 26.20 МэВ (см. Табл. VI.1.1, с. 309). Здесь мы учли, во-первых, что при каждой протон–протонной реакции 0.265 МэВ уносится нейтрино и теряется для звезды и, во-вторых, что для выделения энергии в 12.86 МэВ при реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ должно произойти две pp-реакции. Поскольку 1 МэВ = $1.602 \cdot 10^{-6}$ эрг, находим, что

$$\rho \varepsilon_i = 2.099 \cdot 10^{-5} R_{pp} \quad \text{эрн}/(\text{см}^3 \text{ с}), \quad (1.26)$$

или, по подстановке явного выражения для R_{pp} из (1.6) и учета того, что $N_p = \rho X_H/m_p$,

$$\rho \varepsilon_i = 2.41 \cdot 10^6 \rho^2 X_H^2 T_6^{-2/3} \exp(-33.81 T_6^{-1/3}) \quad \text{эрн}/(\text{см}^3 \text{ с}). \quad (1.27)$$

Для центра современного Солнца мы имеем $\rho = 150 \text{ г}/\text{см}^3$, $X_H \approx 0.35$ и $T_6 = 15$, так что последняя формула дает $\rho \varepsilon_i = 1.2 \cdot 10^3 \text{ эрг}/(\text{см}^3 \text{ с}) = 1.2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}/\text{см}^3$ и

$\varepsilon_i = 8$ эрг/(г·с). Это всего в 4 раза превышает среднее по массе энерговыделение на Солнце (2 эрг/(г·с)). А вот в обычной 100-ваттной лампочке с колбой диаметром ~ 5 см выделяется ~ 1.6 Вт/см³ — в $\sim 10^4$ раз больше, чем термоядерные реакции вырабатывают за секунду в 1 см³ в центре Солнца!

Отметим, что наряду с „точной“ формулой (1.27) оказывается полезной также следующая степенная аппроксимация зависимости скорости энерговыделения от температуры:

$$\rho \varepsilon_i \approx 8.7 \cdot 10^{-6} \rho^2 X_H^2 T_6^4 \quad \text{эрг}/(\text{см}^3 \text{с}). \quad (1.28)$$

Численный коэффициент в этой формуле взят таким, чтобы она давала правильный результат для центра Солнца ($\rho \varepsilon_i = 1.2 \cdot 10^3$ эрг/(см³с)) при принимавшихся в предыдущем абзаце значениях ρ и X_H , именно, $\rho = 150$ г/см³, $X_H \approx 0.35$ и $T_6 = 15$.

Напомним, что приведенные сейчас формулы дают темп выделения по полной цепочке ppI той энергии, которая остается в звезде (то есть за вычетом энергии, уносимой нейтрино). Они применимы в предположении равновесного содержания ${}^3\text{He}$, когда каждые две протон–протонные реакции приводят к синтезу альфа–частицы. Однако на ранних этапах жизни звезд, энергетика которых обеспечивается цепочкой ppI, положение не так просто. Следует отдельно рассчитать темп энерговыделения за счет первых двух реакций, составляющий

$$\rho \varepsilon(3^1\text{H} \rightarrow {}^3\text{He}) = 1.069 \cdot 10^{-5} R_{pp} \quad \text{эрг}/(\text{см}^3 \text{с}). \quad (1.29)$$

Здесь мы учли суммарное выделение энергии в реакциях ${}^1\text{H}(p, e^+\nu){}^2\text{D}$ и ${}^1\text{H}(d, \gamma){}^3\text{He}$, составляющее 6.67 МэВ (за вычетом потери 0.265 МэВ на нейтрино) и тот факт, что вторая реакция — выгорание дейтерия — происходит практически мгновенно, за секунды, вслед за протон–протонной реакцией. К этой энергии следует добавить выделение энергии в третьей реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, для нахождения скорости которой R_{33} необходимо знать концентрацию ядер ${}^3\text{He}$. Она же до достижения равновесия изменяется со временем (даже если температура остается постоянной). Поэтому самое большое, что можно сделать для нахождения темпа энерговыделения в цепочке ppI до достижения равновесной концентрации ${}^3\text{He}$ — это воспользоваться формулой (1.22) и по находимым по ней концентрациям ${}^3\text{He}$ рассчитывать скорость реакции R_{33} и далее — полную скорость энерговыделения по формуле

$$\rho \varepsilon_i = 1.069 \cdot 10^{-5} R_{pp} + 2.060 \cdot 10^{-5} R_{33} \quad \text{эрг}/(\text{см}^3 \text{с}). \quad (1.30)$$

Впрочем, этот рецепт годится лишь при соблюдении довольно жестких условий: начальная концентрация ${}^3\text{He}$ равна нулю и температура не меняется со

временем. Только тогда можно пользоваться формулой (1.22). Если же это не так, то концентрация ^3He для каждого данного момента должна находиться численным решением соответствующего уравнения кинетики.

По достижении равновесной концентрации ^3He мы имеем, очевидно,

$$R_{33} = \frac{R_{pp}}{2}, \quad (1.31)$$

и формула (1.30) переходит в (1.26), как это и должно быть.

Подчеркнем, что даже когда в центральной области звезды достигнуто равновесие по ^3He , это наверняка не так в периферических частях области энерговыделения. Поэтому общее заключение довольно сурово: без прослеживания всей эволюции Солнца с детальным расчетом радиального хода содержания ^3He (и, разумеется, также ^4He) и его изменения со временем аккуратно рассчитать интегральное выделение энергии по цепочке ppI (а также по ppII и ppIII) в современном Солнце невозможно. Понятно, что это относится не только к Солнцу, но и к звездам вообще.

В заключение обсуждения цепочки ppI отметим, что последняя ее реакция $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^2\text{H}$ в звездах главной последовательности малых масс практически не идет — температуры в них недостаточны для ее протекания. В итоге в недрах красных карликов ^3He только синтезируется, но не выгорает. Его содержание со временем растет и может становиться весьма значительным.

1.3. Цепочки ppII и ppIII

Цепочки ppII и ppIII поучительно выписать рядом с цепочкой ppI (см. Табл. VI.1.3). Как уже говорилось, согласно стандартной модели современного Солнца, по цепочке ppI синтезируется $\sim 85\%$ альфа-частиц, по цепочке же ppII — $\sim 15\%$. Цепочка ppIII в энергетике роли почти не играет. По ней синтезируется всего $\sim 0.02\%$ ядер ^4He .

Первые две реакции во всех трех цепочках совпадают, различие начинается с третьей строки — вместо реакции горения ^3He на самом себе в ppII и ppIII ^3He взаимодействует с ^4He .

Сопоставление цепочек ppII и ppIII с ppI выявляет два принципиально важных их различия. Во-первых, в цепочке ppI для синтеза альфа-частицы требуются две протон-протонные реакции, в цепочках же ppII и ppIII — одна. Поэтому полное энерговыделение по ppII и ppIII в расчете на одну протон-протонную реакцию оказывается вдвое больше, чем по ppI. Звезде, правда, достается не вся эта энергия. Нейтринные потери в ppI малы — составляют всего около 2%. Для цепочек ppII и ppIII они существенно больше — соответственно 4% и 26%. В Табл. VI.1.3 в последней строке приведена для каждой из цепочек энергия Q_{eff} , которая в итоге остается в звезде (то есть полная

Таблица VI.1.2:
Протон–протонные цепочки

рр I	рр II	рр III
$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$	$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$	$^1\text{H} + ^1\text{H} \rightarrow ^2\text{D} + e^+ + \nu$
$^1\text{H} + ^2\text{D} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	$^1\text{H} + ^2\text{D} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$	$^1\text{H} + ^2\text{D} \rightarrow ^3\text{He} + \gamma$
$^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^2\text{H}$	$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$	$^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$
	$^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu$	$^7\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$
	$^7\text{Li} + ^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$	$^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$
		$^8\text{Be}^* \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$
$Q_{\text{eff}} = 26.19 \text{ МэВ}$	$Q_{\text{eff}} = 25.65 \text{ МэВ}$	$Q_{\text{eff}} = 19.75 \text{ МэВ}$

энергия $Q = 26.73 \text{ МэВ}$, выделяющаяся в звезде при синтезе альфа–частицы, за вычетом энергии, уносимой нейтрино в каждой из цепочек).

Второе принципиальное отличие состоит в том, что темп протекания реакций по рр II и рр III зависит от имеющейся концентрации ^4He , который в обеих этих цепочках реакций выступает в роли катализатора. Поэтому даже если бы температура оставалась все время постоянной, по мере выгорания водорода и вызванного этим увеличения содержания ^4He роль цепочек рр II и рр III по сравнению с рр I должна возрастать.

На первый взгляд отношение скоростей реакций $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^2\text{H}$ и $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$, определяющее относительную роль цепочек рр I и рр II+рр III, должно слабо зависеть от температуры, поскольку параметры τ для этих двух реакций, которые мы обозначим соответственно τ_{33} и τ_{34} , различаются мало, всего на 4.6%. В действительности положение совсем другое — в звездах ГП с массами от $\sim 1M_\odot$ или, что то же самое, при температуре в центре $T_6 \gtrsim 15$, с ростом T роль цепочки рр II быстро возрастает. Объясняется это тем, что равновесная концентрация ^3He убывает с ростом температуры (см. с. 314). Скорости же реакций $^3\text{He} + ^3\text{He} \rightarrow ^4\text{He} + ^2\text{H}$ и $^3\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^7\text{Be} + \gamma$ зависят от концентрации ^3He по-разному — первая квадратично, а вторая линейно.

В реакции $^3\text{He}(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Be}$, общей и для рр II, и для рр III, вырабатывается радиоактивный ^7Be . В цепочке рр II за этим следует реакция $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu$. Период полураспада ^7Be в земных условиях составляет ~ 53 дня. Происходит захват электрона с внутренней K-оболочки. Однако в недрах звезд ^7Be практически полностью ионизован, поэтому процесс идет иначе — захватывается свободный электрон. Поскольку кулоновского барьера для этой реакции

нет, скорость ее должна зависеть от температуры слабо. Оказывается, что она $\propto T^{-1/2}$ (и, разумеется, $\propto N_e$). Соответствующая формула будет приведена позже (см. (1.52), с. 326). Время жизни ^7Be в центрах звезд ГП составляет порядка года.

Нейтрино, возникающие при реакции $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu$, являются моноэнергетическими. Точнее, в 90% случаев ядро ^7Li образуется в основном состоянии, и тогда испускаются нейтрино с энергией 0.86 МэВ. В 10% случаев ядро ^7Li образуется в возбужденном состоянии, и на долю нейтрино остается всего 0.38 МэВ. Таким образом, реакция $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu$ порождает две нейтринные линии с энергиями 0.86 и 0.38 МэВ и отношением потоков в них 9:1. Этим замечанием мы воспользуемся в разд. 1, посвященном обсуждению нейтринного излучения Солнца и его регистрации.

Последняя реакция цепочки pp II имеет вид $^7\text{Li} + ^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + ^4\text{He}$. Поскольку она идет по сильному взаимодействию, ее S -фактор большой, $\sim 1.2 \cdot 10^3$ кэВ·барн. Поэтому литий выгорает очень быстро и его равновесная концентрация оказывается чрезвычайно низкой, $^7\text{Li}/H \sim 2 \cdot 10^{-9}$.

Следует рассмотреть подробнее, как происходит конкуренция между pp I и pp II+pp III. Поскольку, как уже говорилось, зависимость скоростей реакций $^3\text{He}(^3\text{He}, 2p)\alpha$ и $^3\text{He}(\alpha, \gamma)^7\text{Be}$ от температуры практически одинакова, изменение с температурой относительной роли цепочек pp I и pp II+pp III почти целиком определяется изменением концентрации ^3He с T . Мы будем считать, что концентрация ^3He равновесная. Ранее, при обсуждении цепочки pp I, мы уже говорили об изменении с температурой равновесного содержания ^3He , считая при этом, что цепочки pp II и pp III „отключены”. Это предположение верно лишь при низких температурах, скажем, $T_6 \lesssim 12$. При более высоких температурах равновесная концентрация ^3He определяется очевидным уравнением

$$\frac{\lambda_{pp}}{2} H^2 = \lambda_{33} ({}^3\text{He})_e^2 + \lambda_{34} ({}^3\text{He})_e {}^4\text{He}, \quad (1.32)$$

обобщающим (1.17) на случай любых (не обязательно низких) температур. Слева стоит скорость производства ядер ^3He за счет первых двух реакций цепочки pp I. Первый член справа — это темп выгорания ^3He на самом себе за счет третьей реакции цепочки pp I, тогда как второй член учитывает отток в цепочки pp II и pp III части ядер ^3He , рождающихся в цепочке pp I. Очевидно, что цепочка pp I доминирует над pp II и pp III, когда первый член в правой части (1.32) значительно превосходит второй, то есть при

$$\lambda_{33} ({}^3\text{He})_e \gg \lambda_{34} {}^4\text{He}. \quad (1.33)$$

Пренебрегая небольшим различием в значениях τ_{33} и τ_{34} и полагая $M_{33} \approx M_{34}$, что вполне допустимо при порядковых оценках, вместо последней формулы

получаем такую оценку:

$$({}^3He)_e \gg \frac{S_0^{34}}{S_0^{33}} {}^4He. \quad (1.34)$$

Поскольку $S_0^{34} = 0.56$ и $S_0^{33} = 5.2 \cdot 10^3$ кэВ·барн, мы находим, что (1.34) дает

$$\left(\frac{{}^3He}{H}\right)_e \gg 10^{-4} \left(\frac{{}^4He}{H}\right). \quad (1.35)$$

При выполнении противоположного неравенства синтез альфа–частиц будет происходить преимущественно по цепочкам pp II и pp III (рис. VI.1.3).

В химически однородных звездах населения I, когда при начале горения водорода мы имеем ${}^4He \approx 0.1H$, согласно данным таблицы со с. 314 неравенство (1.35) выполняется при $T_6 \lesssim 15$. По мере выгорания водорода отношение ${}^4He/H$, а вместе с ним и вклад цепочки pp II растет. К моменту, когда выгорает примерно половина водорода (как в центре современного Солнца), оказывается, что ${}^4He \approx 0.5H$ (проверьте!). При этом неравенство (1.35) дает следующее условие преобладания цепочки pp I: ${}^3He/H \gg 5 \cdot 10^{-5}$, что, согласно данным таблицы на с. 314, имеет место при $T_6 \lesssim 12$. Вывод, который отсюда следует, состоит в том, что в самом центре современного Солнца цепочка pp II должна давать ощутимый вклад в скорость горения водорода. Этот вывод не противоречит тому, что вклад pp II в полную скорость синтеза альфа–частиц на Солнце составляет всего $\sim 15\%$. По мере удаления от центра температура и содержание 4He по отношению к водороду падают, и цепочка pp I в этих областях, дающих заметный вклад в скорость синтеза гелия, оказывается доминирующей.

Рассмотрим теперь цепочку pp III. Конкуренция между pp II и pp III определяется отношением скоростей реакций ${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu$ и ${}^7Be + {}^1H \rightarrow {}^8B + \gamma$. Скорость первой из них, как говорилось выше, зависит от температуры слабо ($\propto T^{-1/2}$). Вторая, напротив, из-за необходимости преодоления довольно высокого кулоновского барьера очень чувствительна к температуре. Параметр τ для этой реакции, как легко подсчитать, равен $102.6 T_6^{-1/3}$, так что температурный показатель $\nu = 13.2$ при $T_6 = 15$, и с ростом температуры роль pp III должна поэтому быстро возрастать. В итоге оказывается, что при $T_6 \gtrsim 25$ цепочка pp III берет верх над pp II и становится основным способом производства альфа–частиц по pp–цепочкам.

Рис. VI.1.4 показывает, как меняется с температурой доля альфа–частиц, производимых по цепочкам pp I, pp II и pp III. При низких температурах, $T_6 \lesssim 18$, основную роль играет цепочка pp I, при T_6 от ~ 18 до ~ 25 доминирует pp II, наконец, при $T_6 \gtrsim 25$ преобладает pp III. Данные относятся к содержанию 4He , при котором весовые доли водорода и гелия равны. Каким образом были рассчитаны кривые, приведенные на этом рисунке, станет ясно немного позже.

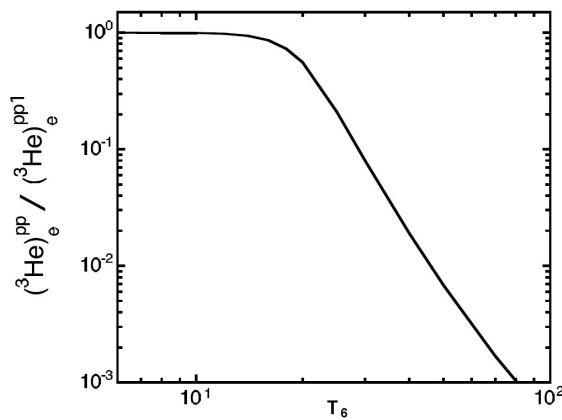


Рис. VI.1.3:

Отношение содержания $(^3\text{He})_e$ при действии всех трех pp-цепочек к содержанию $(^3\text{He})_e$ при действии одной только цепочки pp I. Считается, что весовые доли водорода и гелия равны: $X = Y$.

(Источник: C. Piadis, 2007, p. 392.)

Образующийся в реакции $^7\text{Be} + ^1\text{H} \rightarrow ^8\text{B} + \gamma$ бор неустойчив (период полураспада $t_{1/2} = 770$ миллисекунд), так что он практически мгновенно распадается по схеме $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$. Рождающиеся при этом распаде нейтрино обладают большой энергией, вплоть до 14.8 МэВ. Эти так называемые борные нейтрино играли ключевую роль в знаменитом опыте Дэвиса по регистрации солнечных нейтрино (подробнее см. п. 2.3). Наконец, ядро $^8\text{Be}^*$ живет всего порядка 10^{-16} с и распадается на две альфа-частицы, одну из которых можно рассматривать как возродившуюся частицу-катализатор цепочек pp II и pp III, а вторая есть „желанный продукт“ — гелий, синтезировавшийся из четырех протонов.

1.4. Энергетика цепочек pp II и pp III

Обратимся теперь к важнейшему вопросу — производству энергии по pp-цепочкам. Обозначим через ε энергию, которая вырабатывается за единицу времени в расчете на единицу массы по всем трем pp-цепочкам (за вычетом энергии, уносимой нейтри-

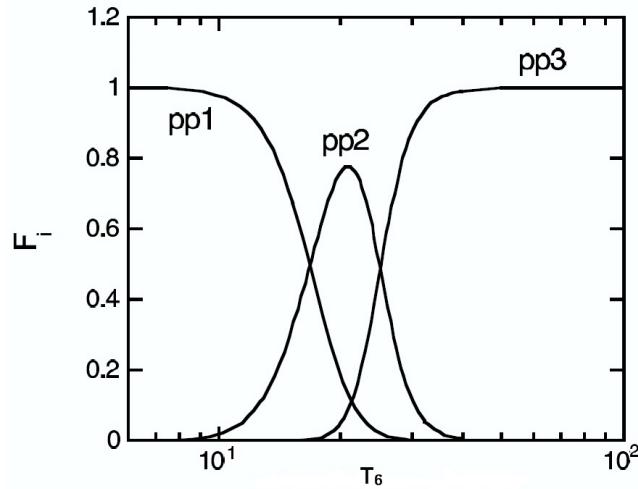


Рис. VI.1.4:

Зависимость от температуры доли альфа-частиц, производимых по цепочкам pp I, pp II и pp III. Считается, что весовые доли водорода и гелия равны ($X = Y$).

(Источник: C. Iliadis, 2007, p. 395.)

но). Мы имеем, очевидно

$$\varepsilon = 26.73 \frac{d(^4He)}{dt} (f_I F_I + f_{II} F_{II} + f_{III} F_{III}) \quad \text{МэВ/(г·с)}, \quad (1.36)$$

или, если выражать энергию не в МэВ, а в эргах ($1\text{МэВ}=1.602 \cdot 10^{-6}$ эрг), получим

$$\varepsilon = 4.283 \cdot 10^{-5} \frac{d(^4He)}{dt} (f_I F_I + f_{II} F_{II} + f_{III} F_{III}) \quad \text{эрг/(г·с)}. \quad (1.37)$$

Здесь f_i , $i = I, II, III$ — доля энергии из выделяющейся в цепочке pp*i*, которая остается в звезде после учета потерь на нейтрин ($f_I = 0.98$, $f_{II} = 0.96$, $f_{III} = 0.74$), а F_i — доля альфа-частиц, синтезируемых по цепочке pp*i*, так что $F_I + F_{II} + F_{III} = 1$. Получим сначала полную скорость синтеза альфа-частиц $d(^4He)/dt$, отложив на время нахождение величин F_i .

Когда содержание ${}^3\text{He}$ достигло равновесного значения, выражение для

$d(^4He)/dt$, как можно показать (см. Упр. 5°, с. 344), принимает вид

$$\frac{d(^4He)}{dt} = \frac{\lambda_{pp}}{4} H^2 + \frac{\lambda_{34}}{2} (^3He)_e ^4He, \quad (1.38)$$

или

$$\frac{d(^4He)}{dt} = \frac{\lambda_{pp}}{4} H^2 \left[1 + 2 \frac{\lambda_{34}}{\lambda_{pp}} \left(\frac{^3He}{H} \right)_e \left(\frac{^4He}{H} \right) \right]. \quad (1.39)$$

Величина, стоящая в квадратных скобках, представляет собой поправку к скорости синтеза альфа-частиц за счет вклада цепочек ppII и ppIII. Знак плюс перед вторым членом в квадратных скобках может на первый взгляд показаться странным, так как в обеих цепочках, и ppII и ppIII, ${}^4\text{He}$ выгорает (в реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma) {}^7\text{Be}$). Однако эта убыль числа альфа-частиц компенсируется тем, что на конечном этапе обеих цепочек синтезируется по два ядра ${}^4\text{He}$.

Равновесная концентрация ${}^3\text{He}$, входящая в последнее выражение, определяется уравнением (1.32), которое для удобства читателя мы выпишем здесь еще раз, слегка его видоизменив:

$$\frac{\lambda_{pp}}{2} = \lambda_{33} \left(\frac{^3He}{H} \right)_e^2 + \lambda_{34} \left(\frac{^3He}{H} \right)_e \left(\frac{^4He}{H} \right). \quad (1.40)$$

Две последние формулы являются для нас сейчас основными. Из (1.40) видно, что содержание $({}^3He/H)_e$ определяется содержанием ${}^4\text{He}$ (точнее, величиной ${}^4He/H$) и, разумеется, температурой T . В принципе, дальше можно действовать „методом грубой силы“ — задав температуру и ${}^4He/H$, из квадратного уравнения (1.40) находим $({}^3He/H)_e$ и затем, задав дополнительно концентрацию протонов H , подставляем полученное значение в (1.39), что сразу дает искомую полную скорость производства альфа-частиц $d({}^4He)/dt$. Разумеется, предварительно следует рассчитать значения всех параметров λ для принятого значения температуры.

Гораздо информативнее, однако, другой подход. Введем величину

$$\alpha = \frac{\lambda_{34}^2}{\lambda_{33}\lambda_{pp}} \left(\frac{^4He}{H} \right)^2, \quad (1.41)$$

через которую, как мы сейчас убедимся, просто выражаются почти все интересующие нас величины. Действительно, как показывает простое вычисление, формула (1.40) после перехода в ней к параметру α дает

$$\left(\frac{^3He}{H} \right)_e = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda_{pp}}{\lambda_{33}}} \left(\sqrt{\alpha + 2} - \sqrt{\alpha} \right). \quad (1.42)$$

С учетом этого выражение (1.39) для скорости синтеза альфа–частиц легко приводится к виду

$$\frac{d(^4He)}{dt} = \frac{\lambda_{pp}}{4} H^2 \Phi(\alpha), \quad (1.43)$$

где поправка $\Phi(\alpha)$ на скорость синтеза альфа–частиц по цепочкам pp II и pp III (то есть квадратная скобка в (1.39)) оказывается равна (проверьте!)

$$\Phi(\alpha) = 1 - \alpha + \sqrt{\alpha(\alpha + 2)}. \quad (1.44)$$

Формулы (1.43) и (1.44) дают искомый результат — значение $d(^4He)/dt$. Разумеется, предварительно надо рассчитать для выбранных $^4He/H$ и T величину α , а также задать содержание протонов H . Если бы дело ограничивалось только этим, то от введения параметра α большой пользы не было бы. Однако, как мы вскоре убедимся, через α просто выражается и ряд других полезных величин.

Переходим к обсуждению долей F_i , которые различные pp–цепочки вносят в полную скорость синтеза альфа–частиц. Прежде всего, найдем отношение $F_I/(F_{II} + F_{III})$. Легко сообразить, что

$$\frac{F_I}{F_{II} + F_{III}} = \frac{F_I}{1 - F_I} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_{33}}{\lambda_{34}} \frac{^3He}{^4He}. \quad (1.45)$$

Воспользовавшись (1.41) и (1.42), при равновесном содержании ^3He эту величину легко выразить через параметр α :

$$\frac{F_I}{1 - F_I} = \frac{1}{4\sqrt{\alpha}} \left(\sqrt{\alpha + 2} - \sqrt{\alpha} \right), \quad (1.46)$$

откуда следует такое окончательное выражение для F_I через α :

$$F_I = \frac{\sqrt{\alpha + 2} - \sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha + 2} + 3\sqrt{\alpha}}. \quad (1.47)$$

Может оказаться полезной и формула, обратная по отношению к (1.47), то есть дающая значение α как функцию F_I :

$$\alpha = \frac{(1 - F_I)^2}{4F_I(1 + F_I)}. \quad (1.48)$$

В частности, полагая в ней $F_I = 1/2$, что соответствует ситуации, когда цепочки pp I и pp II+pp III дают равный вклад в скорость синтеза ^4He , находим $\alpha = 1/(12)$. При этом значении α фактор $\Phi(\alpha)$, показывающий, во сколько раз синтез α –частиц по всем трем pp–цепочкам происходит быстрее, чем по

одной только цепочке pp I, согласно (1.44) оказывается равен 4/3. Объяснить физический смысл этого кажущегося странным результата мы предоставляем читателю.

Теперь рассмотрим подробнее, как конкурируют между собой цепочки pp II и pp III. Очевидно, что

$$F_{II} = (1 - F_I) \frac{R_{7e^-}}{R_{7e^-} + R_{17}} = (1 - F_I) \frac{\lambda_{7e^-} N_e}{\lambda_{7e^-} N_e + \lambda_{17} H}, \quad (1.49)$$

$$F_{III} = (1 - F_I) \frac{R_{17}}{R_{7e^-} + R_{17}} = (1 - F_I) \frac{\lambda_{17} H}{\lambda_{7e^-} N_e + \lambda_{17} H}, \quad (1.50)$$

где через R_{7e^-} и λ_{7e^-} обозначены скорость реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ и значение $\lambda \equiv \langle \sigma v \rangle$ для этой реакции, N_e — электронная концентрация. Далее, R_{17} — это скорость реакции ${}^1\text{H} + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ и λ_{17} — величина $\langle \sigma v \rangle$ для этой реакции. Поэтому согласно (1.49) и (1.50)

$$\frac{F_{III}}{F_{II}} = \frac{\lambda_{17} H}{\lambda_{7e^-} N_e}. \quad (1.51)$$

Выражение для λ_{7e^-} имеет вид

$$\lambda_{7e^-} N_e = 4.62 \cdot 10^{-9} \rho (1 + X) T_6^{-1/2} \text{ c}^{-1}, \quad (1.52)$$

где X — весовая доля водорода. Множитель $\rho (1 + X)$ в этой формуле имеет следующее происхождение. Мы имеем такое очевидное выражение для электронной концентрации: $N_e = \rho / (m_u \mu_e)$, где μ_e — электронный молекулярный вес, для полностью ионизованной плазмы равный, как известно, $\mu_e \approx 2 / (1 + X)$ (см. с. 142). Поэтому $N_e \propto \rho (1 + X)$. Численный коэффициент в формуле (1.52) взят согласно расчетам J.H. Bahcall and Ch.P. Moeller, Ap.J., **155**, 511 – 514, 1969. Формула (1.52) учитывает захваты лишь свободных электронов. Однако в недрах Солнца ${}^7\text{Be}$ ионизован не полностью. Небольшая доля ионов ${}^7\text{Be}$ сохраняет электроны на K-оболочке. Поэтому нужно вводить поправку на влияние K-захвата. Эта поправка к значению (1.52) составляет около 20%. При порядковых оценках ее можно не учитывать. Мы так и будем поступать.

Величина λ_{17} дается обычной формулой (2.51), которая в данном случае принимает вид ($S_0 = 2.08 \cdot 10^{-2}$ кэВ·барн)

$$\lambda_{17} = 4.47 \cdot 10^{-21} T_6^{-2/3} \exp\left(-\frac{102.65}{T_6^{1/3}}\right) \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (1.53)$$

В частности, при $F_{II} = F_{III}$ имеем $\lambda_{17} H = \lambda_{7e^-} N_e$.

!!!

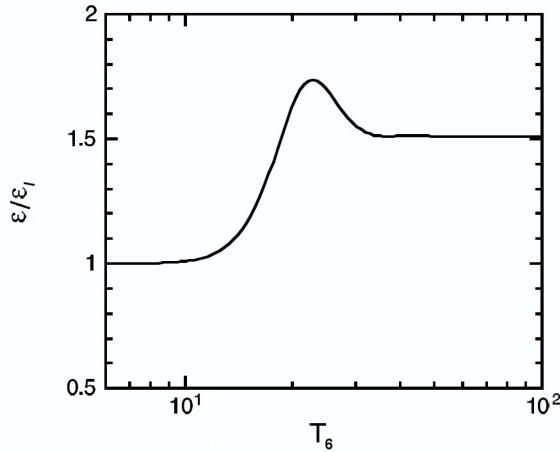


Рис. VI.1.5:

Зависимость $\varepsilon/\varepsilon_i$ от температуры для случая равных весовых долей водорода и гелия ($X = Y$).
(Источник: С. Iliadis, 2007, р. 395.)

Теперь все величины, входящие в формулу (1.37) для полной скорости энегровыделения по всем трем pp-цепочкам, нам известны. Эту формулу целесообразно переписать в виде

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_i}{f_i} \Phi(\alpha) (f_i F_i + f_{II} F_{II} + f_{III} F_{III}). \quad (1.54)$$

На рис. VI.1.5 показана зависимость $\varepsilon/\varepsilon_i$ от температуры для случая равных весовых долей водорода и гелия ($X = Y$). При низких температурах фактически работает только pp I, и $\varepsilon/\varepsilon_i = 1$. В противоположном пределе высоких температур главный вклад в выделение энергии дает цепочка pp III ($F_{III} = 1$). Если бы потери на нейтрино отсутствовали, то отношение $\varepsilon/\varepsilon_i$ должно было бы равняться 2, так как в этом случае на синтез альфа-частицы требуется одна протон–протонная реакция, тогда как для цепочки pp I — две. Однако доля нейтринных потерь в pp III существенно выше, чем в pp I (соответственно 26% и 2%). В итоге при высоких температурах отношение $\varepsilon/\varepsilon_i$ выходит на асимптотическое значение $2 \cdot 0.74/0.98 = 1.51$. При температурах $T_6 \sim 20$ доминирует цепочка pp II (см. рис. VI.1.4, с. 323), для которой нейтринные потери заметно меньше, чем для pp III (4% вместо 26%), тогда как на синтез

альфа–частицы, как и в pp III, требуется одна протон–протонная реакция. Это объясняет максимум на кривой $\varepsilon/\varepsilon_i$ вблизи $T_6 \sim 20$. С уменьшением весовой доли гелия высота горба на кривой уменьшается, а максимум слегка смещается в сторону более высоких температур (поймите, почему так происходит).

Заканчивая на этом обсуждение физики горения водорода по протон–протонным цепочкам, сделаем одно почти очевидное замечание, которое, по-видимому именно в силу его очевидности, отсутствует во всех известных автору руководствах по физике звезд и звездному нуклеосинтезу. В звездах населения I при температурах $T_6 \gtrsim 19$ горение водорода происходит, как мы увидим в дальнейшем, в основном за счет CNO–цикла, а не pp–цепочек. Поэтому приведенное выше обсуждение относительной роли цепочек pp I, pp II и pp III при более высоких температурах может показаться излишним: среди звезд населения I нет таких, у которых горение водорода происходило бы главным образом по цепочке pp II (и тем более по pp III). Однако у звезд населения II типа из-за сильно пониженного содержания тяжелых элементов переход от pp–цепочек к CNO–циклу как главному способу горения водорода происходит при более высоких температурах, чем у звезд населения I, и для них приведенное обсуждение является актуальным. Это тем более относится к гипотетическим звездам первого поколения (так называемое население III), в которых тяжелых элементов не было вовсе, и протон–протонные цепочки при всех температурах служили единственным средством выработки энергии за счет горения водорода с превращением его в гелий.

2. СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО

2.1. Общие сведения о нейтрино

Нейтрино — одна из замечательных по своим свойствам элементарных частиц. Тем, кто далек от ядерной физики и физики элементарных частиц — а среди астрофизиков они составляют большинство — известно лишь, что нейтрино обладают феноменальной проникающей способностью. Действительно, сечение σ_ν взаимодействия с веществом нейтрино ν с энергией E_ν (в МэВ) составляет примерно

$$\sigma_\nu \sim 10^{-44} \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 \text{ см}^2, \quad (2.1)$$

где $m_e c^2 = 0.511$ МэВ — энергия покоя электрона. Так, при $E_\nu = 1$ МэВ мы имеем $\sigma_\nu \sim 10^{-43}$ см². Это на 18 порядков меньше сечения обычного томсоновского рассеяния фотона на электроне ($6.55 \cdot 10^{-25}$ см²).

Чтобы наглядно представить себе, сколь мало сечение (2.1), поучительно подсчитать длину свободного пробега нейтрино l_ν в средах разной плотности ρ . При концентрации частиц N мы имеем, очевидно,

$$l_\nu = \frac{1}{N \sigma_\nu} = \frac{\mu m_p}{\rho \sigma_\nu}, \quad (2.2)$$

где μ —молекулярный вес вещества, в котором распространяются нейтрино. Если это вещество — обычная вода, то $\mu = 18$ и $\rho = 1$ г/см³. При $E_\nu = 0.5$ МэВ мы имеем $l_\nu \approx 3 \cdot 10^{20}$ см ~ 100 пк. При плотности $\rho \sim 10^6$ г/см³ (как в белых карликах) все еще $l_\nu \approx 3000 R_\odot$. Лишь при плотностях $\rho \sim 10^{14}$ г/см³, которые развиваются при коллапсе ядер массивных звезд, мы имеем $l_\nu \sim 20$ км. Только при этих экстремальных плотностях, характерных также для нейтронных звезд, взаимодействие нейтрино с веществом оказывается существенным. Ясно, что Солнце совершенно прозрачно как для низкоэнергичных нейтрино с $E_\nu \lesssim 0.5$ МэВ, рождающихся при протон–протонных реакциях, так и для солнечных нейтрино самых высоких энергий ($E_\nu \sim 15$ МэВ). Нас будут интересовать нейтрино только из этого интервала энергий.

Представление о существовании нейтрино было введено В. Паули в 1930 г., чтобы объяснить непрерывность энергетического спектра электронов, возникающих при β -распадах ядер. Эти гипотетические поначалу частицы, по Паули, испускаются с разными энергиями, что позволяло обеспечить выполнение закона сохранения энергии при β -распаде. Нейтрино обладают нулевым зарядом, полуцелым спином и, предположительно, нулевой или очень малой массой. Они относятся к классу частиц, называемых *лентонами*. Нейтрино участвуют только в слабом ядерном (а также гравитационном) взаимодействии.

В настоящее время известно три пары заряженных лептонов:

а) позитрон и электрон e^\pm с энергией покоя 0.511 МэВ. В реакциях с рождением позитрона испускается *электронное нейтрино* ν_e , рождение электрона сопровождается испусканием *электронного антинейтрино* $\bar{\nu}_e$;

б) положительно и отрицательно заряженные мюоны μ^\pm с массой покоя 106 Мэв. При реакциях, сопровождающихся их рождением, испускаются соответственно *мюонное нейтрино* ν_μ и *мюонное антинейтрино* $\bar{\nu}_\mu$;

в) положительно и отрицательно заряженные тау-частицы τ^\pm , или таоны, с массой покоя 1777 МэВ. Их появление сопровождается рождением соответственно *тау-нейтрино* ν_τ и *тау-антинейтрино* $\bar{\nu}_\tau$.

Если, как это долгое время предполагалось, массы нейтрино строго равны нулю, то превращение нейтрино одних видов в другие невозможно. Однако недавно надежно установлено, в частности в результате измерений потока солнечных нейтрино, что масса нейтрино отлична от нуля. Тогда превращения одних видов нейтрино в другие, скажем электронных ν_e в мюонные ν_μ , оказываются возможны. Это явление получило название *нейтринных осцилляций*. Существенно, что мюонные и тау-нейтрино имеют в несколько раз меньшие сечения взаимодействия с веществом, чем электронные нейтрино. В принципе возможны также переходы обычных нейтрино в так называемые стерильные, не взаимодействующие с веществом.

В ядерных реакциях в недрах Солнца рождаются только электронные нейтрино. Поэтому для упрощения записи индекс e у символа солнечных нейтрино мы опускали, и так же будем поступать и далее.

По существу взаимодействие нейтрино с веществом, которое нас сейчас интересует, состоит в том, что они вызывают в ядрах реакцию $n + \nu \rightarrow p + e^-$, то есть превращают один из нейтронов в протон. Из-за крайне малого сечения этой реакции для получения хотя бы одного акта такого взаимодействия за разумное время необходим детектор, содержащий очень большое число атомов. Действительно, пусть поток нейтрино с энергией E_ν равен $\phi_\nu(E_\nu)$ и число тех атомов в детекторе, взаимодействие с которыми мы хотим зарегистрировать, равно \mathcal{N} . Тогда число актов взаимодействия за единицу времени будет равно, очевидно,

$$\xi = \mathcal{N} \int_0^\infty \phi_\nu(E_\nu) \sigma_\nu(E_\nu) dE_\nu. \quad (2.3)$$

Предположим, что мы хотим получить одно событие, скажем, раз в три дня, или $\sim 4 \cdot 10^{-6}$ событий в секунду — согласитесь, весьма скромное желание. Пусть наш детектор чувствителен к нейтрино с энергией $E_\nu \sim 10$ МэВ, а их поток составляет $\sim 10^7 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Соответствующее сечение взаимодействия с нейтрино σ_ν согласно (2.1) равно $\sim 4 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$. Тогда из (2.3) немедленно находим, что число атомов-мишеней в детекторе должно быть огромным — порядка 10^{29} . На самом деле это число надо увеличить еще в 6 раз, так как в

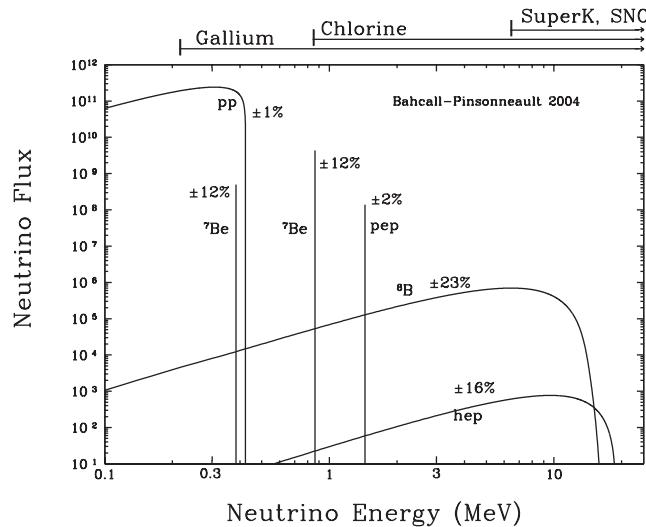


Рис. VI.2.1:

Нейтринный спектр Солнца.

Потоки в континуумах даны в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{МэВ}^{-1}$,
потоки в линиях — в $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

веществе C_2Cl_4 , которое было использовано в эксперименте, лишь один атом из 6 — это ^{37}Cl , взаимодействие нейтрино с которым только и могло быть зарегистрировано. (Здесь дело в том, что в природном Cl содержание изотопа ^{37}Cl составляет $\sim 25\%$, так что в молекуле C_2Cl_4 в среднем имеется лишь один атом ^{37}Cl). Читатель уже, вероятно, догадался, что приводимые числа грубо соответствуют параметрам первого эксперимента по детектированию солнечных нейтрино — знаменитого опыта Дэвиса. Вскоре мы подробно его опишем, сейчас же наша цель состояла в иллюстрации того факта, что нейтринные детекторы с неизбежностью должны иметь огромные размеры. Как подтверждение этого упомянем о том, что опыт, в котором впервые были зарегистрированы нейтрино, точнее, антинейтрино от ядерного реактора — знаменитый опыт Ф. Райнеса и К. Коуэна (1953 – 1956 гг.) — содержал бак объемом около 1 м^3 — и это несмотря на колоссальную величину потока около реактора ($\sim 10^{13} \bar{\nu}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$).

2.2. Нейтринный спектр Солнца

Получить оценку полного потока солнечных нейтрино на Земле не составляет труда. Считаем для простоты, что все альфа-частицы вы-

рабатываются по цепочке ppI. При синтезе одной альфа-частицы выделяется энергия 26.7 МэВ, или $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ эрг, и испускаются два нейтрино. Светимость Солнца равна $4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, так что ежесекундно в нем вырабатывается 10^{38} альфа-частиц, и, значит, $2 \cdot 10^{38}$ нейтрино. Их поток на расстоянии 1 астрономической единицы ($1.5 \cdot 10^{13}$ см) составляет поэтому $\sim 2 \cdot 10^{38} / (4\pi \cdot 2 \cdot 10^{26}) \approx 10^{11} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Мы буквально купаемся в солнечных нейтрино. (Правда, фотонный поток от Солнца еще на 7 порядков больше.) Однако знание полного потока солнечных нейтрино не сильно продвигает нас вперед, так как все имеющиеся детекторы нейтрино селективны и необходимо знать, как эти нейтрино распределены по энергиям.

На рис. VI.2.1 показан нейтринный спектр Солнца. В чем-то он подобен спектрам газовых туманностей, что объясняется прозрачностью обоих объектов — Солнца для нейтрино, а газовых туманностей — для оптического излучения. Этот спектр рассчитан по стандартной модели современного Солнца (версия 2004 г.).

Приведем для справок основные количественные данные о вкладе нейтрино от различных реакций, идущих в центральных частях Солнца, в поток солнечных нейтрино на Земле (точнее, на расстоянии одной астрономической единицы от Солнца). Наибольший поток нейтрино, $6 \cdot 10^{10} \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$, порождают протон–протонные реакции. Энергетический спектр этих нейтрино непрерывный. Их максимальная энергия равна 0.420 МэВ. Это число, как мы вскоре убедимся, играет существенную роль в опытах по детектированию солнечных нейтрино. Для энергетики Солнца важно другое число, связанное с протон–протонными нейтрино, — их средняя энергия. Она равна 0.265 МэВ. На рис. VI.2.1 спектр нейтрино от протон–протонных реакций описывается сплошной кривой в левой части рисунка (она отмечена символом *pp*).

Поток от *p+e⁻+p→d+ν*, дающей нейтринную линию 1.44 МэВ, как уже упоминалось (с. 310), в 400 раз меньше, чем от протон–протонной реакции: $1.5 \cdot 10^8 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Энергия этой линии превосходит порог чувствительности хлор–аргонового метода детектирования солнечных нейтрино (0.814 МэВ), и она им в принципе регистрируется, хотя и дает незначительный вклад в общий итог, так как сечение реакции (2.4) (с. 334) при этой энергии мало.

Суммарный поток от двух нейтринных линий с энергиями 0.363 МэВ и 0.861 МэВ, возникающих при реакции ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$ цепочки ppII, составляет $5 \cdot 10^9 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Поток в первой из этих линий примерно в 9 раз меньше, чем во второй.

Наконец, так называемые „борные“ нейтрино от реакции ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$ цепочки ppIII (сплошная линия в нижней правой части рис. VI.2.1, отмеченная символом ${}^8\text{B}$) создают поток $6 \cdot 10^6 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$, в 10^4 раз меньший потока протон–протонных нейтрино. Однако именно эти нейтрино давали главный вклад в измерения в первом опыте по регистрации солнечных нейтрино — опы-

те Дэвиса, к описанию которого мы сейчас и перейдем.

Однако перед этим упомянем о том, что самая нижняя сплошная кривая на рис. VI.2.1, отмеченная символом *hep*, показывает вклад в нейтринный поток от побочной реакции протон–протонных цепочек ${}^3\text{He} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu$. В энергетике она играет пренебрежимо малую роль. Нейтринный поток от нее также лежит ниже порога обнаружимости имеющимися методами.

2.3. Опыт Дэвиса

Исторически первым методом регистрации солнечных нейтрино был так называемый *хлор – аргоновый метод*. Его идея была высказана в 1946 г. Б. Понтекорво, в то время итальянским (а впоследствии советским) физиком. Любопытно, что тогда ни в одном эксперименте нейтрино еще не были зарегистрированы (это случилось, как мы уже говорили, лишь в 1950-х годах). Предлагалась смелая идея: в обозримом будущем попытаться зарегистрировать нейтрино, рождающиеся в ядерных реакциях в недрах Солнца и тем самым напрямую протестировать условия в его центре. Потребовались десятилетия поистине героических усилий — и это сбылось, дав физике гораздо больше, чем первоначально предполагалось.

Суть метода очень проста. Под действием потока солнечных нейтрино атомы довольно широко распространенного в природе (~25%) изотопа хлора ${}^{37}\text{Cl}$ могут превращаться в атомы радиоактивного ${}^{37}\text{Ar}$:



Период его полураспада ~ 35 суток. Захватывая электрон с K-оболочки, месяц — два спустя после своего образования ${}^{37}\text{Ar}$ снова превращается в ${}^{37}\text{Cl}$:



Пусть первоначально в емкости с веществом, содержащим в своем составе ${}^{37}\text{Cl}$, атомов ${}^{37}\text{Ar}$ не было вовсе (как этого добиться, об этом речь пойдет чуть позже). Под действием потока солнечных нейтрино в емкости будут происходить реакции (2.4) и количество атомов ${}^{37}\text{Ar}$ будет постепенно увеличиваться. Одновременно с этим будет увеличиваться и количество распадов (2.5). По прошествии полутора — двух месяцев установится равновесное содержание ${}^{37}\text{Ar}$ — скорость его синтеза станет равна скорости распада. Если на этом этапе суметь удалить из емкости все имеющиеся там атомы ${}^{37}\text{Ar}$ и поместить их в небольшой сосуд („колбу“), то в дальнейшем можно будет зафиксировать каждый акт распада (2.5) в этой „колбе“ и тем самым определить равновесную концентрацию ${}^{37}\text{Ar}$. Она же, очевидно, пропорциональна потоку солнечных нейтрино, вызывающих рождение ${}^{37}\text{Ar}$ в реакции (2.4).

Реализация этой идеи оказалась сопряжена со множеством трудностей. В качестве вещества, содержащего ^{37}Cl , был выбран перхлорэтилен C_2Cl_4 — дешевая жидкость, используемая для химчистки одежды. Был изготовлен бак емкостью 100 000 американских галлонов (380 000 литров). Вес жидкости составлял 610 т. Бак был помещен в шахту (в штате Южная Дакота) на глубину 1500 м. Это было необходимо для того, чтобы защититься от действия космических лучей. Они рождают протоны, что также вело бы к образованию ^{37}Ar :



Чтобы извлечь образовавшийся ^{37}Ar , примерно раз в полтора месяца (в конце очередной „экспозиции“) бак продувают гелием, пузырьки которого захватывают с собой аргон (напомним: и гелий, и аргон — инертные газы, и ни в какие реакции они не вступают). Затем с помощью сложной системы конденсационных ловушек и фильтров аргон отделяют от гелия (и других примесей). Контрольные эксперименты, описывать которые мы не будем, показали, что в результате такой процедуры удается надежно выделить примерно 90% атомов аргона. Их помещают в миниатюрный пропорциональный счетчик типа счетчика Гейгера с камерой меньше 1 см³ (та самая „колба“, о которой говорилось выше) и на самолете его перевозят в осуществляющую эксперимент Брукхейвенскую лабораторию на Лонг Айленде (около Нью-Йорка). Здесь регистрируют реакции (2.5) — каждый акт индивидуально. При К-захвате электрона ядром ^{37}Ar в 93% случаев на освободившееся место переходит один из электронов с верхнего уровня, а избыток энергии вызывает автоионизацию атома (эффект Оже). Возникший таким путем свободный Оже-электрон имеет вполне определенную энергию в 2.8 кэВ, что и позволяет идентифицировать факт распада именно ^{37}Ar .

В баке с C_2Cl_4 , как легко подсчитать, всего имеется $\sim 2 \cdot 10^{30}$ атомов ^{37}Cl . За время экспозиции в нем образуется $\sim 14 \div 17$ атомов ^{37}Ar (в среднем по 0.43 атома в сутки!). Поэтому в конце экспозиции примесь аргона составляет $\sim 10^{-29}$ — и эту ничтожнейшую примесь удается не только обнаружить и выделить, но и точно измерить ее содержание. Заключение, которое мы отсюда делаем, звучит парадоксально: разумная жизнь широко распространена во Вселенной! Действительно, в Галактике имеется $\sim 10^{11}$ звезд, а общее число галактик во Вселенной никак не больше 10^{12} . Поэтому во всей Вселенной имеется $\sim 10^{23}$ звезд. Взяв наудачу какую-нибудь звезду, мы с вероятностью 10^{-23} обнаружим около нее разумную жизнь, так как эта звезда случайно окажется нашим Солнцем. Итак, известная нам распространенность разумной жизни во Вселенной примерно в миллион раз выше надежно измеренной относительной распространенности атомов ^{37}Ar в описанной выше подземной установке!

Порог реакции (2.4) равен 0.814 МэВ, и это важнейшее ограничение хлор-аргонового метода. Нейтрино, рождающиеся при протон–протонной реакции,

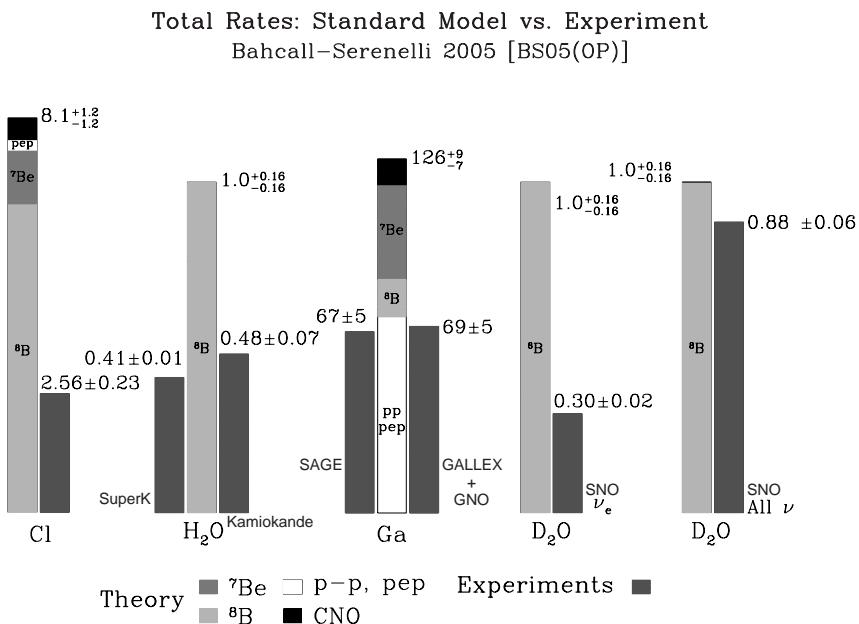


Рис. VI.2.2:

Результаты измерений потока солнечных нейтрино различными методами.

как уже не раз говорилось, имеют энергии $E_\nu \leq 0.420$ МэВ. Их этим методом зарегистрировать невозможно. Так как сечение взаимодействия с нейтрино возрастает $\propto E_\nu^2$, то главный вклад в скорость образования ${}^{37}\text{Ar}$ дают „борные“ нейтрино, рождающиеся в реакции ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu$. Энергетический спектр этих нейтрино непрерывный, с максимальной энергией 14.1 МэВ. Но рождающая их реакция относится к цепочке ppIII, по которой на Солнце вырабатывается всего $\sim 0.02\%$ альфа-частиц. Поэтому поток этих высоконеэнергичных „борных“ нейтрино составляет всего 10^{-4} от полного нейтринного потока, или $\sim 10^7 \nu / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Скорость образования ${}^{37}\text{Ar}$ в реакции (2.4) принято выражать в специальных единицах, выбранных так, чтобы иметь дело с числами порядка единицы. Это так называемая Солнечная Нейтринная Единица (SNE), или по-английски SNU (Solar Neutrino Unit). Она равна 10^{-36} захватов нейтрино в секунду одним атомом (точнее, ядром) мишени (для хлор–аргонового эксперимента это ${}^{37}\text{Cl}$).

На рис. VI.2.2 приведены результаты измерений потоков солнечных нейтрино различными методами. В дальнейшем, описывая тот или иной метод измерений, мы всякий раз будем обращаться к этой очень информативной иллюстрации.

К хлор–аргоновому методу, о котором сейчас идет речь, относится левая „колонка“. Высокий столбик дает результаты теоретических расчетов по модели Солнца. На нем ясно виден вклад разных составляющих потока. Большая часть — около 70% всех реакций (2.4) — вызывается захватами борных нейтрино. Далее по значимости идут бериллиевые нейтрино (поток в линии 0.861 МэВ). Совсем небольшой вклад дают нейтрино от *pep* реакции (узкая полоска в верхней части столбика). Ранее мы не упоминали о том, что нейтрино непрерывного спектра возникают на Солнце также при реакциях CN–цикла, причем их энергии таковы, что они в принципе обнаружимы хлор–аргоновым детектором. Максимальные энергии этих нейтрино составляют 1.20 и 1.74 МэВ для реакций $^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}$ и $^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$ соответственно. Однако на Солнце вклад CN–цикла в скорость образования альфа–частиц незначителен, да к тому же большая часть этих нейтрино имеет энергии $E_\nu < 0.814$ МэВ и не регистрируется хлор–аргоновым методом. Поэтому вклад их в скорость образования аргона невелик (черный квадратик на самом верху).

Описанный эксперимент по измерению потока солнечных нейтрино *высоких энергий* (последнее уточнение, как мы вскоре увидим, очень важно) был задуман и осуществлен Р.Дэвисом (Raymond Davis). Несколько лет ушло на подготовку эксперимента и отработку методики. Полноценные измерения велись чуть более 30 лет, с 1967 по 1998 год. За это время было выполнено 108 экспозиций с последующей экстракцией аргона.

Результаты измерений с самого начала оказались обескураживающими. По лучшим из моделей современного Солнца, которые непрерывно уточнялись и улучшались, в частности за счет учета ряда второстепенных эффектов, которыми ранее пренебрегали, получалось, что теоретический поток, измеренный в единицах SNU, должен составлять

$$\xi = 8.1 \pm 1.2 \quad \text{SNU}, \quad (2.7)$$

тогда как измерения за все время наблюдений дали

$$\xi = 2.56 \pm 0.23 \quad \text{SNU}. \quad (2.8)$$

Хотя здесь приведен конечный результат, усредненный за весь период измерений, уже первые результаты указывали на то, что наблюдаемый поток примерно втрое меньше теоретического. Возникла знаменитая *проблема солнечных нейтрино* (теперь уже разрешенная).

Оценивая сложившуюся ситуацию, следует прежде всего помнить, что речь шла не о дефиците *полного* потока, а о нехватке потока лишь *высокоэнергичных*

борных нейтрино, составляющем в полном потоке ничтожную часть, $\sim 10^{-4}$. Наука тогда была в моде, и журналисты буквально трубили о том, что измеренный поток нейтрино от Солнца оказался втройне ниже того, что ожидалось, по неведению (или намеренно) опуская вставить слово „высокоэнергичных“. Дело доходило до публичных сомнений в правильности основных представлений о термоядерных источниках энергии звезд. В ведущем советском общественно-литературном журнале того времени „Новый Мир“ один академик-астрофизик прямо писал такое... Впрочем, этот сильно раздутый научный скандал имел и свою положительную сторону, значительно облегчив получение финансирования для продолжения измерений.

На самом деле положение было хотя и серьезным, но отнюдь не трагическим. Во-первых, некоторые авторитетные эксперты утверждали, что в столь тонком эксперименте никто не гарантирован от возможности какой-то ошибки. Они считали, что определенные выводы можно будет сделать, только когда появятся измерения, выполненные независимо другим методом. Эти осторожные люди оказались правы, как мы вскоре увидим. Другие считали, что с экспериментом у Дэвиса все в порядке, и надо искать астрофизическое объяснение полученного расхождения. Было предложено множество вариантов, связанных с модификацией или даже отказом от стандартной модели Солнца, вплоть до такой экзотики как предположение о наличии в центре Солнца маломассивной черной дыры...

Консервативное астрофизическое объяснение состояло в том, что температура в центре Солнца примерно на $(5 \div 6)\%$ ниже, чем дает стандартная модель. Дело в том, что скорость реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ чрезвычайно чувствительна к температуре (растет примерно как T^{20} ; проверьте!). Поэтому поток борных нейтрино — это фактически очень чувствительный термометр для измерения температуры в самом центре Солнца. Уменьшение центральной температуры Солнца можно вполне согласовать с сохранением полной его светимости — достаточно считать, что температура падает с удалением от центра несколько медленнее, чем по стандартной модели. Однако специалисты по построению моделей строения Солнца, и первый среди них, Дж. Баколл (John Bahcall), посвятивший этому не один десяток лет, такое объяснение отвергали, настаивая на высокой точности своей стандартной модели.

Наконец, существовало третье объяснение, требовавшее отказа от нулевой массы покоя нейтрино. По этой версии на своем пути из центра Солнца до Земли за счет так называемых нейтриинных осцилляций часть солнечных электронных нейтрино превращалась в мюонные. Это было весьма радикальным пересмотром свойств нейтрино, и чтобы его принять, нужны были веские дополнительные подтверждения такой возможности. Они вскоре появились — сначала из ряда измерений потока солнечных нейтрино другими методами, а потом и из лабораторных измерений.

2.4. Галлий–германиевые эксперименты

В 1965 г. московский физик В.А. Кузьмин предложил новый метод измерения потока солнечных нейтрино. Это также радиохимический метод, в основных чертах тот же, что и хлор–аргоновый, но обладающий тем громадным преимуществом, что он позволяет „увидеть“ нейтрино от протон–протонной реакции. В основе его лежит пара реакций



и



Первая из них чувствительна к нейтрино с $E_\nu \geq 0.233$ МэВ, так что способна регистрировать нейтрино от основной энерговыделяющей протон–протонной реакции, для которых $E_\nu^{\max} = 0.420$ МэВ. Рождающийся при захвате нейтрино ${}^{71}\text{Ge}$ неустойчив, период его полураспада 11.43 дня. В конце „экспозиции“ из большой емкости с ${}^{71}\text{Ga}$ с помощью процедуры, аналогичной продувке гелием в хлор–аргоновом эксперименте, выделяют (почти) все образовавшиеся за время экспозиции атомы ${}^{71}\text{Ge}$ в отдельную малую емкость и в дальнейшем стандартными методами ядерного эксперимента фиксируют каждый акт распада ${}^{71}\text{Ge}$ (происходящего в результате К–захвата).

На первых порах препятствием к осуществлению этого эксперимента было отсутствие в требуемых количествах (десятки тонн) химически чистого галлия. Его производство потребовало разработки специальной технологии (и, конечно, немалых финансовых вложений). К началу 1990-х годов проблема была решена, и началось осуществление двух независимых экспериментов, слегка отличающихся по методике.

Первый из них, SAGE (что расшифровывается так: Soviet–American Gallium Experiment) проводится в России на Баксанской нейтринной обсерватории на Северном Кавказе, в районе Эльбруса. Установка содержит 60 т металлического галлия. Его температура плавления ~ 37 градусов Цельсия. Во время экспозиции он находится в твердом состоянии, но для „продувки“ его слегка подогревают, и он становится жидким. За 1990 – 2007 гг. было осуществлено 116 экспозиций и при этом зарегистрировано около 2000 захватов нейтрино ядрами ${}^{71}\text{Ga}$.

Второй галлий–германиевый эксперимент проводится в Италии, в лаборатории LUNA (Laboratory for Underground Nuclear Astrophysics), неподалеку от Рима. Установка содержит жидкий хлорид галлия GaCl_3 , в котором около 30 т природного галлия, содержащего $\sim 40\%$ изотопа ${}^{71}\text{Ga}$. Эксперимент, проводившийся в 1991 – 1997 гг., назывался GALLEX (расшифровка названия едва ли требуется), а после модернизации 1997 г. – GNO (Gallium Neutrino Observatory).

Галлий–германиевые эксперименты фактически напрямую измеряют (с некоторым коэффициентом) полный поток солнечных электронных нейтрино. И здесь результат также сильно разошелся с теоретическим предсказанием по модели Солнца (см. рис. VI.2.2, средняя группа столбцов). Согласно теории, измеренный поток должен был бы быть

$$\xi = 126^{+9}_{-7} \text{ SNU.} \quad (2.11)$$

В эксперименте SAGE было получено

$$\xi = 70.8 \text{ SNU} \quad (2.12)$$

с погрешностью $\pm 7.5\%$, тогда как GALLEX+GNO дали

$$\xi = 74.1 \text{ SNU} \quad (2.13)$$

при погрешности $\pm 7.3\%$.

Прежде всего бросается в глаза *полное согласие* результатов двух галлий–германиевых экспериментов. Вопрос о возможности какого-то дефекта в эксперименте полностью отпал. Фактически отпали и попытки всех астрофизических объяснений серьезного, почти в два раза, расхождения теории и наблюдений. Нейтринные осцилляции, требующие отличия от нуля массы покоя нейтрино, что физики–ядерщики принимали очень неохотно, остались единственным разумным объяснением.

Была, впрочем, еще одна „деталь“, которую хотелось бы проверить — убедиться, что регистрируемые нейтрино действительно прилетают из того направления, где в данный момент находится Солнце. Для этого требовался совсем другой, не радиохимический метод, а метод, который позволял бы фиксировать непосредственно сам акт взаимодействия нейтрино с веществом. Это было сделано в эксперименте SuperKamiokande.

2.5. Суперкамиоканде и далее

Суперкамиоканде — это название еще одной знаменитой установки для регистрации солнечных нейтрино, на этот раз японской. Как и все описанные до сих пор, для защиты от нежелательного фона, создаваемого космическими лучами, установка находится глубоко под землей, в шахте. Внешне она представляет собой огромный цилиндрический бак из нержавеющей стали, диаметром 39 метров и высотой 41 метр (!). Бак наполнен 50 000 тонн сверхчистой воды. На его внутренней поверхности размещены 11 146 специально изготовленных фотоумножителей. В установке происходят рассеяния нейтрино на атомных электронах, которые можно считать свободными. При каждом таком акте взаимодействия электрон получает значительный импульс в направлении первоначального полета

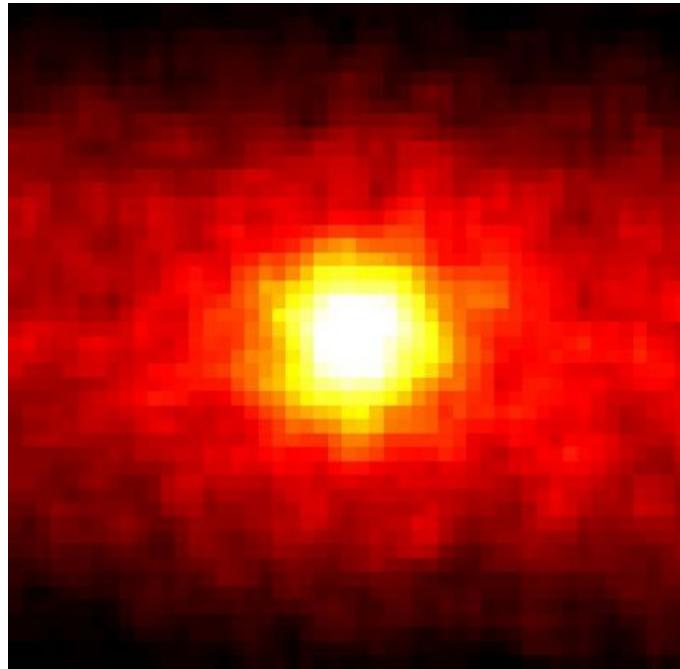


Рис. VI.2.3:

Нейтринное изображение Солнца.
Угловой размер показанной на рисунке
области — $90^\circ \times 90^\circ$.

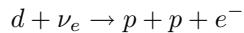
нейтрино и начинает двигаться в воде со сверхсветовой (для воды) скоростью, рождая летящие в конусе черенковские фотоны. Электрон, рассеянный на нейтрино с энергией $E_\nu > 5.5$ МэВ, испускает в баке с водой ~ 1000 черенковских фотонов. Возникает направленная вспышка света, которая фиксируется фотумножителями, лежащими в конусе вокруг оси этой вспышки. В итоге удается определить (к сожалению, не очень точно) направление прилета нейтрино, вызвавшего эти события.

Руководителем международной коллегии, осуществлявшей этот проект, был профессор Токийского университета М. Кошиба (Masatoshi Koshiba). Установка Суперкамиоканда вошла в строй в 1993 г., обойдясь в 100 млн долларов. Полноценные измерения начались в апреле 1996 г. В этом эксперименте ре-

гистрируются только электронные нейтрино высоких энергий, то есть борные, с $E_\nu \gtrsim 5$ Мэв. Всего за 5 лет было зарегистрировано 18 464 акта рассеяния нейтрино. И опять оказалось, что измеренный поток вдвое меньше теоретического (точнее, составляет 0.48 от теоретического, см. вторую слева группу столбцов на рис. VI.2.2, отмеченную у основания символом H_2O). В этом, впрочем, было мало нового. Замечательно, что были зафиксированы сезонные вариации измеренного потока нейтрино на $\sim 7\%$, вызванные изменениями расстояния до Солнца в течение года на 3.4%. Принципиальным же явилось получение первого нейтринного изображения Солнца (рис. VI.2.3). Оно построено по результатам нескольких тысяч индивидуальных событий, зафиксированных по наблюдениям в течение 500 дней. Угловое разрешение очень низкое: стороне прямоугольника на рисунке соответствует угол в 90 градусов на небе. Однако пик яркости в точности совпадает с положением центра Солнца. Мы впервые непосредственно „видим“ центр Солнца. Если угодно, это настоящее чудо, о котором и мечтать никому не приходило в голову каких-то полвека тому назад.

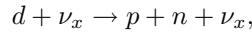
В 2002 г. Раймонд Дэвис и Масатоши Кошиба были удостоены Нобелевской премии „for pioneering contributions to astrophysics, in particular for the detection of cosmic neutrinos“ (см. Приложение III, с. 522). На этом, собственно, можно было бы поставить точку — астрофизическая часть проблемы солнечных нейтрино была решена. Оставался, правда, еще один важный вопрос. Сомнений в том, что масса покоя нейтрино отлична от нуля и часть солнечных электронных нейтрино по пути от места рождения в центре Солнца до Земли превращается в мюонные нейтрино, почти ни у кого не оставалось. Однако требовалось еще экспериментально проверить, что полный поток нейтрино всех трех типов согласуется с тем, что дает стандартная модель Солнца в предположении об отсутствии нейтринных осцилляций.

Это было проделано в серии измерений, проведенных международной коллегией в 1999 — 2006 гг. в Канаде на установке SNO (Solar Neutrino Observatory). Установка представляла собой шар диаметром 12 м, наполненный 1000 тонн сверхчистой тяжелой воды D_2O , на поверхности которого были размещены 9 600 фотоумножителей. По черенковскому излучению фиксировалась рассеяния нейтрино на электронах. Главное же было в фиксации распадов дейtronов под воздействием потока солнечных нейтрино. Здесь возможны две реакции. Первая из них



может происходить под действием только электронных нейтрино. (Заметим, что это, если угодно, вариант о.бычной протон–протонной реакции — поверните стрелку влево и перенесите электрон налево, разумеется, заменив его позитроном). Измеренный таким образом поток солнечных электронных нейтрино

оказался в согласии с измерениями, выполненными ранее другими методами (30% от теоретического, см. левую группу столбцов, отмеченных снизу D₂O на рис. VI.2.2). Вторая реакция имеет вид



где ν_x — нейтрино *любого* типа (электронное, мюонное или тау). Эта реакция позволяет измерить полный поток всех трех видов нейтрино (с энергией >2.24 МэВ), приходящих к нам от Солнца. Оказалось, что этот поток полностью согласуется с тем, что дает стандартная модель Солнца (самая правая гистограмма на рис. VI.2.2). Стоявшая более трех десятилетий „проблема солнечных нейтрино“ перестала существовать.

Статья, содержащая описанный только что результат, была опубликована в 2003 г. в электронном архиве nucl-ex/0309004 v1. Число ее авторов — 131 человек (такие публикации на жаргоне сейчас называют братскими могилами). С тех пор дело продвинулось далеко вперед: было введено в действие несколько экспериментальных установок для измерения параметров нейтринных осцилляций, было установлено, что, скорее всего, превращение электронных солнечных нейтрино в другие виды происходит пока они еще не вылетели из Солнца (за счет так называемого эффекта Михеева – Смирнова – Вольфенштейна; что это такое, объяснять не будем). Наконец, был измерен квадрат разности масс электронного и мюонного нейтрино ($\Delta m^2 = 6.9 \cdot 10^{-5}$ эВ).

Когда начинался опыт Дэвиса, мало кто оценивал его иначе как дорогостоящую попытку напрямую измерить температуру в центре Солнца. Никто не предполагал, что это породит новую бурно развивающуюся область физики элементарных частиц — экспериментальную физику „тяжелых“ нейтрино.

3. УПРАЖНЕНИЯ

1° Энергия связи дейтрона равна 2.224 МэВ. Разность энергий нейтрана и протона составляет 1.293 МэВ. Найти максимальную энергию нейтрино, испускаемых при протон–протонной реакции.

2° Оценить вклад в общую светимость Солнца, который дает энергия, выделяющаяся при протон–протонных реакциях.

3° Рассчитать отношение He/H в центре современного Солнца, считая, что ровно половина атомов водорода выгорела. Начальный химический состав: X=0.75, Y=0.24.

4° Написать и решить уравнение, описывающее изменение со временем содержаниядейтерия. Содержание водорода и температуру считать не зависящими от времени. Принять, что $\rho X_H = 100 \text{ г/см}^3$, где X_H – весовая доля водорода. Начальное содержание дейтерия $(D/H)_0 = 10^{-5}$. Оценить время выхода содержания дейтерия на равновесное значение (с точностью до, скажем, 50%) при температуре $T_6 = 15$. Почему оно гораздо больше времени выгорания дейтерия, определяемого формулой (2.64), с. 286? Оцените также время выгорания дейтерия при том же значении ρX_H и $T_6 = 1.5$ (когда дейтерий на самом деле и выгорает при рождении звезд).

5° Убедиться, что (1.22) действительно является решением уравнения (1.19) с начальным условием $W(0) = 0$.

6° Записать полную систему дифференциальных уравнений, описывающих изменение со временем содержания каждого из нуклидов, фигурирующих в цепочках pp I+pp II+pp III. Упростить ее, принимая, что содержания ^2D , ^3He и $^8\text{Be}^*$ равновесные, а также что $d(^7\text{Be} + ^7\text{Li})/dt = 0$ (почему и когда это так?). Показать, что в итоге мы получим уравнение (1.38) и соотношение

$$\frac{d^4\text{He}}{dt} = -\frac{1}{4} \frac{dH}{dt}.$$

7° В известном учебнике R. Kippenhahn and A. Weigert „Stellar Structure and Evolution“, Springer-Verlag, 1994, на с. 163 имеется следующее утверждение: „The $^3\text{He} - ^4\text{He}$ reaction has a 14% larger reduced mass, a 4.6% larger τ ,

and thus a slightly larger temperature sensitivity ν than the ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ reaction. With increasing T , $pp2$ and $pp3$ will therefore dominate more and more over $pp1$ (say above $T_7 \approx 1$) if ${}^4\text{He}$ is present with appreciable amounts". Верно ли такое объяснение роста относительной роли ppII + ppIII по сравнению с ppI при увеличении температуры?

8° Показать, что при действии всех трех pp-цепочек и $F_i = 1/2$ равновесное содержание ${}^3\text{He}$ составляет $\sqrt{2/3} = 0.816$ от его содержания при действии одной только цепочки ppI.

9° Поймите, какие формулы п. 1.3 использовались при построении кривых рис. VI.1.4.

10° Исходя из очевидной формулы

$$F_i = \frac{R_{33}}{R_{33} + R_{34}} = \frac{\lambda_{33} {}^3\text{He}}{\lambda_{33} {}^3\text{He} + 2\lambda_{34} {}^4\text{He}}$$

получить выражение для F_i , даваемое формулой (1.47).

11° Какова максимальная энергия антинейтрино, испускаемого при бета-распаде свободного нейтрона?

12° В известном учебнике C. J. Hansen and S. D. Kawaler „Stellar Interiors. Physical Principles, Structure and Evolution”, Springer-Verlag, 1994, на с. 327 утверждается, что hep -реакция имеет вид ${}^3\text{He}(pe^-, \nu_e){}^4\text{He}$ и при ней испускаются нейтрино непрерывного спектра с энергией вплоть до 18.8 МэВ. Найти ошибку.

13° При hep реакции ${}^3\text{He} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu$ испускаются нейтрино непрерывного спектра с $E_\nu^{\max} = 18.8$ МэВ. Найти энергию нейтринной линии, образующейся при реакции ${}^3\text{He} + e^- + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \nu$ (которую по аналогии с per -реакцией было бы естественно обозначить hep , тогда не возникло бы недоразумений вроде указанного в предыдущей задаче).

Глава VII

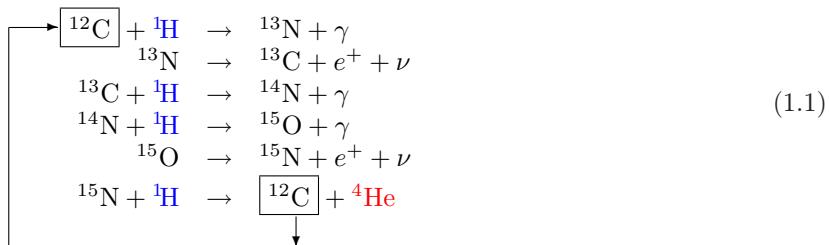
ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА. II

1. СНО–ЦИКЛ: СТРУКТУРА И ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ

1.1. Простой CN–цикл

Помимо pp–цепочек, имеется еще один путь синтеза α –частиц из протонов, работающий в звездах, — так называемый СНО–цикл. Он является основным способом производства энергии у звезд ГП с $M \gtrsim 1.2$. Весьма существенную энергетическую роль он играет также у красных гигантов. Не менее важен и вопрос о нуклеосинтезе в СНО–цикле. Подход астрофизика–практика к интерпретации широкого круга наблюдательных данных, касающихся особенностей содержания С, N и O у различных звезд, базируется на анализе специфики нуклеосинтеза в ходе СНО–цикла. Сказанное оправдывает большое место, отводимое нами детальному изучению этого цикла.

CNO–цикл — это совокупность трех (а если быть совсем строгим, то даже четырех) сплеленных друг с другом или, точнее, частично перекрывающихся циклов. Изучение их мы начнем с наиболее важного из них — *простого CN–цикла*. Другие его названия — углеродный цикл, цикл Бете. Так именуют следующую цепочку реакций:



Ее итогом является, очевидно, слияние четырех **протонов** в α –**частицу**, а углерод, азот и кислород выступают как катализаторы. Впрочем, при всей кажущейся очевидности последнего утверждения оно нуждается в серьезных оговорках (см. ниже).

На первый взгляд последовательность реакций CN–цикла выглядит довольно-таки замысловатой. Кажется, что ее и запомнить-то нелегко, а уж как она была придумана — и вовсе непонятно. При беглом взгляде возникает ощущение, что в CN–цикле есть что-то искусственное, что он специально подобран, и если внимательно поискать, то — как знать? — быть может отыщутся еще какие-то сходные, а то и более простые цепочки энерговыделяющих реакций. Все эти впечатления совершенно обманчивы.

Запомнить последовательность реакций CN–цикла не составляет труда. Суть его состоит в непрямом синтезе α –частицы из четырех протонов при

их последовательных захватах ядрами, начиная с ^{12}C . Захват первых трех протонов вызывает однотипные реакции (p, γ) , захват последнего, четвертого протона влечет, естественно, реакцию (p, α) — синтез α -частицы завершается. Когда-то должны произойти два позитронных β -распада — позитронных потому, что суммарный заряд четырех протонов +4, заряд же α -частицы +2. При каждом β^+ -распаде излучается также по одному нейтрино. Собственно, единственное, что нужно запомнить, — это когда именно, на каких этапах происходят β -распады. В реакциях (p, γ) образуются ядра как с четными, так и с нечетными A . Последние неустойчивы — они и распадаются.

Вы только что прочли объяснение устройства CN-цикла — а в результате без всяких усилий его запомнили!

Проверьте себя — выпишите, никуда не заглядывая, цепочку реакций CN-цикла. Если это вызовет затруднения или если в записи будут ошибки, внимательно прочтите предыдущий абзац еще раз, сопоставив его с приведенной выше последовательностью реакций.

Простой перебор реакций термоядерного синтеза в газе космического химического состава, постепенно нагреваемого до $\sim 2 \cdot 10^7$ К, с неизбежностью приводит к обнаружению CN-цикла. Как уже не раз говорилось, из-за необходимости преодоления высокого кулоновского барьера за счет туннельного эффекта первыми должны пойти реакции между самыми легкими ядрами — для них $Z_i Z_k$ малы. Если бы дело было только в этом, горение начиналось бы с протон–протонной реакции. Однако при этой реакции, кроме подбарьерного проникновения, должен произойти еще и β -распад „на лету“, вероятность чего крайне низка. В итоге S -фактор для протон–протонной реакции оказывается рекордно малым: $S \sim 4 \cdot 10^{-22}$ кэВ·барн. Поэтому выгорание легких элементов начинается не с водорода, а сдейтерия ($Z = 1$, $A = 2$), лития ($Z = 3$), бериллия ($Z = 4$) и бора ($Z = 5$). Гелия в этом перечне нет, поскольку он на водороде не горит. Существенно, что захваты протонов ядрами Li, Be и B вызывают реакции (p, α) , так что эти ядра в реакциях с протонами *не воспроизводятся*, почему и выгорают практически полностью. Правда, ядра ^7Li , ^7Be и ^8B синтезируются в цепочках pp II и pp III, но тут же и разрушаются (см. п. 1.2 Гл. VI). Поэтому результирующие концентрации D, Li, Be и B при $T \gtrsim 10^7$ К оказываются совершенно ничтожными.

За бором идут углерод ($Z = 6$), азот ($Z = 7$) и кислород ($Z = 8$). Они горят в реакциях (p, γ) , причем с „нормальными“ S -факторами: $S \sim (10^0 \div 10^1)$ кэВ·барн. Первым должен начать выгорать углерод, так как для него кулоновский барьер ниже, чем для азота и кислорода. Итак, мы естественным образом пришли к рассмотрению реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$. Из-за сильной β -радиоактивности ядра ^{13}N оно за минуты, то есть практически мгновенно, превращается в ^{13}C . Это ядро, в свою очередь, должно захватывать протон и превращаться в азот: $^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}$. Проходит некоторое время, и углерод почти

весь выгорает, преобразуясь в азот. Очередной этап — протонные реакции на азоте — должен начинаться с реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, за которой сразу же, за минуты, следует $^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$. Кулоновский барьер у ^{15}N тот же, что и у ^{14}N , и поэтому будет захватываться еще один протон. Два возможных исхода этого — реакции $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ и $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$. Реакция (p,α) происходит здесь в $\sim 10^3$ раз чаще, чем (p,γ) , поскольку она идет с сильным взаимодействием, тогда как (p,γ) — с электромагнитным (излучается γ -квант), а оно слабее.

Реакция $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$ создает качественно новую ситуацию. Ядро ^{12}C , с разрушения которого начинаются протонные реакции на ядрах углеродно-кислородной группы, оказывается в ходе этих реакций заново синтезированным. Иначе говоря, выгорание углерода сменяется его воспроизведением — CN-цикл заработал.

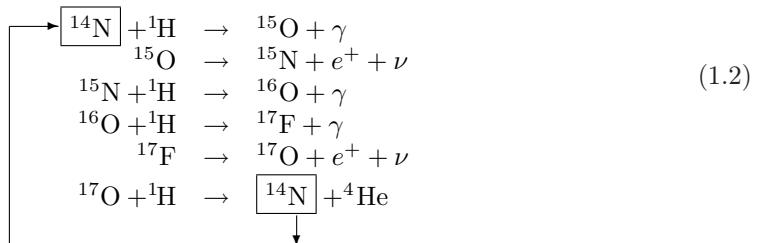
Как видим, этот цикл отнюдь не является продуктом какого-то хитроумного специального подбора цепочки реакций, а появляется непринужденно, буквально сам собой.

1.2. Тройной CNO-цикл

Пренебрежение боковым ответвлением от CN-цикла, обусловленным радиационным захватом протона ядром ^{15}N , на первый взгляд кажется вполне оправданным, так

как одна реакция $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ приходится примерно на 10^3 реакций $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$. И тем не менее это боковое ответвление играет существенную роль как в энергетике, так и в нуклеосинтезе элементов CNO-группы.

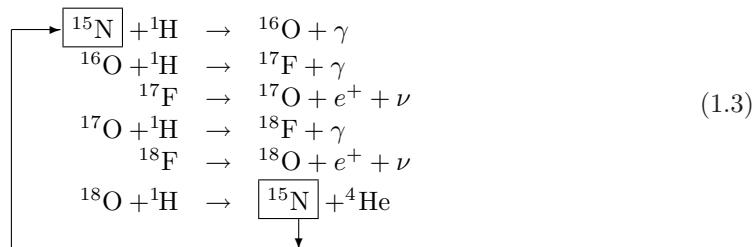
Долгое время полагали, что CNO-цикл двойной. Считалось, что основной CN-цикл частично перекрывается со следующим циклом:



Этот второй цикл, который мы будем называть циклом NOI, имеет в точности ту же структуру, что и CN-цикл. Ясно, что из-за малости сечения реакции $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ по сравнению с $^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$ скорость синтеза α -частиц по этому циклу в стационарном режиме должна быть гораздо (в $\sim 10^3$ раз) ниже, чем по CN-циклу. Как это ни парадоксально, несмотря на это цикл NOI существенно сказывается на энергетике, повышая темп энерговыделения в CN-цикле. Это происходит потому, что распространенность ядер ^{16}O в газе нормально-го космического химического состава до начала работы цикла велика, выше

суммарной концентрации С и Н. В реакциях цикла NO I ядра ^{16}O выгорают и превращаются главным образом в ^{14}N , заметно (раза в два – три) увеличивая тем самым число ядер-катализаторов CN-цикла и повышая в результате темп энерговыделения.

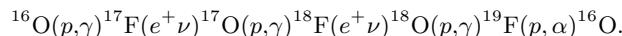
Подобно тому как с последней реакцией CN-цикла $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ может конкурировать реакция $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$, что порождает цикл NO I, последняя реакция этого второго цикла $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ имеет своим конкурентом реакцию $^{17}\text{O}(p, \gamma)^{18}\text{F}$. До середины 1970-х годов считали, что скорость этой (p, γ) -реакции гораздо меньше скорости соответствующей реакции (p, α) . Однако проведенные затем лабораторные измерения сечения реакции $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ показали, что ранее оно было сильно — по крайней мере в 50 раз — завышено. Хотя и теперь это сечение известно не очень надежно (заметим, что реакция $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ — резонансная), можно думать, что реакции (p, α) и (p, γ) на ядре ^{17}O при температурах $T_6 \gtrsim 30$ имеют скорости одного порядка. Это делает необходимым учет в составе CNO-цикла третьего подцикла, первые три реакции которого совпадают с тремя последними реакциями цикла NO I:



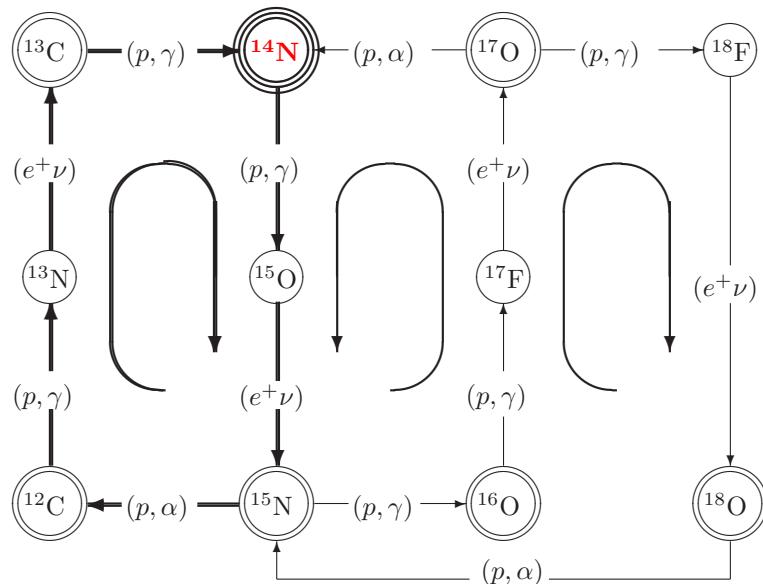
Эту цепочку реакций будем называть циклом NO II. По-видимому, темпы циклов NO I и NO II одного порядка.

Циклы CN, NO I и NO II образуют *тройной* CNO-цикл. Концентрации изотопов фтора из-за их нестабильности столь малы, что он не „удостоился“ упоминания в названии цикла. При температурах $T_6 \lesssim 100$ тройной CNO-цикл можно считать практически замкнутым.

Имеется еще очень медленный четвертый цикл:



Его роль в нуклеосинтезе изотопов С, Н и О, а тем более в выработке энергии ничтожно мала. В установившемся режиме он работает раз в 10 медленнее NO-циклов (которые, в свою очередь в 10^3 раз медленнее основного CN-цикла). Единственное, в чем этот четвертый цикл может оказаться важным, — это объяснение происхождения ^{19}F .



Цикл CN	Цикл NO I	Цикл NO II
Углеродная ветвь	Кислородная ветвь	

Рис. VII.1.1:

Структура тройного CNO-цикла.

В установившемся режиме CN-цикл работает в $\sim 10^3$ раз быстрее имеющих примерно одинаковую производительность циклов NO I и NO II. Несмотря на это, NO-циклы могут заметно сказываться не только на нуклеосинтезе, но и на скорости выработки энергии в тройном CNO-цикле (см. текст).

Структура тройного CNO-цикла иллюстрируется Рис. VII.1.1. Направления обхода циклов указаны изогнутыми линиями со стрелками. Итог каждого из циклов — слияние четырех протонов в альфа-частицу. Кружки меньшего размера отмечают нестабильные изотопы. Жирная стрелка подчеркивает, что в установившемся режиме циркуляция в углеродной (CN) ветви тройного цикла происходит гораздо быстрее, чем в кислородной (NO I + NO II).

В реакциях CNO-цепочек суммарное число ядер углерода, азота и кислорода остается неизменным. Они лишь превращаются друг в друга. Если температура сохраняется постоянной или изменяется достаточно медленно, спустя некоторое время должно установиться равновесное, или точнее стационарное распределение нуклидов углеродно-кислородной группы (C, N, O), определяемое лишь температурой. Как мы вскоре убедимся (см. п. 2.1, с. 360), важнейшая его черта состоит в том, что *в равновесии содержание ^{14}N во много раз превышает содержание всех остальных нуклидов этой группы.* На Рис. VII.1.1 этот факт подчеркивается особым видом кружка у ^{14}N — он тройной. Заметим, что до достижения равновесия считать ядра C, N и O только катализаторами нельзя — они служат и топливом.

Рассматриваемый как ядерная фабрика по переработке элементов углеродно-кислородной группы, CNO-цикл с выходом на равновесный режим прекращает свою активную жизнь, продолжая, однако, полным ходом работать как термоядерная энергетическая установка, сжигающая водородное топливо. В этом своем энергетическом качестве CNO-цикл конкурирует с pp-цепочками. Хотя кулоновские барьеры в протонных реакциях CNO-цикла заметно выше, чем в реакциях pp-цепочек, а концентрация ядер C, N и O, вместе взятых, на три порядка ниже концентрации протонов, CNO-цикл все же оказывается вполне конкурентоспособным — в его активе те 22 порядка, на которые S-факторы (p,γ)-реакций CNO-цикла превышают S-фактор протон-протонной реакции. Количественное обсуждение см. в п. 4.1, с. 375.

В заключение этого пункта заметим, что при взрывном горении водорода в поверхностных слоях звезд, например, при вспышках новых, могут развиваться очень высокие температуры. При этом характер CNO-цикла существенно меняется. При $T_6 \gtrsim 100$ реакции (p,γ) идут столь быстро, что они способны конкурировать с β -распадами нестабильных изотопов N, O и F. Цепочки реакций учитывающего это обстоятельство так называемого *горячего CNO-цикла* заметно отличаются от тех, которые мы рассматривали выше.

1.3. Основные параметры реакций

Из всех ядерных реакций, представляющих интерес для физики звезд, реакции CNO-цикла изучены едва ли не лучшим образом.

Почти все сечения надежно измерены в ряде лабораторий, из которых в первую очередь нужно назвать Кэллогскую радиационную лабораторию Калифорний-

ского технологического института. В ней под руководством Уильяма Фаулера (Нобелевская премия, 1983 г.; см. Приложение III, с. 522) более полувека велись измерения сечений астрофизически интересных ядерных реакций.

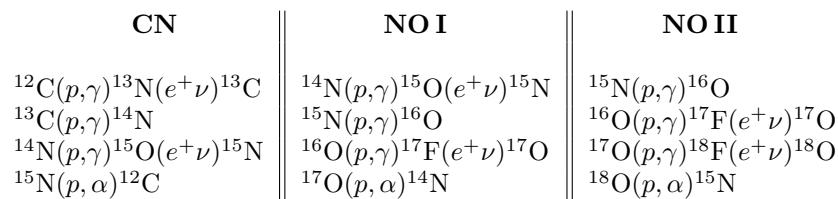
Любопытные детали истории этих работ приводятся в лекции, прочитанной У. Фаулером при вручении ему Нобелевской премии за исследования по ядерной астрофизике. Опубликованы два разных ее русских перевода — один в виде брошюры общества „Знание“ (серия „Космонавтика, астрономия“, № 3135 за 1985 г.), другой — в „Успехах физических наук“, **145**, № 3, 441 – 488, 1985. Много интересных сведений исторического характера и авторитетные обзоры широкого круга вопросов ядерной астрофизики по состоянию на середину 1980-х годов имеются в сборнике „Ядерная астрофизика“, под ред. Ч. Барнса, Д. Клейтона и Д. Шрамма, М.: Мир, 1986. Мы широко использовали оба этих важных источника информации.

В последние 20 – 30 лет измерения и расчеты важных для астрофизики сечений ядерных реакций ведутся многими исследовательскими группами. Исчерпывающие сводки их результатов для реакций, идущих в недрах Солнца, дважды, в 1998 и 2011 гг. публиковались А.Е. Adelberger et al. в *Rev. Mod. Phys.*, **70**, 1265, 1998 и **83**, 195, 2011.

Прежде всего приведем периоды полураспада $t_{1/2}$ фигурирующих в CNO-цикле β -радиоактивных ядер:

$^{13}\text{N} (e^+\nu)$	^{13}C	— — —	9.965	мин
$^{15}\text{O} (e^+\nu)$	^{15}N	— — —	122.24	сек
$^{17}\text{F} (e^+\nu)$	^{17}O	— — —	64.49	сек
$^{18}\text{F} (e^+\nu)$	^{18}O	— — —	109.77	мин

Они столь малы, что каждый из циклов фактически идет в четыре этапа:



Другим следствием малого времени жизни вырабатываемых в CNO-цикле легких нестабильных изотопов азота, кислорода и фтора должна быть их крайне низкая распространенность — синтезируются они сравнительно медленно, распадаются же очень быстро. По этой причине точное знание периодов полураспада в данном случае неважно, все равно надежды обнаружить ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F и ^{18}F на звездах пока нет.

Таблица VII.1.1:
 Основные параметры реакций CNO–цикла
 (Источник: E.G. Adelberger et al., *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 195 – 245, 2011)

Реакция	$S(0)$ кэВ·барн	$dS(0)/dE$ барн	$d^2S(0)/dE^2$ барн/кэВ	Q МэВ	\bar{E}_ν МэВ	C
$^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	1.34 ± 0.21	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-5}$	1.944	—	136.9
$^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}$	—	—	—	2.220	0.706	—
$^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$	7.6 ± 1.0	$-7.83 \cdot 10^{-3}$	$7.29 \cdot 10^{-4}$	7.551	—	137.2
$^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$	1.66 ± 0.12	$-3.3 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-5}$	7.297	—	152.3
$^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$	—	—	—	2.754	0.996	—
$^{15}\text{N}(p,\alpha)^{12}\text{C}$	$(7.3 \pm 0.5) \cdot 10^4$	351	11	4.966	—	152.5
$^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$	36 ± 6			12.13	—	152.5
$^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$	10.6 ± 0.8	-0.054		0.600	—	167.0
$^{17}\text{F}(e^+\nu)^{17}\text{O}$	—	—	—	2.761	0.944	—
$^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$	Резонансная реакция			1.192	—	167.15
$^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$	6.2 ± 3.1	$1.6 \cdot 10^{-3}$	$-3.4 \cdot 10^{-7}$	5.61	—	167.15
$^{18}\text{F}(e^+\nu)^{18}\text{O}$	—	—	—	1.65	0.37	—
$^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$	Резонансная реакция			3.98	—	167.29

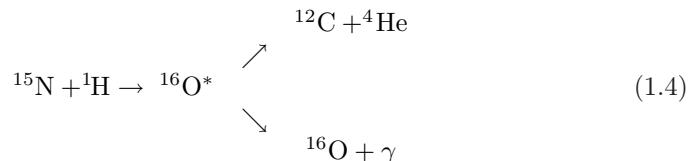
Сводка важнейших величин, характеризующих реакции CNO–цикла, дана в Табл. VII.1.1. Обсудим ее.

Столбцы $S(0)$ и $dS(0)/dE$. Для всех (p,γ) –реакций CNO–циклов величины $S(0)$ одного порядка — несколько кэВ·барн. Идущие с сильным взаимодействием заключительные реакции (p,α) циклов CN и NO имеют гораздо большие S –факторы, $S(0) \sim 10^5$. На сечение реакций $^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$ и $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$, завершающих циклы NO I и NO II, существенное влияние оказывают близлежащие резонансы. Поэтому эти сечения нельзя рассчитывать по обычной формуле для нерезонансных реакций.

Погрешности $S(0)$ даны в таблице по уровню 1σ . Как видим, они во всех случаях невелики — менее 20% (исключение — реакция $^{17}\text{O}(p,\gamma)^{18}\text{F}$). К численным значениям этих погрешностей следует, однако, относиться с известной осторожностью: они выведены из анализа неоднородного по точности экспериментального материала, полученного в разных лабораториях. Впрочем, уже тот факт, что известны не только $S(0)$, но и $dS(0)/dE$, а в ряде случаев даже и

$d^2S(0)/dE^2$, свидетельствует о том, что сечения найдены достаточно надежно. Напомним, что они получаются экстраполяцией сечений, измеренных в области $E_{\text{лаб}} \gtrsim (50 \div 100)$ кэВ, в сторону низких энергий (см. п. 2.1 Гл. V, с. 271).

В оценках сечений рассматриваемых реакций за последние годы произошли два существенных изменения. Первое касается S-фактора самой медленной реакции CN-цикла — реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. Использовавшееся долгое время значение 3.32 кэВ·барн существенно уменьшено, до 1.66 кэВ·барн. В результате оказывается, что синтез альфа-частиц по CN-циклу происходит почти вдвое медленнее, чем ранее считалось. Второе изменение состоит в уменьшении почти вдвое S-фактора реакции $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$: раньше принималось $S(0) = 64$ кэВ·барн, теперь $S(0) = 36$ кэВ·барн. Таким образом, ветвление в CNO-цикле вслед за захватом протона ядром ^{15}N и образованием составного ядра $^{16}\text{O}^*$



происходит несколько реже, чем считалось прежде. Существенно, что вероятность осуществления реакции по второму каналу очень мала, $\sim 10^{-3}$ от первого. Это обстоятельство имеет принципиальное значение для понимания работы CNO-цикла. Ясно, что в равновесном режиме синтез α -частиц по NO-циклам должен происходить на три порядка медленнее, чем по CN-циклу. Предостережем, однако, читателя от поспешного вывода, что NO-ветви должны поэтому мало сказываться на темпе энерговыделения в тройном CNO-цикле. Как уже упоминалось на с. 350, это не так (подробнее см. в п. 1.4).

Столбец Q. Суммирование приведенных в таблице значений выхода энергии для каждой из реакций циклов CN, NO I и NO II во всех трех случаях дает $\sum Q = 26.73$ МэВ. Таким образом, здесь в Q включена и энергия, уносимая нейтрино. Чтобы найти выход полезной для звезды энергии, идущей на ее нагрев, надо из $\sum Q$ вычесть $\sum \bar{E}_\nu$ (для каждого из циклов по отдельности). В итоге получим 25.03 МэВ для CN-цикла, 24.79 МэВ для цикла NO I и 25.26 МэВ для NO II.

Столбец \bar{E}_ν . Нейтрино в CNO-цикле излучаются при β^+ -распадах нестабильных легких изотопов азота, кислорода и фтора. Поэтому во всех случаях энергетический спектр этих нейтрино непрерывный. Максимальная энергия испускаемых нейтрино E_ν^{\max} составляет $0.6 \div 0.7$ от их средней энергии \bar{E}_ν , приведенной в таблице. Для ν от распада ^{13}N , ^{15}O , ^{17}F и ^{18}F имеем $E_\nu^{\max} = 1.20, 1.74, 1.74$, и 0.63 МэВ соответственно.

При синтезе одной α -частицы по CN-циклу нейтрино уносят 1.7 МэВ, или 6.4% всей выделяющейся энергии. Это больше, чем для цепочки pp I ($\sim 1.9\%$).

Столбец С. Как известно (см. с. 280), зависимость скорости протекания нерезонансной термоядерной реакции от температуры (главный член) определяется величиной $\tau^2 e^{-\tau}$, где

$$\tau = \tau(T) = 42.5 \left(\frac{Z_i^2 Z_k^2 \mathcal{M}}{T_6} \right)^{1/3} \equiv \frac{C}{T_6^{1/3}}. \quad (1.5)$$

Здесь $\mathcal{M} = \mathcal{M}_i \mathcal{M}_k / (\mathcal{M}_i + \mathcal{M}_k) \approx A = A_i A_k / (A_i + A_k)$. Значения вводимого этим равенством параметра C приведены в последнем столбце таблицы.

Для реакций захвата протонов разными изотопами того и ли иного элемента значения C различаются мало. При переходе же от захвата протона ядром с зарядом Z к захвату его ядром с зарядом $Z+1$ значение C из-за роста кулоновского барьера подскакивает заметно. Это важно, так как соответствующие τ оказываются существенно разными.

1.4. Характерные времена реакций

из параметров, характеризующих термоядерную реакцию, который существенно зависит от температуры, плотности и химического состава газа, — это характерное время реакции, или *время выгорания*. Обсудим его применительно к реакциям CNO-цикла в звездах ГП. Это абсолютно необходимо для понимания функционирования цикла.

Как говорилось в п. 2.6 Гл. V (см. с. 285), временем жизни ядер типа k по отношению к реакции с ядрами типа i , или временем выгорания ядер k на ядрах i , называется величина

$$\tau_i(k) = \frac{1}{N_i \langle \sigma v \rangle_{ik}} \equiv \frac{1}{N_i \lambda_{ik}}, \quad (1.6)$$

где N_i — концентрация ядер i . Для краткости здесь введено обычное обозначение $\lambda_{ik} \equiv \langle \sigma v \rangle_{ik}$. Подчеркнем, что если $N_i \neq N_k$, то $\tau_i(k) \neq \tau_k(i)$. Для нерезонансных реакций зависимость времени выгорания от температуры в окрестности T_0 можно аппроксимировать степенной функцией

$$\tau_i(k) \simeq \tau_i^0(k) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\nu} \quad (1.7)$$

с показателем $\nu = (\tau_0 - 2)/3$, где τ_0 определено по (1.5) при $T = T_0$, то есть $\tau_0 \equiv \tau(T_0)$ (см. п. 2.5 Гл. VI, с. 283).

В Табл. VII.1.2 для ряда температур приведено время (в годах) выгорания основных CNO-изотопов на протонах при $N_p = 100/m_p \approx 6 \cdot 10^{25} \text{ см}^{-3}$. Этой концентрации протонов, по порядку характерной для центральных областей

Таблица VII.1.2:
 Времена выгорания (в годах) стабильных изотопов
 C , N и O на протонах (при $\rho X_H = 100 \text{ г/см}^3$)

T_6	^{12}C	^{13}C	^{14}N	^{15}N	^{16}O
10	3.0+9	5.7+8	3.0+12	7.1+7	4.2+14
15	1.3+6	2.3+5	5.2+8	1.2+4	3.1+10
20	9.5+3	1.7+3	2.2+6	46	7.85+7
25	290	53	4.8+4	0.94	1.15+6
30	21	3.7	2.5+3	4.75-2	4.4+4
40	0.43	0.08	34		410

Таблица VII.1.3:
 Времена выгорания стабильных изотопов
 CN -цикла в долях времени выгорания ^{14}N

T_6	^{12}C	^{13}C	^{15}N
10	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-5}$
20	$4.3 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-4}$	$2.1 \cdot 10^{-5}$
30	$8.4 \cdot 10^{-3}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-5}$
40	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-5}$

звезд ГП, соответствует $\rho X_H = 100 \text{ г/см}^3$. Согласно данным таблицы, во всем рассматриваемом диапазоне температур *самой медленной из реакций простого CN-цикла является реакция* $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, причем время жизни ^{14}N существенно превосходит времена жизни всех других стабильных ядер, фигурирующих в CN-цикле (Табл. VII.1.3).

Далее, из-за более высокого кулоновского барьера кислород выгорает значительно медленнее ^{14}N . При низких температурах, $T_6 \lesssim 15$, время выгорания его основного изотопа ^{16}O превышает 10^{10} лет, так что „подкачки“ ядер в CN-цепь из NO-ветвей фактически нет. Нет и оттока ядер из CN-цикла в циклы NO, так как из-за малой вероятности ветвления (1.4) для заметного оттока необходимо, чтобы прошло $\sim 10^3$ полных CN-циклов, что при $T_6 \lesssim 18$ также занимает не менее 10^{10} лет. Кроме того — и это даже важнее — CN-цикл успевает при этом выжечь весь водород и должен прекратить свою работу. Таким образом, при $T_6 \lesssim 15$, в частности, в недрах Солнца, NO-циклы практически

полностью отключены.

При высоких (по масштабам звезд ГП) температурах, $T_6 \gtrsim 22$, положение иное: кислород выгорает достаточно быстро, за характерное время $\lesssim 10^7$ лет, синтезируется же медленно. В итоге *большая часть ядер кислорода разрушается и уходит в CN-ветвь*, где они почти целиком превращаются в ^{14}N . Как уже упоминалось, *это заметно сказывается на энергетике CN-цикла*: содержание ^{14}N увеличивается, и вследствие этого темп синтеза α -частиц по CN-циклу возрастает. Эффект довольно значительный, так как до начала реакций CNO-цикла в газе солнечного химического состава (характерного для звезд населения I) содержание О по числу атомов несколько превышает суммарное содержание С и N. Так, в солнечной атмосфере относительные содержания С, N и O равны $^{12}\text{C} : ^{14}\text{N} : ^{16}\text{O} = 10 : 3 : 24$. В результате выгорания ^{16}O скорость энерговыделения по CN-циклу для этого химического состава должна возрасти почти в три раза (37:13).

В области промежуточных температур ($15 \lesssim T_6 \lesssim 22$), а также при $T_6 \gtrsim 22$ на начальных этапах горения, до завершения выгорания кислорода, аккуратное рассмотрение энергетики CNO-цикла неотделимо от расчета кинетики соответствующих ядерных реакций.

2. РАВНОВЕСНЫЙ РЕЖИМ СНО-ЦИКЛА

2.1. Простой CN-цикл

Рассмотрим сначала работу простого CN-цикла. Пусть первоначально в газе, состоящем в основном из водорода и гелия, имеется некоторая примесь углерода и азота с произвольным соотношением содержания их стабильных изотопов. Представим себе, что мы нагрели газ до достаточно высокой температуры, скажем, до $T_6 = 15$, и в дальнейшем поддерживаем ее постоянной. Начнутся реакции захвата протонов. Если в первичном газе имелось заметное количество ^{15}N (обычно это не так), то он выгорит первым, превратившись в ^{12}C . Характерное время этого процесса — 10^4 лет (при $T_6 = 15$ и $\rho X_H = 100 \text{ г}/\text{см}^3$; см. Табл. VII.1.2). Затем за $\sim 2 \cdot 10^5$ лет выгорит ^{13}C (если он был), наконец, $\sim 10^6$ лет потребуется для выгорания ^{12}C . Подавляющая часть всех этих ядер превратится в ^{14}N , содержание которого спустя несколько миллионов лет после начала процесса станет почти равным суммарному содержанию всех изотопов C и N в первичном газе. После этого изменение содержаний ^{12}C , ^{13}C и ^{15}N замедлится, а вскоре и вовсе прекратится. Захваты протонов ядрами ^{14}N , ведущие к появлению ^{15}N в реакциях $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$, начнут компенсировать выгорание остатков ^{15}N . В свою очередь, выгорание этого вновь образующегося ^{15}N производит ^{12}C и т. д. — начинает работать цикл. Время его включения и выхода на стационарный режим определяется временем выгорания ^{12}C , превышая его в несколько раз. *Оно существенно меньше времени выгорания ^{14}N .* Так, при $T_6 = 15$ выход на стационарный режим занимает несколько миллионов лет, время же жизни ^{14}N по отношению к выгоранию на протонах $\sim 5 \cdot 10^8$ лет. Здесь проявляется следующее общее важное правило: *в произвольном цикле с существенно различающимися временами протекания отдельных реакций характерное время выхода цикла на стационарный режим определяется не самой медленной его реакцией, а следующей за ней по продолжительности.* Не правда ли, это кажется противоречивым, противоречащим тому, что подсказывает „интуиция“? И тем не менее это так!

Чтобы лучше понять, в чем суть дела, рассмотрим такой пример. Пусть первоначально в газе, кроме водорода, имеется только ^{12}C . При $T_6 = 15$ спустя $\sim (6 \div 7) \cdot 10^6$ лет в результате его выгорания с последующим быстрым (формально — мгновенным) превращением ^{13}N и ^{13}C в ^{14}N станет $^{14}\text{N}/^{12}\text{C} \approx 200 : 1$. Выгорание ^{14}N в течение этого периода незначительно, и мы им пренебрегаем. Начиная с этого момента число реакций $^{12}\text{C}+p$ и $^{14}\text{N}+p$ оказывается практически равным: $\lambda_{1,12}^{12}\text{C} \approx \lambda_{1,14}^{14}\text{N}$. Для достижения этого, как только что

говорилось, требуется $\sim(6 \div 7) \cdot 10^6$ лет, что в 5.3 раза больше времени выгорания ^{12}C . За это время его содержание убывает в $e^{5.3} \approx 200$ раз. Хотя время выхода на режим, при котором $\lambda_{1,12}^{12}\text{C} \approx \lambda_{1,14}$, и превышает время выгорания ^{12}C в несколько раз, оно все же гораздо меньше времени выгорания ^{14}N , при $T_6 = 15$ составляющего $\sim 5 \cdot 10^8$ лет (см. Табл. VII.1.2, с. 358).

Количественное описание работы CN-цикла в переходном режиме см. в разд. 3, с. 369.

Основной итог переходного периода — установление в газе такого относительного содержания изотопов С и N, которое в дальнейшем не меняется (если температура остается постоянной). Оно определяется тем очевидным условием, что в таком установившемся, или, как обычно говорят, *равновесном режиме* скорости реакций на всех этапах цикла одинаковы, так что

$$\lambda_{12}^{12}\text{C} = \lambda_{13}^{13}\text{C} = \lambda_{14}^{14}\text{N} = \lambda_{15}^\alpha {}^{15}\text{N}. \quad (2.1)$$

Напомним, что символы ^{12}C , ^{14}N и т. п. означают, как и ранее (например, в Гл. VI), *концентрации ядер* ^{12}C , ^{14}N и т. п. Поскольку мы имеем дело только с реакциями захвата протонов, здесь и далее до конца этого раздела для краткости вместо $\lambda_{1,i}$ будем писать просто λ_i , $i = 12, 13, \dots$ Верхний индекс α указывает на реакцию (p, α) (а не (p, γ)). Условие (2.1) иначе можно записать так:

$$\frac{^{12}\text{C}}{\tau_{12}} = \frac{^{13}\text{C}}{\tau_{13}} = \frac{^{14}\text{N}}{\tau_{14}} = \frac{^{15}\text{N}}{\tau_{15}^\alpha}, \quad (2.2)$$

где для краткости обозначено, как это принято, $\tau_{12} \equiv \tau_p(^{12}\text{C})$ и т. д. Содержания нестабильных ядер ^{13}N и ^{15}O ничтожны. Мы ими пренебрегли, приняв, что β -распады происходят мгновенно и цикл идет в четыре шага.

Пусть CN — суммарная концентрация ядер углерода и азота, то есть

$$CN = {}^{12}\text{C} + {}^{13}\text{C} + {}^{14}\text{N} + {}^{15}\text{N}.$$

При работе цикла она не меняется. Обозначим, далее, через τ_{CN} период цикла, то есть время, которое занимает синтез альфа-частицы, когда цикл работает в стационарном режиме:

$$\tau_{\text{CN}} = \tau_{12} + \tau_{13} + \tau_{14} + \tau_{15}^\alpha.$$

Складывая все числители и все знаменатели в (2.2), по свойству пропорции заключаем, что общая величина отношения в цепочке равенств (2.2) равна CN/τ_{CN} . Поэтому, например,

$${}^{12}\text{C} = \tau_{12} \frac{CN}{\tau_{\text{CN}}},$$

и аналогично для ^{13}C и т. д. Таким образом, в равновесном режиме в цепочке последовательно идущих реакций устанавливаются концентрации ядер, прямо пропорциональные временам их выгорания.

Это достаточно общее правило. Оно применимо и к последовательным реакциям, не образующим цикла. Пример — цепочка идущих в звездах реакций последовательного захвата нейtronов — важнейший механизм синтеза элементов тяжелее железа. Поскольку сечения нейтронного захвата хорошо известны, относительные распространенности возникающих таким путем тяжелых ядер легко рассчитать.

Работу CN-цикла в равновесном режиме можно уподобить течению реки. Там, где уклон большой и потому скорость течения велика, река узкая. Там же, где уклон мал, река течет медленно, но разливается широко. Реакция $^{14}N(p,\gamma)^{15}O$ — это место самого „широкого разлива“: малое сечение этой реакции влечет высокое равновесное содержание ^{14}N . Напротив, характеризующаяся очень большим S -фактором и потому большим сечением реакция $^{15}N(p,\alpha)^{12}C$ — это как бы речной порог, где бурлящий поток становится совсем узким: равновесная концентрация ^{15}N очень мала.

2.2. Равновесные распространенности нуклидов CN-цикла

Расчет равновесных концентраций нуклидов CN-цикла представляет большой астрофизический интерес. Начнем с ^{14}N . Поскольку характерное время реакции $^{14}N(p,\gamma)^{15}O$ гораздо больше характерных времен всех остальных реакций CN-цикла (см. Табл. VII.1.2 и Табл. VII.1.3, с. 358), с хорошим приближением можно считать, что $\tau_{CN} \approx \tau_{14}$. Для звезд верхней части ГП погрешность этого приближения не превышает нескольких процентов. Поэтому $^{14}N = (\tau_{14}/\tau_{CN}) CN \approx CN$. Итак, если в газе достаточно долго действовал CN-цикл, то большая часть ядер C и N окажется переработанной в один изотоп азота — ^{14}N . Его содержание будет составлять более 95% общего числа ядер углерода и азота, имевшихся в газе первоначально. По-видимому, это один из существенных, а может быть и основной путь синтеза азота в природе. Если это так, то значительная часть азота является продуктом двукратного звездного нуклеосинтеза. На первом шаге горение гелия в недрах красных гигантов производит ядра ^{12}C и ^{16}O (см. Гл. VIII), которые, попав затем в межзвездную среду и из нее — в звезды следующих поколений, перерабатываются в них в CNO-цикле в азот. В массивных звездах ^{16}O за счет NO-циклов также почти целиком превращается в ^{14}N , см. п. 2.3.

Далее, как уже упоминалось, равновесное содержание тяжелого изотопа азота ^{15}N должно быть очень низким, $^{15}N/^{14}N \approx 2 \cdot 10^{-5}$, поскольку его синтез из ^{14}N идет медленно, а разрушение — очень быстро (в реакции $^{15}N(p,\alpha)^{12}C$). Заметим, что на Земле отношение $^{15}N/^{14}N$ на два порядка выше: $^{15}N/^{14}N =$

$3.7 \cdot 10^{-3}$, что требует специального объяснения.

Наконец, практически *независимо от температуры* (и, разумеется, от плотности), при которой работает CN-цикл, в равновесном режиме устанавливается специфическое отношение содержаний изотопов углерода ^{12}C и ^{13}C :

$$\boxed{\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} \approx 5.7.}$$

На Земле содержание ^{13}C гораздо ниже: $^{13}\text{C}/^{12}\text{C} \approx 1.1\%$, в атмосфере Солнца оно того же порядка, что и на Земле.

Во всех имеющихся к настоящему времени (2011 г.) астрофизических руководствах приводится другое значение равновесного отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$, именно,

$$\frac{^{12}\text{C}}{^{13}\text{C}} \approx 3.8.$$

Причина того, почему теперь для этого важного изотопного отношения следует принимать большее значение, именно, 5.7, чем ранее использовавшееся число 3.8, состоит в изменении измеренных значений S-факторов реакций $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ и $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. Ранее принималось, что они равны, соответственно, 1.45 и 5.50 кэВ · барн (см. J.N. Bahcall et al., *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 736 – 799, 1982). Современные значения S-факторов этих реакций равны 1.34 и 7.6 кэВ · барн (см. Табл. VII.1.1, с. 355). В равновесном режиме $^{12}\text{C} \propto \tau_{12} = 1/\lambda_{12} = 1/\langle\sigma v\rangle_{12} \propto 1/S_{12}(0)$ и аналогично для ^{13}C . Поэтому отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \propto S_{13}(0)/S_{12}(0)$, а эта величина с $5.50/1.45=3.79$ возросла до $7.6/1.34=5.67$, то есть увеличилась в полтора раза.

Детальные данные о равновесном содержании изотопов С и N, определяемом условием (2.2), представлены в Табл. VII.2.1. Табл. VII.2.2 (с. 364) суммирует данные о содержании изотопов С, N и O в Солнечной системе (по данным обзора M. Asplund et al., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **47**, 481, 2009).

Для интерпретации ряда наблюдательных фактов важно следующее обстоятельство. Отношения содержаний изотопов $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ и $^{12}\text{C}/^{14}\text{N}$ становятся близкими к равновесным спустя существенно разное время после начала работы цикла, или, как говорят, требуют различной глубины CN-переработки (CN-processing), или различной длительности CN-экспозиции. В частности, *отношение $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ делается близким к равновесному после очень короткой экспозиции*, $t_{exp} \sim 0.5 \tau_{12}$. Отношение же $^{12}\text{C}/^{14}\text{N}$ приближается к равновесному лишь в результате значительно более длительной CN-переработки, $t_{exp} \sim (7 \div 10) \tau_{12}$. Предлагаем читателю самостоятельно понять, почему это так.

Таблица VII.2.1:

Относительные содержания изотопов С и N, устанавливающиеся в равновесном CN-цикле, в долях полного числа ядер углерода и азота

T_6	$^{12}C/CN$	$^{13}C/CN$	$(^{12}C + ^{13}C)/CN$	$^{14}N/CN$	$^{15}N/CN$
10	$1.76 \cdot 10^{-3}$	$5.22 \cdot 10^{-4}$	$2.28 \cdot 10^{-3}$	0.998	$4.42 \cdot 10^{-5}$
15	$4.19 \cdot 10^{-3}$	$1.23 \cdot 10^{-3}$	$5.42 \cdot 10^{-3}$	0.995	$4.12 \cdot 10^{-5}$
20	$7.17 \cdot 10^{-3}$	$2.09 \cdot 10^{-3}$	$9.26 \cdot 10^{-3}$	0.991	$3.88 \cdot 10^{-5}$
25	$1.04 \cdot 10^{-2}$	$3.03 \cdot 10^{-3}$	$1.34 \cdot 10^{-2}$	0.986	$3.67 \cdot 10^{-5}$
30	$1.38 \cdot 10^{-2}$	$3.99 \cdot 10^{-3}$	$1.78 \cdot 10^{-2}$	0.982	$3.49 \cdot 10^{-5}$

Таблица VII.2.2:

Относительные содержания изотопов C, N и O в Солнечной системе (в %)

^{12}C	98.89	^{14}N	99.77	^{16}O	99.76
^{13}C	1.11	^{15}N	0.23	^{17}O	0.038

^{18}O	0.200
----------	-------

2.3. Равновесный тройной CNO-цикл

Рассмотрим теперь установившийся режим тройного CNO-цикла. Ограничимся температурами $T_6 \geq 15$. При меньших температурах равновесие в кислородной ветви цикла за время жизни звезды на главной последовательности заведомо не достигается.

Установившееся, не меняющееся со временем содержание нуклидов, связанных друг с другом любой сколь угодно сложной сетью реакций, определяется очевидными *условиями стационарности*: скорость синтеза ядер каждого данного вида всеми возможными способами должна быть равна суммарной скорости их разрушения по всем имеющимся каналам.

Выражают это условие уравнения аналогичны столь привычным для астрофизиков-оптиков системам уравнений стационарности, которые определяют населенности уровней атомов в газе из условия баланса скоростей заселения и опустошения каждого из уровней.

Хотя использование подобного общего подхода для анализа равновесного

тройного CNO-цикла может показаться стрельбой из пушки по воробьям, оно поучительно в педагогическом отношении, позволяя на простом примере проиллюстрировать общий метод.

Обратимся к структурной схеме цикла (Рис. VII.1.1, с. 352). Она позволяет написать следующие очевидные условия стационарности (слева в каждой строке указано то ядро, к которому это условие относится; нестабильными изотопами по-прежнему пренебрегаем, считая тем самым, что β -распады происходят мгновенно):

$$\begin{array}{llll} {}^{12}\text{C} : & \lambda_{15}^{\alpha} {}^{15}\text{N} = \lambda_{12} {}^{12}\text{C} & a \\ {}^{13}\text{C} : & \lambda_{12} {}^{12}\text{C} = \lambda_{13} {}^{13}\text{C} & b \\ {}^{14}\text{N} : & \lambda_{13} {}^{13}\text{C} + \lambda_{17}^{\alpha} {}^{17}\text{O} = \lambda_{14} {}^{14}\text{N} & c \\ {}^{15}\text{N} : & \lambda_{14} {}^{14}\text{N} + \lambda_{18}^{\alpha} {}^{18}\text{O} = (\lambda_{15}^{\alpha} + \lambda_{15}) {}^{15}\text{N} & d \\ {}^{16}\text{O} : & \lambda_{15} {}^{15}\text{N} = \lambda_{16} {}^{16}\text{O} & e \\ {}^{17}\text{O} : & \lambda_{16} {}^{16}\text{O} = (\lambda_{17}^{\alpha} + \lambda_{17}) {}^{17}\text{O} & f \\ {}^{18}\text{O} : & \lambda_{17} {}^{17}\text{O} = \lambda_{18}^{\alpha} {}^{18}\text{O} & g \end{array}$$

Эта однородная линейная алгебраическая система имеет ненулевое решение. Значит, ее определитель равен нулю, то есть одно из уравнений является следствием остальных.

Проверьте, что мы получим последнее уравнение, если сложим почленно все остальные.

Таким образом, выписанная система определяет лишь *отношения* равновесных распространеностей различных изотопов C, N и O друг по отношению к другу. Если одно из уравнений системы (любое) отбросить, а вместо него добавить условие

$${}^{12}\text{C} + {}^{13}\text{C} + {}^{14}\text{N} + {}^{15}\text{N} + {}^{16}\text{O} + {}^{17}\text{O} + {}^{18}\text{O} = CNO, \quad h$$

где CNO — (заданная) суммарная концентрация всех ядер C, N и O, то из полученной таким образом системы можно будет найти абсолютное содержание различных CNO-нуклидов. Взяв $CNO = 1$, получим в качестве решения распространенности различных изотопов катализаторов CNO-цикла в долях их общего числа.

Казалось бы, все сделано — осталось выбрать температуру, рассчитать по ней значения коэффициентов λ и решить систему. Однако поступить так — это значит не быть настоящим физиком. Всегда следует помнить девиз: „Цель расчетов — не числа, а понимание”.

Очень часто понимание достигается за счет того, что в задаче удается отыскать малый параметр. В данном случае он очевиден — это отношение скоростей реакций (p, γ) и (p, α) на ядре ${}^{15}\text{N}$, то есть эффективность ответвления от

основного CN–цикла в кислородную ветвь. Этот параметр

$$\varepsilon \equiv \lambda_{15}/\lambda_{15}^\alpha$$

имеет порядок 10^{-3} . Малость ε позволяет рассматривать влияние кислородной ветви методом возмущений.

При $\varepsilon = 0$ (то есть при $\lambda_{15} = 0$) система уравнений стационарности CNO–цикла переходит в рассматривавшиеся ранее уравнения, описывающие равновесный простой CN–цикл (формула (2.1), с. 361) [проверьте!]. При этом полное число ядер всех изотопов С и N равно суммарному числу первоначально содержащихся в газе ядер С, N и О. Последнее не должно удивлять. При $\varepsilon = 0$ оттока из CN–цикла в кислородную ветвь нет, „подкачка“ же в CN–ветвь ядер кислорода за счет их выгорания возможна. Поэтому в процессе выхода тройного цикла на стационарный режим весь кислород выгорает, превращаясь в С и N (на самом деле главным образом в ^{14}N , как мы знаем из п. 2.2).

Невозмущенное решение ($\varepsilon = 0$) известно в явном виде (см. предыдущий пункт):

$$^{12}\text{C} = \tau_{12} \frac{\text{CNO}}{\tau_{\text{CN}}}, \dots, ^{15}\text{N} = \tau_{15}^\alpha \frac{\text{CNO}}{\tau_{\text{CN}}}.$$

Решения при $\varepsilon \neq 0$ естественно искать в виде рядов по степеням ε вида

$$^{15}\text{N} = ^{15}\text{N}^{(0)} + \varepsilon ^{15}\text{N}^{(1)} + \dots$$

и аналогично для ^{12}C , ^{13}C и ^{14}N . Для изотопов кислорода разложения должны начинаться с членов, пропорциональных ε , так как при $\varepsilon = 0$ кислорода в равновесном режиме нет. Поэтому

$$^{16}\text{O} = \varepsilon ^{16}\text{O}^{(1)} + \dots$$

и подобным же образом для ^{17}O и ^{18}O . Так как ε мал, а скорости реакций известны не абсолютно точно, удерживать члены с ε^2 не имеет смысла.

Подстановка приведенных разложений в уравнение стационарности для ^{16}O дает (с точностью до членов порядка ε^2)

$$^{16}\text{O} = \varepsilon \cdot \tau_{16} \frac{\text{CNO}}{\tau_{\text{CN}}}.$$

Хотя из-за различия в высоте кулоновского барьера для кислорода и азота значение τ_{16} на один – два порядка превосходит τ_{14} , а значит, и τ_{CN} , так как $\tau_{14} \approx \tau_{\text{CN}}$ (см. Табл. VII.1.2, с. 358), вследствие малости ε равновесное содержание ^{16}O тем не менее оказывается низким, всего несколько процентов. Так, при $T_6 = 30$ имеем $^{16}\text{O}/\text{CNO} \approx 3\%$. Таким образом, при выходе CNO–цикла на равновесный режим происходит сильное выгорание первоначально имевшегося в газе

Таблица VII.2.3:
Относительные распространности нуклидов
в равновесном тройном CNO-цикле*

T_6	C/CNO	N/CNO	O/CNO	$^{12}C/^{13}C$
15	$4.90 \cdot 10^{-3}$	0.899	$9.63 \cdot 10^{-2}$	3.41??
30	$1.73 \cdot 10^{-3}$	0.934	$2.89 \cdot 10^{-2}$	3.45??
50	$3.40 \cdot 10^{-2}$	0.953	$1.34 \cdot 10^{-2}$	3.46??

* $C \equiv ^{12}C + ^{13}C$; $N \equiv ^{14}N + ^{15}N$; $O \equiv ^{16}O + ^{17}O + ^{18}O$; $CNO \equiv C + N + O$.

кислорода. Далее, ясно, что с ростом температуры равновесное содержание ^{16}O должно убывать, поскольку из-за различия в Z скорость разрушающих кислород протонных реакций зависит от T сильнее, чем темп синтезирующей его реакции $^{15}N(p,\gamma)^{16}O$.

По найденному содержанию ^{16}O из соответствующих уравнений стационарности немедленно находятся содержания ^{17}O и ^{18}O . Для ^{18}O содержание заведомо низкое, хотя из-за неопределенности в сечении реакции $^{18}O(p,\alpha)^{15}N$ численное его значение ненадежно. Отношение же $^{17}O/^{16}O$ оказывается не малым. Так, при $T_6 = 30$ содержание ^{17}O лишь всего примерно в полтора раза ниже содержания ^{16}O . Это резко расходится с тем, что есть у нас на Земле, где изотоп ^{17}O очень редок (см. Табл. VII.2.2, с. 364). Заметим, что отношение $^{17}O/^{16}O$ заметно меняется с температурой (почему?).

Сравнительно высокое содержание ^{17}O в газе, остающемся после выгорания водорода в CNO-цикле, представляет интерес в связи с проблемами нуклеосинтеза. На стадии горения гелия может идти реакция $^{17}O(\alpha,n)^{20}Ne$. Таким образом, ^{17}O становится на этом этапе поставщиком нейтронов, как и другой продукт CNO-цикла — изотоп ^{13}C (за счет реакции $^{13}C(\alpha,n)^{16}O$). Появление в звезде свободных нейтронов — важное событие в ее жизни. Оно открывает возможность синтеза тяжелых ядер за счет реакций нейтронного захвата, для которых кулоновские барьеры не являются препятствием.

Очевидно, что вследствие малости ε подключение к быстро циркулирующему CN-циклу кислородных ветвей NO I и NO II с очень малой „силой тока” в них и большим временем циркуляции должно сказаться на *относительных* распространностях изотопов CN-цикла. Дальнейшая детализация едва ли заслуживает внимания. Полезнее просто привести окончательные результаты. Они представлены в Табл. VII.2.3. При расчетах использовались скорости

реакций из фаулеровских сводок 1975 и 1983 гг. (*Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975; **21**, 165, 1983). Поправки на электронное экранирование не вводились.

Резюме важнейшего результата этого раздела сводится к следующему. В результате длительной работы CNO-цикла в массивных звездах, помимо выделения энергии и выгорания водорода, происходит превращение почти всех ($\sim 94\%$ при $T_6 = 30$) ядер C, N и O в азот ^{14}N , а также радикальное изменение изотопного состава сохраняющихся в виде примесей ядер углерода ($\sim 2\%$) и кислорода ($\sim 3\%$): $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 5.7$, $^{16}\text{O}/^{17}\text{O} \approx 3 : 2$

3 КИНЕТИКА НУКЛЕОСИНТЕЗА В СНО–ЦИКЛЕ

3.1. Основное приближение

Вслед за проведенным в предыдущем разделе рассмотрением равновесного режима СНО–цикла естественно дать количественное исследование нуклеосинтеза в переходном режиме, до достижения равновесия.

Работа тройного СНО–цикла в неравновесном режиме определяется соответствующей системой дифференциальных уравнений кинетики нуклеосинтеза. Они описывают изменение со временем содержания каждого из фигурирующих в цикле нуклидов. Эти дифференциальные уравнения легко составляются непосредственно по уравнениям реакций (рецепт см. в п. 2.3, с. 364). Действуя подобным формальным образом, мы получили бы систему одиннадцатого порядка — по одному уравнению первого порядка на каждый из изотопов C, N, O и F, встречающихся в тройном цикле. Выписывать эту систему едва ли целесообразно, так как она допускает значительные упрощения, причем некоторые из них почти очевидны. Физической причиной этих упрощений служат большие различия в характерных временах протекания реакций цикла.

Вместо того, чтобы сразу рассматривать конкретные уравнения кинетики для СНО–цикла, начнем с обсуждения одной общей часто встречающейся ситуации. Пусть некоторое ядро типа A синтезируется из ядра B в реакции, идущей с характерным временем τ_B , а разрушается в некоторой другой реакции, имеющей характерное время протекания τ_A . Тогда изменение содержания ядер A со временем определяется дифференциальным уравнением

$$\frac{dA}{dt} = \frac{B}{\tau_B} - \frac{A}{\tau_A}. \quad (3.1)$$

Здесь символы A и B — это концентрации соответствующих ядер (так что, как обычно, A и B означают у нас типы ядер, а A и B — их концентрации). Предположим, что синтез ядер A идет существенно медленнее их разрушения, то есть

$$\tau_A \ll \tau_B.$$

Будем, далее, считать, что на временах порядка τ_A изменениями плотности, температуры и концентрации ядер B можно пренебречь. Тогда в уравнении (3.1) τ_A , τ_B и B постоянны, и его решение можно записать в виде

$$\frac{A}{B} = \left(\frac{A}{B}\right)_e \left(1 - e^{-t/\tau_A}\right) + \left(\frac{A}{B}\right)_0 e^{-t/\tau_A}, \quad (3.2)$$

где $(A/B)_0$ — начальное и $(A/B)_e$ — равновесное отношение концентраций:

$$\left(\frac{A}{B}\right)_e = \frac{\tau_A}{\tau_B}.$$

Так как по предположению скорость синтеза ядер А существенно меньше скорости их разрушения, то $(A/B)_e$ мало. Важнее, однако, подчеркнуть другое: согласно (3.2), характерное время достижения равновесия дается значением τ_A , то есть *меньшим из двух* фигурирующих в уравнении (3.1) времен τ_A и τ_B . Поэтому если содержание ядер В меняется со временем, но эти изменения происходят на временных масштабах, больших по сравнению с τ_A , то содержание быстро разрушающихся ядер А будет успевать „следить“ за медленно меняющейся концентрацией рождающихся их ядер В. В результате в каждый данный момент отношение A/B можно считать равновесным. Концентрацию ядер А можно при этом находить по имеющейся в данный момент концентрации В из условия

$$\frac{A}{\tau_A} = \frac{B}{\tau_B},$$

получающегося из (3.1) приравниванием производной к нулю.

Что реально означает „много меньше“ в условии $\tau_A \ll \tau_B$, лежащем в основе всех этих рассуждений? Если требуется точность $\sim 1\%$ — а в обсуждаемых задачах почти никогда большего не нужно, — то достаточно, чтобы τ_B превышало τ_A раза в $3 \div 4$. Подробнее об этом — немного позже.

3.2. Выход на равновесный режим в CN-цикле

Теперь мы готовы к изучению кинетики CNO-цикла. В основе лежит анализ характерных времен протекания различных реакций. Начнем с рассмотрения простого CN-цикла. (Учет кислородной ветви, как уже упоминалось в п. 2.3, мало сказывается на *относительных* распространенностях ядер CN-цикла). Времена жизни синтезируемых в CN-цикле нестабильных изотопов ^{15}N и ^{15}O на много порядков меньше характерных времен всех других реакций — всего минуты. Поэтому, когда речь идет о гидростатических стадиях эволюции (а не о звездных взрывах), относительное содержание этих изотопов в любой момент можно с огромной точностью считать равновесным:

$$\frac{^{12}\text{C}}{\tau_{12}} = \frac{^{13}\text{N}}{\tau_{13}}, \quad \frac{^{14}\text{N}}{\tau_{14}} = \frac{^{15}\text{O}}{\tau_{15}}, \quad t \gg \max(\tau_\beta).$$

Справа указано, спустя какое время такое относительное содержание изотопов устанавливается.

Характерные времена остальных реакций цикла располагаются в порядке возрастания следующим образом:

$$\tau_{15}, \quad \tau_{13}, \quad \tau_{12}, \quad \tau_{14},$$

причем они значительно отличаются друг от друга (см. Табл. VII.1.2, с. 358). Следствием этого являются существенные упрощения в кинетике нуклеосинтеза в CN-цикле.

Начнем с рассмотрения содержания ^{15}N . Из-за очень большого сечения идущей с сильным взаимодействием реакции $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ время выгорания ^{15}N очень мало (порядка 10^4 лет при $T_6 = 15$ и $\rho X_H = 100$, см. Табл. VII.1.2). Так как распад ^{15}O можно считать происходящим мгновенно, то изменение содержания ^{15}N со временем должно определяться уравнением

$$\frac{d^{15}\text{N}}{dt} = \frac{^{14}\text{N}}{\tau_{14}} - \frac{^{15}\text{N}}{\tau_{15}},$$

вытекающим непосредственно из цепочки реакций цикла. Время выгорания ^{14}N велико, $\sim 2 \cdot 10^8$ лет при $T_6 = 15$ и $\rho X_H = 100$. Поэтому это уравнение принадлежит к обсуждавшемуся выше общему типу (3.1) с $\tau_A \ll \tau_B$. Вывод — при $T_6 \geq 15$ спустя достаточно короткое время ($\lesssim 10^5$ лет) должно устанавливаться равновесное (очень низкое) относительное содержание $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$. Оно определяется условием

$$\frac{^{14}\text{N}}{\tau_{14}} = \frac{^{15}\text{N}}{\tau_{15}}, \quad t \gg \tau_{15},$$

получающимся приравниванием производной к нулю в приведенном только что уравнении. Заметим, что при высоких температурах такое относительное содержание изотопов азота устанавливается *очень быстро*, поскольку τ_{15} в этом случае мало. Так, при $T_6 = 20$ имеем $\tau_{15} \sim 10^2$ лет, а при $T_6 = 25$ значение τ_{15} всего порядка года.

Итак, при $t \gg \tau_{15}$ система уравнений нуклеосинтеза в простом CN-цикле очень сильно упрощается. Заметно отличаться от равновесных могут лишь концентрации ^{12}C , ^{13}C и ^{14}N , содержания же всех других ядер подстроены равновесным образом под имеющиеся в каждый данный момент концентрации этих ядер. Изменение содержания со временем этих трех в некотором смысле основных ядер определяется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^{13}\text{C}}{dt} &= \frac{^{12}\text{C}}{\tau_{12}} - \frac{^{13}\text{C}}{\tau_{13}}, \\ \frac{d^{12}\text{C}}{dt} &= \frac{^{14}\text{N}}{\tau_{14}} - \frac{^{12}\text{C}}{\tau_{12}}, \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\frac{d^{14}N}{dt} = \frac{^{13}C}{\tau_{13}} - \frac{^{14}N}{\tau_{14}}.$$

Они непосредственно следуют из цепочки реакций CN-цикла (считаем β -распады происходящими мгновенно).

Если не требовать высокой точности, то эта система допускает дальнейшее, и существенное упрощение. Дело в том, что время выгорания ^{12}C хотя и не на порядки, но все же довольно значительно, почти в шесть раз, превосходит время выгорания ^{13}C (отсюда равновесное отношение $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} \approx 5.7$). Поэтому первое из трех выписанных уравнений можно приближенно трактовать по нашей схеме, то есть как уравнение (3.1) с $\tau_A \ll \tau_B$ и постоянными B , τ_A и τ_B . В результате приходим к заключению, что спустя время порядка нескольких τ_{13} должно установиться равновесное *отношение содержаний* ^{12}C и ^{13}C , определяемое условием

$$\frac{^{12}C}{\tau_{12}} = \frac{^{13}C}{\tau_{13}}, \quad t \gg \tau_{13}.$$

Подчеркнем, что пока в цикле не достигнуто полного равновесия, *абсолютные* содержания ^{12}C и ^{13}C будут продолжать меняться (убывать) и при $t > \tau_{13}$.

По достижении равновесного отношения $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ наступает последний, самый медленный этап релаксации — выгорание углерода с превращением его в азот. Характерное время этого процесса равно, очевидно, τ_{12} . Это видно и из (3.3). По истечении времени в несколько τ_{12} достигается полное равновесие, то есть

$$\frac{^{14}N}{\tau_{14}} = \frac{^{12}C}{\tau_{12}}, \quad t \gg \tau_{12}.$$

Разумеется, это лишь приближенное рассмотрение. Более строгий анализ требует аккуратного решения системы (3.3). На Рис. VII.3.1 приведены в качестве иллюстрации результаты, полученные таким путем для следующих значений параметров: $T_6 = 25$, $\rho = 100 \text{ г/см}^3$, начальный химический состав — $X_{\text{H}} = 0.70$, $X_{4\text{He}} = 0.28$, $X_{^{12}\text{C}} = 0.02$. Обратите внимание, в частности, на то, что *отношение* $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ становится близким к равновесному (равному ≈ 5.7) задолго до того, как абсолютные содержания ^{12}C и ^{13}C стабилизируются. Этот вывод был сделан у нас выше из анализа структуры уравнений кинетики, без их решения.

Количественные результаты типа тех, которые представлены на приведенном только что рисунке, следует рассматривать с некоторой осторожностью. Дело в том, что в реальных звездах исходные предположения о постоянстве во времени температуры и концентрации протонов не выполняются. Поэтому, строго говоря, система уравнений нуклеосинтеза должна решаться совместно

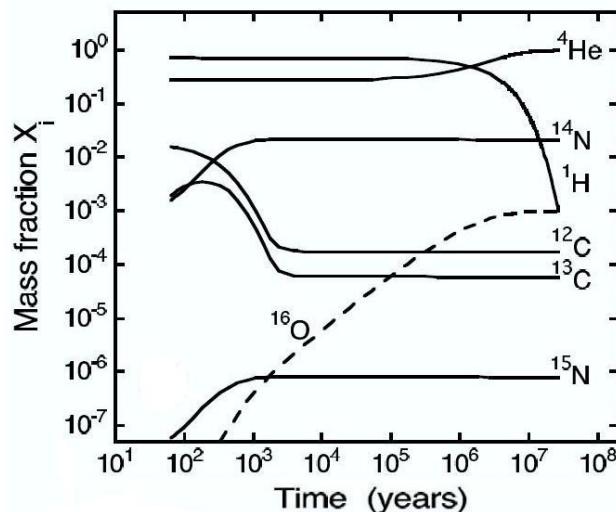


Рис. VII.3.1:

Выход CNO-цикла на равновесный режим. Подробности см. в тексте.

Источник: Ch.Piadis, 2007, p. 407.

с остальными уравнениями, описывающими строение и эволюцию звезды. В современных расчетах звездной эволюции так и поступают.

Есть еще одно обстоятельство, которое следовало бы принимать во внимание при обсуждении работы CNO-цикла и, в частности, при расчете времен выгорания нуклидов CNO-группы и выхода цикла на равновесный режим. У звезд главной последовательности, энергетика которых обеспечивается CNO-циклом, имеются конвективные ядра. Конвективное перемешивание постоянно доставляет в центральную область, где активно идут реакции CNO-цикла, вещество из более холодных областей конвективной зоны. Поэтому времена выгорания, скажем, ^{12}C , времена выхода цикла на стационарный режим и т. п. в действительности оказываются величинами, которые определяются не локальными условиями в центре звезды (как это молчаливо предполагалось до сих пор), а существенно зависят от массы вещества во всем конвективном ядре. Конвекция будет непрерывно доставлять в центр звезды вещество, подвергшееся меньшей CN-экспозиции. Поэтому выход нуклидов цикла на равновесные значения будет происходить сразу по всему конвективному ядру, что, естественно, занимает гораздо большее время, чем те оценки, которые были получены выше. Несомненно, что это обстоятельство будет сказываться не меньше, а скорее всего больше, чем изменение центральной температуры по мере выгорания водорода. Количественные оценки влияния указанного только что

эффекта требуют детального эволюционного расчета модели звезды. Странно, но факт: ни в одном из известных автору руководств по физике звезд, в том числе тех, где детально рассматривается функционирование CNO-цикла (D. Clayton, 1983; Ch. Iliadis, 2007), нет ни слова о влиянии конвекции на его работу.

Резюмируем *два важнейших заключения* качественного характера, которые выявило проведенное рассмотрение. *Во-первых, время выхода CN-цикла на стационарный режим дается не наибольшим из фигурирующих в нем характерных времен τ_{14} , а следующим за ним по величине (τ_{12}). Во-вторых, равновесные отношения содержаний изотопов азота и углерода $^{15}N/^{14}N$ и $^{13}C/^{12}C$ устанавливаются задолго до наступления равновесного режима.*

4. ЭНЕРГЕТИКА СНО-ЦИКЛА

4.1. Равновесный режим

Энергия, вырабатываемая в равновесном простом CN-цикле в расчете на синтез одной альфа-частицы и остающаяся в звезде, составляет 25.03 МэВ, что несколько меньше тех 26.20 МэВ, которые дает цепочка ppI. Причина, разумеется, в том, что в CN-цикле нейтрино уносят заметно большую энергию (0.706 МэВ при бета-распаде ^{13}N и 0.996 МэВ при распаде ^{15}O , итого 1.702 МэВ). Два нейтрино, испускаемые в цепочке ppI при протон-протонных реакциях, уносят всего $2 \times 0.265 = 0.530$ МэВ.

Итак, энергии, достающиеся звезде при синтезе альфа-частицы по цепочке ppI и по CNO-циклу, одного порядка. Поэтому чтобы CNO-цикл мог энергетически конкурировать с протон-протонными цепочками, скорость синтеза альфа-частиц этими двумя способами должна быть одного порядка. Однако в реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ протону приходится преодолевать гораздо более высокий кулоновский барьер, чем при протон-протонной реакции. Так, при $T_6 = 20$ вероятность подбарьерного проникновения $e^{-\tau}$ для протон-протонной реакции составляет $\sim e^{-12.4}$, а для реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ — порядка $e^{-54.8}$, то есть в $e^{42.4}$ раз, или более чем на 18 порядков меньше. Есть и еще одно обстоятельство, снижающее эффективность CNO-цикла по сравнению с протон-протонными цепочками. Скорость реакции, как мы знаем, пропорциональна произведению концентраций $N_i N_k$ реагирующих ядер, точнее, $N_p^2/2$ для протон-протонной реакции и $N_p N_{CN}$ для равновесного CN-цикла. Суммарная концентрация всех ядер C и N у звезд населения I составляет $\sim 10^{-3}$ от концентрации протонов. По достижении равновесия в CN-цикле практически все эти ядра перерабатываются в ^{14}N , так что $N_{CN} \sim 10^{-3} N_p$. Казалось бы, скорость энерговыделения в CN-цикле должна быть совершенно ничтожной, на 21 порядок меньшей, чем по цепочке ppI. Однако колоссальное различие в S-факторах pp-реакции и реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$, соответственно $\sim 10^{-22}$ и $\sim 10^0$ кэВ·барн, вполне компенсирует и различие в вероятности туннельного проникновения через кулоновский барьер, и различие в концентрациях реагирующих ядер.

От качественного обсуждения перейдем к количественному рассмотрению. В равновесном режиме число реакций каждого из шагов CN-цикла в единицу времени одно и то же. Поэтому, чтобы получить энерговыделение в расчете на синтез одной альфа-частицы, можно просуммировать энергию, выделяющуюся на каждом из шагов CN-цикла (за вычетом потерь на нейтрино), и результат умножить на скорость протекания реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. Приведем сначала для справок энерговыделение Q на отдельных шагах цикла (эти данные понадобят-

ся нам позже):

$$Q_{^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(e+\nu)} - \bar{E}_\nu = (1.944 + 2.220 - 0.706) \text{ МэВ} = 3.858 \text{ МэВ};$$

$$Q_{^{13}\text{C}(p,\gamma)} = 7.551 \text{ МэВ};$$

$$Q_{^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}(e+\nu)} - \bar{E}_\nu = (7.297 + 2.754 - 0.996) \text{ МэВ} = 9.055 \text{ МэВ};$$

$$Q_{^{15}\text{N}(p,\alpha)} = 4.966 \text{ МэВ}.$$

Обращаем внимание на то, что на первых шагах цикла, при выгорании углерода с превращением его в ^{14}N , выделяется $3.858 + 7.551 = 11.409$ МэВ, что составляет более 45% всей энергии, достающейся звезде при синтезе альфа-частицы по CN-циклу ($\sum Q = 25.03$ МэВ).

Окончательное выражение для темпа выделения энергии в равновесном простом CN-цикле имеет вид

$$\rho \varepsilon_{\text{CN}} = \left(\sum Q \right) R_{p,^{14}\text{N}} = 1.8 \cdot 10^{27} \rho^2 X_{\text{H}} X_{\text{CN}} T_6^{-2/3} \exp \left(-\frac{152.31}{T_6^{1/3}} \right) \text{ эрг/(см}^3\text{с).} \quad (4.1)$$

Степенная аппроксимация темпа энерговыделения в CN-цикле имеет обычный вид

$$\varepsilon_{\text{CN}}(T) \approx \varepsilon_{\text{CN}}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^\nu.$$

Температурный показатель ν определяется реакцией $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ и равен (см. п. 2.5 Гл. V, с. 284)

$$\nu = \frac{50.8}{T_6^{1/3}} - \frac{2}{3}.$$

В окрестности $T_6 = 20$ мы имеем $\nu = 18.0$.

При какой температуре темп выделения энергии по CN-циклу сравнивается с энерговыделением по цепочке pp I? Приравнивая $\rho \varepsilon_I$ (формула (1.27), с. 317) и $\rho \varepsilon_{\text{CN}}$ (формула (4.1)), производя очевидные сокращения и логарифмируя полученное равенство, приходим к следующему уравнению для определения этой температуры:

$$\frac{51.46}{T_6^{1/3}} = 20.9 - \lg \frac{X_{\text{CN}}}{X_{\text{H}}}. \quad (4.2)$$

При солнечном значении отношения $X_{\text{CN}}/X_{\text{H}} = 0.02$ находим отсюда $T_6 \approx 19$. В литературе обычно приводится несколько меньшее значение ($T_6 \approx 18$). Причина расхождения в том, что современное значение S-фактора реакции $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$ ($S(0) = 1.66$ кэВ · барн, см. Табл. VII.1.1, с. 355) вдвое меньше использовавшегося прежде значения ($S(0) = 3.32$ кэВ · барн). Итак, за счет pp-цепочек светят

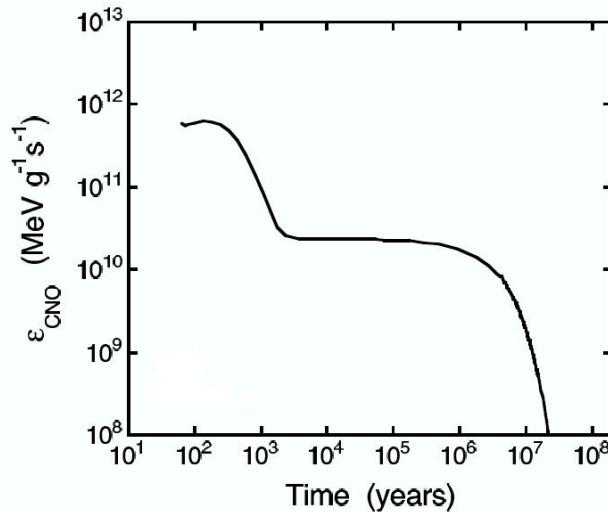


Рис. VII.4.1:

Изменение энерговыделения при выходе CNO-цикла на равновесный режим.

Подробности см. в тексте.

(Источник: Ch. Iliadis, 2007, p. 407.)

все звезды населения I с $M \lesssim 2$ (находящиеся на начальной главной последовательности). Как следует из последней формулы, по мере выгорания водорода температура, при которой $\varepsilon_i = \varepsilon_{\text{CN}}$, должна возрастать (поймите, почему).

Поскольку темпы энерговыделения по pp-цепочкам и по CN-циклу равны при $T_6 = 19$ (для солнечного содержания CN-нуклидов), обычно думают, что CN-цикл и pp-цепочки дают равный вклад в общее энерговыделение в звездах с центральной температурой $T = 19 \cdot 10^6$ К. Это неверно. Из-за гораздо более сильной температурной чувствительности CN-цикла по сравнению с pp-цепочками проинтегрированное по всему объему звезды выделение энергии за счет pp-цепочек будет при этом больше, чем то, которое дают реакции CN-цикла.

Интуитивно кажется, что до наступления равновесия в CN-цикле энерговыделение должно быть меньше, чем в равновесном режиме — цикл как бы „разгорается“. На самом деле при обычном солнечном содержании CNO-нуклидов положение прямо противоположное. Рис. VII.4.1 иллюстрирует истинное положение дел. Этот рисунок является парным к Рис. VII.3.1 (с. 373). Значения параметров, для которых производился расчет, те же, что и для

Рис. VII.3.1. Мы видим, что в начале работы CNO-цикла, в течение $\sim 10^3$ лет, темп выработки энергии значительно выше, чем после выхода цикла на равновесный режим. Основным источником энергии на этом начальном этапе служит выгорание ^{12}C .

Стоит также отметить, что, как уже упоминалось, даже если температура остается постоянной, относительный вклад в энерговыделение pp-цепочек и CNO-цикла по мере выгорания водорода меняется — вклад pp-цепочек уменьшается (см. Упр. 3°, с. 379).

5. УПРАЖНЕНИЯ

1° В учебнике А.В. Засова и К.А. Постнова „Общая астрофизика” (Фрязино, 2011) на стр. 174 приводится цепочка шести реакций простого CN-цикла и говорится, что „ключевыми реакциями, определяющими скорость всей цепочки, являются реакции 2 и 5, которые идут по каналу слабого взаимодействия с испусканием нейтрино”. Верно ли это утверждение?

2° Покажите, пользуясь (2.2) и данными Табл. VII.1.1 (с. 355), что температурную зависимость равновесного отношения $^{12}C/^{14}N$ вблизи T_0 можно аппроксимировать выражением

$$\frac{^{12}C}{^{14}N} \Big|_T = \frac{^{12}C}{^{14}N} \Big|_{T_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^\mu,$$

где

$$\mu = - \frac{5.1}{(T_0)^{1/3}},$$

причем, как обычно, T_0 — температура в миллионах кельвинов. В окрестности $T_0 = 27$ имеем поэтому $^{12}C/^{14}N \propto T^{-1.7}$.

3° Пусть в начале горения водорода локальные темпы энерговыделения по pp-цепочкам ε_{pp} и по CNO-циклу ε_{CN} равны: $\varepsilon_{pp} = \varepsilon_{CN}$. Чему станет равно отношение $\varepsilon_{pp}/\varepsilon_{CN}$, когда 75% водорода выгорит? Считать, что температура во время горения остается постоянной.

Глава VIII

ГЕЛИЕВЫЕ РЕАКЦИИ

Мы — отдаленные потомки красных гигантов.

Астрономический фольклор

1 . ТРОЙНОЙ АЛЬФА–ПРОЦЕСС

1.1. Качественная картина

Следующими по распространенности в космосе после водорода и гелия являются кислород ^{16}O и углерод ^{12}C (соответственно 0.85% и 0.39% по массе). Тело человека состоит (по массе) на 65% из кислорода и на 18% — из углерода. Как и где синтезируются эти ядра? Столкновения протонов с альфа–частицами должны были бы порождать ядра с $A=5$, но таких ядер в природе не существует. Столкновения двух α –частиц могут рождать крайне неустойчивое ядро ^8Be . Оно живет всего $\sim 10^{-16}$ с и распадается обратно на две альфа–частицы. Так как ядра ^{12}C и ^{16}O состоят, соответственно, из трех и четырех α –частиц, а следующее за ними по распространенности ядро ^{20}Ne — из пяти α –частиц, напрашивается мысль, что они все же каким–то образом синтезируются из альфа–частиц в гелиевых ядрах звезд, в которых водород уже выгорел.

Ясно, что тройное столкновение α –частиц крайне маловероятно. В начале 1950–х годов Э. Солпитер осознал, что этот процесс в ядрах красных гигантов может идти в два этапа. По окончании горения водорода лишенное ядерного источника энергии гелиевое ядро звезды скимается и разогревается до температур $\sim 10^8$ К. При этом в газе появляется небольшая доля альфа–частиц с достаточными кинетическими энергиями, чтобы стала возможна реакция $\alpha + \alpha \rightarrow ^8\text{Be}$, что требует затраты энергии в ~ 92 кэВ, поскольку $(m_{^8\text{Be}} - 2m_\alpha)c^2 = 91.84$ кэВ. (Проверьте, что 92 кэВ — это гамовская энергия для столкновения двух альфа–частиц при $T_6 \approx 116$) (см. с. 383, рис. VIII.1.1, левая сторона). Хотя время жизни компаунд–ядра ^8Be , как уже говорилось, крайне мало ($t_{1/2} = 6.7 \cdot 10^{-17}$ с), оно все же на пять порядков больше того времени, которое занимает прямой пролет двумя альфа–частицами расстояния, где действуют ядерные силы ($\sim 10^{-21}$ с). В итоге вероятность подлета третьей альфа–частицы возрастает *на пять порядков* по сравнению с прямым тройным столкновением. По прошествии времени $\sim 10^{-16}$ с ядро ^8Be распадается обратно на две альфа–частицы. В результате реакций $\alpha + \alpha \rightarrow ^8\text{Be}$ и $^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ в газе появляется ничтожная, но очень для нас с вами важная примесь ^8Be . Таков первый этап синтеза углерода из гелия.

Второй этап состоит в том, что ^8Be захватывает третью альфа–частицу с образованием ядра ^{12}C *в возбужденном состоянии*. Чтобы эта реакция шла достаточно быстро, во–первых, необходима высокая плотность, $\sim 10^4 \div 10^6$ г/см³. Но этого мало. Ф. Хайл в 1954 г. указал, что эта реакция должна быть резонансной, то есть у ядра ^{12}C должен существовать возбужденный уровень с энергией $(m_{^8\text{Be}} + m_\alpha - m_{^{12}\text{C}})c^2 + \Delta E$, где ΔE порядка $E_0 \pm \Delta/2$. Здесь E_0 — энергия гамовского максимума и Δ — его ширина для реакции $\alpha + ^8\text{Be}$ (см.

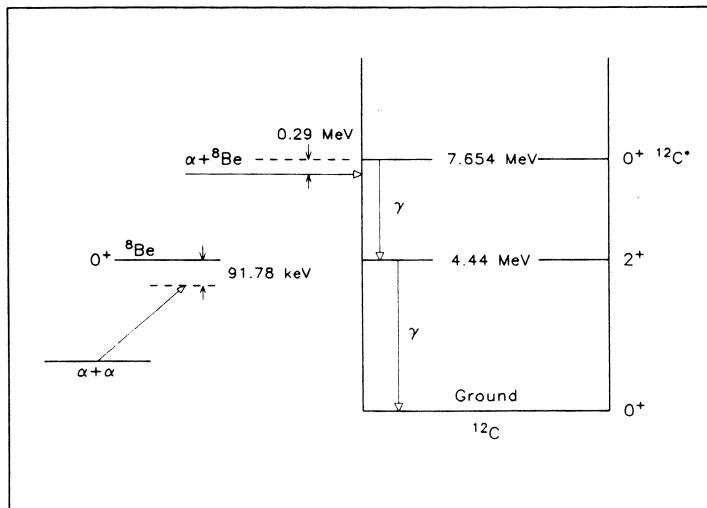


Рис. VIII.1.1:

Энергетические диаграммы для двух этапов реакций при тройном альфа-процессе

(Источник: C.J. Hansen & S.D. Kawaler, 1994, p. 244.)

формулы (2.39), с. 277, и (2.45), с. 279). Если принять $T_6 = 200$, это дает $E_0 = 146 T_8^{2/3} = 232$ кэВ. Полуширина этого гамовского максимума составляет $\Delta/2 = 41 T_8^{5/6} = 73$ кэВ. Исходя из этого, Хойл предсказал, что у ^{12}C должен существовать уровень, для которого $\Delta E \approx 300$ кэВ. Измерения, проведенные вскоре по его инициативе в группе У. Фаулера, установили, что такой уровень у ядра ^{12}C действительно существует, причем оказалось, что $\Delta E = 287$ кэВ. Это удивительный пример того, как астрономические данные о высокой распространенности ^{12}C во Вселенной привели к предсказанию существования ранее неизвестного уровня у ядра ^{12}C с энергией $E = 7.654$ МэВ. Ядро ^{12}C в этом возбужденном состоянии мы будем обозначать $^{12}\text{C}^*$ (см. рис. VIII.1.1, правая сторона).

В результате описанного двухступенчатого процесса в газе с температурой $\sim (1 \div 2) \cdot 10^8$ К появляется ничтожная примесь ядер $^{12}\text{C}^*$. Как правило, они тут же разваливаются назад на три альфа-частицы. Однако изредка, с вероятностью, примерно в 2200 раз меньшей этого, ядро $^{12}\text{C}^*$ переходит в основное

состояние (либо излучая два гамма-кванта, либо – гораздо реже – испуская электрон–позитронную пару). Выделившаяся при этом энергия возбуждения уровня $^{12}\text{C}^*$, составляющая $E = 7.654$ МэВ, превращается в тепло. Однако энергия, которую газ получает в результате этого так называемого тройного альфа-процесса, меньше этой величины на $92 + 287 = 379$ кэВ, которые были затрачены из теплового резервуара при двухступенчатом синтезе ядра $^{12}\text{C}^*$. Она составляет, таким образом, $7654 - 379 = 7275$ кэВ, что в точности равно $Q_{3\alpha} = (3m_\alpha - m_{^{12}\text{C}})c^2 = 7.275$ МэВ, как это и должно быть.

1.2. З α -процесс: количественное рассмотрение

Процесс $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^8\text{Be}$ аналогичен атомному процессу ионизации и последующей рекомбинации, с той разницей, что энергия связи здесь отрицательна (-92 кэВ). При этом ^8Be выступает в роли „нейтральной“ частицы, а ^4He и ^4He служат аналогами электрона и иона. Выпишем для удобства обычную формулу Саха, не поясняя общепринятых обозначений:

$$\frac{n_e^+}{n_1} = \frac{2g_1^+}{g_1} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\chi_1/kT}. \quad (1.1)$$

Адаптируем эту формулу к рассматриваемому случаю реакции $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightleftharpoons ^8\text{Be}$. Нам следует произвести очевидные замены $n_e \Rightarrow N_\alpha$, $n^+ \Rightarrow N_\alpha$, $n_1 \Rightarrow N_{^{8\text{Be}}}$, наконец, $-\chi_1 \Rightarrow E'_r = (m_{^{8\text{Be}}} - 2m_\alpha)c^2 = 92$ кэВ. Не столь очевидно, что m_e нужно заменить на $m_\alpha/2$. На самом деле m_e в формуле Саха (1.1) — это приведенная масса сталкивающихся частиц, m_e и m^+ . Поскольку $m^+ \gg m_e$, то $m_e m^+ / (m_e + m^+) \approx m_e$. Приведенная масса двух воссоединяющихся α -частиц $m_\alpha m_\alpha / (m_\alpha + m_\alpha) = m_\alpha/2$. В итоге ядерный аналог формулы Саха для рассматриваемой реакции принимает вид

$$\frac{N_\alpha^2}{N_{^{8\text{Be}}}} = \omega \frac{(\pi m_\alpha kT)^{3/2}}{h^3} e^{E'_r/kT}. \quad (1.2)$$

Здесь ω — множитель, учитывающий статистические веса реагирующих частиц (аналог множителя $2g_1^+/g_1$ в формуле Саха). Так как у ядер ^4He и ^8Be , находящихся в основных состояниях, их спины J равны нулю, то в нашем случае

$$\omega = \frac{(2J_\alpha + 1)(2J_\alpha + 1)}{2J_{^{8\text{Be}}} + 1} = 1. \quad (1.3)$$

Для концентрации $N_{^{8\text{Be}}}$ из (1.2) находим

$$N_{^{8\text{Be}}} = 1.87 \cdot 10^{-33} N_\alpha^2 T_8^{-3/2} 10^{-4.64/T_8}. \quad (1.4)$$

Так, при $T_8 = 1$ и $\rho = 10^5$ г/см³ (что соответствует концентрации $N_\alpha = 1.5 \cdot 10^{29}$ см⁻³) мы имеем $N_{\text{Be}}/N_\alpha \sim 10^{-9}$. Эта примесь ⁸Be кажется совершенно ничтожной, но ее присутствие обеспечивает синтез практически всего имеющегося в природе углерода!

Второй шаг тройного α –процесса состоит в захвате берилием третьей α –частицы с образованием ядра ¹²C. Однако, как указал Ф. Хайл, скорость синтеза углерода в реакции прямого захвата ⁴He + ⁸Be \Rightarrow ¹²C + γ была бы слишком мала для того, чтобы обеспечить имеющуюся во Вселенной высокую распространенность углерода. Поэтому, как уже говорилось в предыдущем пункте, Хайл постулировал существование у ядра ¹²C возбужденного уровня с энергией $(m_\alpha + m_{\text{Be}} - m_{\text{C}^{12}})c^2 + E_0 + \Delta/2$, где E_0 — гамовская энергия для реакции ⁴He + ⁸Be. Образующееся при захвате на этот уровень возбужденное ядро углерода ¹²C* неустойчиво и, как правило, тут же распадается назад на ⁴He и ⁸Be. Далее, Хайл предсказал, что поскольку сталкивающиеся ядра обладают нулевым спином и положительной четностью ($J^\pi = 0^+$), возникающее связанное состояние, то есть возбужденный уровень ядра углерода, также должен быть состоянием с $J^\pi = 0^+$. Измерения показали, что такой уровень действительно существует. Он отстоит от основного состояния ¹²C на 7.654 МэВ и имеет $J^\pi = 0^+$.

Равновесную концентрацию ядер ¹²C*, устанавливающуюся в газе с температурой T в результате реакции ⁴He + ⁸Be \Leftrightarrow ¹²C*, можно найти по формуле, аналогичной (1.2), именно

$$N_\alpha \frac{N_{\text{Be}}}{N_{\text{C}^{12}}} = \omega \frac{\left((4\pi/3)m_\alpha kT \right)^{3/2}}{h^3} e^{E_r''/kT}, \quad (1.5)$$

где $E_r'' = (m_{\text{C}^{12}} - m_\alpha - m_{\text{Be}})c^2 = 287$ кэВ и, как и в предыдущем случае, $\omega = 1$, так как спины всех трех фигурирующих здесь ядер равны нулю. Из (1.2) и (1.5) окончательно находим

$$N_{\text{C}^{12}} = N_\alpha^3 \frac{3\sqrt{3}h^6}{(2\pi m_\alpha kT)^3} e^{-E_r/kT}, \quad (1.6)$$

где $E_r = E_r' + E_r'' = (m_{\text{C}^{12}} - 3m_\alpha)c^2 = 92 + 287 = 379$ кэВ. В последней формуле справа должен еще стоять множитель $f_{3\alpha}$, учитывающий электронное экранирование. Чтобы не загромождать изложение, явного выражения $f_{3\alpha}$ мы здесь не приводим, отнеся его получение в Упражнения (см. с. 394).

Последний этап тройного альфа–процесса состоит в переходе ¹²C* с возбужденного уровня с энергией 7.65 МэВ в основное состояние ¹²C, что и завершает синтез углерода. Эти переходы вниз, как уже упоминалось, происходят гораздо (примерно в 2200 раз) реже, чем обратный распад ¹²C* на исходные ядра ⁴He

и ${}^8\text{Be}$. Поэтому они практически не сказываются на равновесной концентрации ${}^{12}\text{C}^*$. При переходе с уровня 7.65 МэВ в основное состояние ${}^{12}\text{C}$ изредка испускается электрон–позитронная пара, но гораздо (примерно в 160 раз) чаще — два гамма–кванта. Последний переход происходит через промежуточный уровень с энергией 4.43 МэВ, так как прямой радиативный переход с уровня 7.65 МэВ с $J^\pi = 0^+$ в основное состояние запрещен правилами отбора, поскольку основное состояние ${}^{12}\text{C}$ также имеет $J^\pi = 0^+$.

1.3. Энергетика ${}^{3\alpha}$ -процесса

Энерговыделение в расчете на синтез одного ядра углерода в основном состоянии составляет $7.654 - 0.092 - 0.287 = 7.275$ МэВ. В расчете на нуклон это дает $7.275/12 = 0.606$ МэВ,

что на порядок меньше, чем при синтезе альфа–частицы за счет цепочки pp I: $(26.73 \cdot 0.98)/4 = 6.67$ МэВ/нуклон. Поэтому энергетически ${}^{3\alpha}$ -процесс не очень эффективен. Продолжительность фазы горения гелия за счет тройного альфа–процесса в звездах промежуточных и больших масс составляет от $\sim 1/4$ (при $M = 5$) до $\sim 1/10$ (при $M = 25$) от времени жизни звезды на главной последовательности. Стоит также отметить, что основной вклад в общее энерговыделение в таких звездах на фазе горения гелия в их ядрах за счет тройного альфа–процесса дает не это, а горение водорода в слоевом источнике, окружающем их постепенно выгорающие гелиевые ядра.

Чтобы найти скорость синтеза ${}^{12}\text{C}$ за счет тройного альфа–процесса, нам надо число ядер углерода на уровне 7.654 МэВ, то есть ${}^{12}\text{C}^*$, умножить на темп их переходов в основное состояние. Парциальная ширина уровня относительно этого процесса, как показали измерения, составляет $\Gamma_{\text{rad}} = \Gamma_\gamma + \Gamma_{\text{pair}} = 3.7 \cdot 10^{-3}$ эВ, что гораздо меньше ширины, обусловленной распадом на α –частицу и ${}^8\text{Be}$, равной $\Gamma_\alpha = 8.5$ эВ. Отношение этих ширин $\Gamma_\alpha/\Gamma_{\text{rad}} = 8.3/(3.7 \cdot 10^{-3}) \approx 2200$ показывает, что „утечка“ в основное состояние происходит настолько редко, что практически не сказывается на населенности возбужденного уровня. Это, собственно, и позволило нам пользоваться при расчете этой населенности формулами, справедливыми при статистическом равновесии. Скорость образования атомов С в основном состоянии за счет тройного α –процесса равна поэтому

$$R_{3\alpha} = N_{{}^{12}\text{C}^*} \frac{\Gamma_{\text{rad}}}{\hbar}. \quad (1.7)$$

Величина $\Gamma_{\text{rad}}/\hbar$ — аналог эйнштейновского коэффициента спонтанного перехода с возбужденного уровня ${}^{12}\text{C}^*$ в основное состояние ${}^{12}\text{C}$.

Для получения энергетического выхода ${}^{3\alpha}$ –процесса $\mathcal{E}_{3\alpha}$ надо скорость переходов ${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C}$ умножить на энергию $Q_{3\alpha} = (3m_\alpha - m_{{}^{12}\text{C}}) c^2 = 7.275$ МэВ,

высвобождающуюся при синтезе одного ядра углерода (в основном состоянии):

$$\mathcal{E}_{3\alpha} = Q_{3\alpha} N_{^{12}\text{C}^*} \frac{\Gamma_{\text{rad}}}{\hbar}. \quad (1.8)$$

В числах мы имеем

$$\mathcal{E}_{3\alpha} = 5.09 \cdot 10^{11} \frac{\rho^2 Y^3}{T_8^3} \exp\left(-\frac{44.03}{T_8}\right) \text{ эрг/(г·с).} \quad (1.9)$$

Эта формула заслуживает обсуждения. Во-первых, обратим внимание на показатель степени у экспоненты, равный $(m_{^{12}\text{C}^*} - 3m_\alpha) c^2/(kT) = 44/T_8$ (со знаком минус). При $T_8 = 1$ в формуле (1.9) мы имеем, таким образом, множитель $\exp(-44)$. Происхождение его следующее. Поскольку $(m_{^{12}\text{C}^*} - 3m_\alpha) c^2 = 379$ кэВ, а тепловые энергии частиц при $T = 10^8$ К порядка 10 кэВ, это при аккуратном расчете и дает 44 в показателе экспоненты (напомним, что 1 эВ соответствует температура 11605 К, так что $379 \cdot 0.11605 = 43.98 \approx 44$). При увеличении температуры вдвое, с $T_8 = 1$ до $T_8 = 2$, в формуле (1.9) множитель $\exp(-44)$ заменяется на $\exp(-22)$, так что темп энерговыделения возрастает в $\exp(22)/8 \sim 4 \cdot 10^8$ раз (дополнительный множитель $1/8$ — от T^{-3} перед экспонентой).

Для общей ориентировки полезно привести значения $\mathcal{E}_{3\alpha}$ (в эрг/(г·с)) для нескольких характерных значений температуры. Эти числа, найденные по формуле (1.9), относятся к $\rho = 10^5$ г/см³ и $Y = 1$ (чистый гелий).

T_8	1.00	1.50	2.00	2.50
$\mathcal{E}_{3\alpha}$	3.8+2	2.7+8	1.8+11	7.5+12

Другой способ наглядно представить себе сильнейшую зависимость скорости тройного альфа–процесса от температуры — воспользоваться степенной аппроксимацией

$$\mathcal{E}_{3\alpha}(T) = \mathcal{E}_{3\alpha}(T_0) \left(\frac{T}{T_0}\right)^\nu, \quad (1.10)$$

в которой (проверьте!)

$$\nu = \left. \frac{\partial \ln \mathcal{E}_{3\alpha}(T)}{\partial \ln T} \right|_{T=T_0} = \frac{44}{T_{8,0}} - 3. \quad (1.11)$$

В частности, при $T_{8,0} = 1$, то есть при $T_0 = 10^8$ К, мы имеем $\mathcal{E}_{3\alpha}(T) \propto T^{41}$. Апроксимация (1.10) работает лишь в малой окрестности T_0 . Поэтому не нужно удивляться, что при $T_8 = 2$ энерговыделение согласно этой формуле возрастает в $2^{41} = 2 \cdot 10^{12}$ раз по сравнению с $T_8 = 1$. Различие с полученным ранее числом

$5 \cdot 10^8$ (см таблицу) — наглядное проявление того, что степенная аппроксимация дает правильные результаты лишь при T , близком к T_0 .

Заметим, что в случае нерезонансных реакций, как мы знаем, выражение для температурного показателя ν скорости реакции не содержит никаких ядерных констант, характеризующих реакцию, кроме, разумеется, зарядов и масс реагирующих ядер (см. формулы (2.59), с. 283, и (2.52), с. 281). Для резонансных реакций, в частности, для 3α -процесса положение иное — значение ν определяется энергией резонансов. Так, число 44 в формуле (1.11) порождается величиной $E = E'_r + E''_r$.

Для наших целей точности, обеспечиваемой формулой (1.9), было вполне достаточно. Однако при аккуратных расчетах звездных моделей теперь чаще пользуются более точными аппроксимациями. Чтобы дать представление о том, насколько далеко продвинулось это дело, а заодно и напугать читателя, приведем выражение для $\varepsilon_{3\alpha}$, даваемое в одной из часто используемых в наши дни (сейчас 2016 г.) сводки данных о скоростях термоядерных реакций в звездах (C. Angulo et al., Nucl. Phys. A, **656**, 3, 1999):

$$\begin{aligned} \varepsilon_{3\alpha} = & 6.272 \cdot \rho^2 Y^3 \cdot (1 + 0.0158 T_9^{-0.65}) \times \\ & \times \left[2.43 \cdot 10^9 T_9^{-2/3} \exp\left(-13.490 T_9^{-1/3} - (T_9/0.15)^2\right) (1 + 74.5 T_9) + \right. \\ & + 6.09 \cdot 10^5 T_9^{-3/2} \exp\left(-1.054/T_9\right) \times \\ & \times \left[2.76 \cdot 10^7 T_9^{-2/3} \exp\left(-23.570 T_9^{-1/3} - (T_9/0.4)^2\right) \times \right. \\ & \times (1 + 5.47 T_9 + 326 T_9^2) + 130.7 T_9^{-3/2} \exp\left(-3.338/T_9\right) + \\ & \left. \left. + 2.51 \cdot 10^4 T_9^{-3/2} \exp\left(-20.307/T_9\right) \right] \right]. \end{aligned}$$

Важной особенностью 3α -процесса, существенно отличающей его от водородных термоядерных реакций, является возможность взрыва при начале горения гелия. Если при начале 3α -процесса соотношение между температурой и плотностью вещества таково, что электронный газ в гелиевом ядре звезды сильно вырожден (критерий этого: $\rho \gg 5 \cdot 10^4 T_8^{3/2}$, см. формулу (4.14), с. 145), то давление создается почти целиком электронным газом. Энергия, выделяющаяся при 3α -процессе, ведет к повышению температуры невырожденного газа ядер и как следствие — к лавинообразному нарастанию скорости выделения энергии. Давление же, создаваемое вырожденными электронами, остается почти неизменным. Это продолжается до тех пор, пока температура не возрастет настолько, что вырождение снимется. Последнее происходит, как следует из приведенного только что критерия, при $T_8 \sim 7.4 \cdot 10^{-4} \rho^{2/3}$, или, например, если $\rho = 10^6$ г/см³ — то при $T_8 = 7.4$. Как только вырождение снято, с ростом

температуры давление возрастает, гелиевое ядро расширяется и охлаждается. Начинает действовать обычная для невырожденных звезд регулировка температуры, а тем самым и темпа выделения энергии, за счет охлаждения при расширении из-за роста давления. Взрыв прекращается и сменяется спокойным термоядерным горением, когда в центре звезды выгорает всего $\sim 5\%$ гелия. Описанный сейчас термоядерный взрыв, происходящий в ядре звезды, называется *гелиевой вспышкой*. Она происходит лишь у звезд небольших масс, $M \lesssim (2.0 \div 2.5)$, когда масса их гелиевого ядра достигает $M \sim 0.5$, и знаменует собой конец восхождения звезды по ветви гигантов. Звезда быстро перемещается на горизонтальную ветвь диаграммы ГР, где плавное горение гелия продолжается в невырожденном ядре звезды. У звезд больших масс из-за более высокой температуры и меньшей плотности в их ядрах вырождения нет, и загорание гелия начинается плавно, без взрыва.

2. ГЕЛИЕВЫЕ РЕАКЦИИ И НУКЛЕОСИНТЕЗ

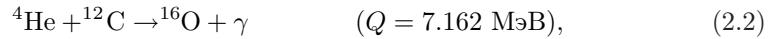
2.1. Синтез и выгорание углерода

звезды. Поскольку на синтез каждого ядра углерода в 3α -процессе расходуются три альфа-частицы, скорость выгорания гелия в начале процесса оказывается равна

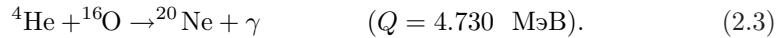
$$\frac{d^4He}{dt} = -3R_{3\alpha}, \quad (2.1)$$

где $R_{3\alpha}$ дается формулами (1.7) и (1.6). Подчеркнем, что согласно (1.6) она пропорциональна кубу концентрации альфа-частиц.

По мере выгорания гелия за счет тройного альфа-процесса концентрация ^{12}C в газе возрастает. Поэтому должны начаться реакции выгорания ^4He также на только что образовавшихся ядрах углерода:



а в дальнейшем, по мере нагорания ^{16}O , также и в реакции



В конце концов реакция выгорания углерода, синтезированного в тройном альфа-процессе, за счет захвата оставшихся альфа-частиц $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ берет верх над синтезом ^{12}C . Содержание ^{12}C проходит через максимум и начинает убывать, содержание же ^{16}O монотонно растет. Существенно, что зависимость скоростей этих двух процессов, конкурирующих в конце выгорания гелия, как от плотности, так и от температуры разная. Скорость первого процесса пропорциональна кубу содержания альфа-частиц, а второго — первой степени. Зависимость обоих процессов от температуры также сильно отличается. Заметим, что реакция $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ не является резонансной. Ее скорость можно рассчитать по стандартным формулам для нерезонансных реакций. Трудность лишь в том, что S-фактор этой реакции известен плохо ($S_0 \sim 300 \text{ кэВ} \cdot \text{барн}$). Корректный расчет окончательного значения относительного содержания углерода и кислорода в конце выгорания гелия — непростая задача. Фактически требуется детальный расчет изменения со временем температуры и плотности в ядре звезды заданной массы (и химического состава), то есть расчет эволюции звезды.

Общее представление о ходе изменений содержаний углерода и кислорода при выгорании ^4He можно получить, рассчитав его для простейшего случая,

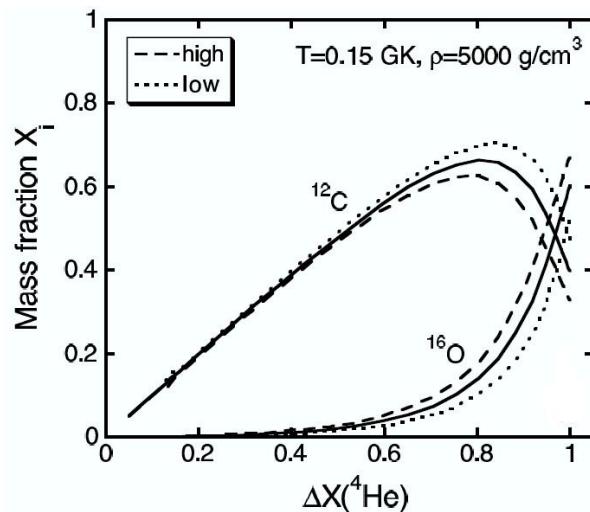


Рис. VIII.2.1:

Изменение содержаний углерода и кислорода по мере выгорания гелия.

(Источник: Ch. Iliadis, 2007, p. 448.)

когда температура и плотность сохраняются постоянными. В реальности так не бывает, хотя бы потому, что при полном выгорании гелия из четырех альфа-частиц образуются два ядра — ^{12}C и ^{16}O , так что давление должно уменьшиться вдвое (если бы температура и плотность оставались постоянными, как это предполагается при расчете). Расчет сводится к численному решению системы дифференциальных уравнений для $d(^4\text{He})/dt$ и $d(^{12}\text{C})/dt$. Синтез ^{20}Ne согласно реакции (2.3) из-за высокого кулоновского барьера происходит лишь в весьма незначительных количествах, так что для получения общей картины им вполне можно пренебречь.

На Рис. VIII.2.1 сплошные линии показывают изменения весовых долей углерода и кислорода по мере выгорания ^4He , весовая доля которого отложена по горизонтальной оси, от $Y=1$ слева (начало горения гелия) до $Y=0$ у правого края рисунка. Пунктирные и точечные кривые соответствуют принятию соответственно верхнего и нижнего пределов для ненадежно известного сечения реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. Рисунок относится к следующим значениям параметров: $T_8 = 1.5$, $\rho = 5 \cdot 10^3 \text{ г}/\text{см}^3$. В начале горения преобладает 3α -процесс, и

содержание ^{12}C линейно возрастает с $1 - Y$, то есть с долей выгоревшего гелия. Когда выгорело $\approx 75\%$ имевшегося первоначально гелия, содержание углерода начинает убывать за счет захвата оставшихся альфа-частиц синтезированными к этому моменту многочисленными ядрами углерода с образованием ядер кислорода ^{16}O . В конце выгорания гелия содержание кислорода быстро возрастает, содержание же углерода, наоборот, быстро убывает. Наибольший интерес представляет вопрос, в каком соотношении оказываются содержания углерода и кислорода при полном выгорании гелия. При $T = 1.5 \cdot 10^8 \text{ K}$, $\rho = 5000 \text{ г}/\text{см}^3$ отношение $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ по числу атомов оказывается равным 0.89. При $T = 2 \cdot 10^8 \text{ K}$, $\rho = 800 \text{ г}/\text{см}^3$ горение происходит при более высокой температуре и меньшей плотности. В результате производится больше кислорода и меньше углерода: $^{12}\text{C}/^{16}\text{O} = 0.57$. Первый случай соответствует, грубо говоря, горению гелия в ядрах звезд с начальной массой $\mathfrak{M} = 5$, второй относится к гораздо более массивным звездам ($\mathfrak{M} = 20$). Как видим, в обоих случаях окончательные распространенности ядер углерода и кислорода оказываются одного порядка. Общая тенденция состоит в том, что с ростом начальной массы звезды отношение C/O в ядре звезды после полного выгорания гелия убывает. Заметим еще, что ядра звезд с $\mathfrak{M} \lesssim 8$ превращаются в конце концов в белые карлики с углеродно-кислородными ядрами. Для таких звезд выгорание гелия с образованием CO-ядра — это финальный этап их ядерной эволюции.

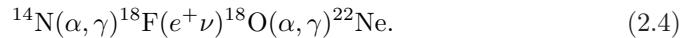
Подсчет энерговыделения при выгорании гелия в принципе не составляется труда: при тройном альфа-процессе синтез одного ядра углерода дает 7.275 МэВ, при последующей реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ дополнительно выделяется 7.162 МэВ. Проблема, однако, в том, что подсчитать изменение долей 3α -реакций и реакций синтеза ^{16}O , происходящих при полном выгорании гелия, без эволюционного расчета звездной модели невозможно.

Отметим в заключение, что основным источником кислорода во Вселенной — третьего по распространенности элемента — являются, по-видимому, массивные звезды, в которых он синтезируется из четырех альфа-частиц в описанном выше процессе ($3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ и затем $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{16}\text{O}$). Углерод — элемент, четвертый по распространенности — синтезируется за счет 3α -процесса примерно в равных количествах в массивных звездах и в звездах, находящихся на асимптотической ветви гигантов.

2.2. Выгорание азота

В гелиевом ядре, образующемся после выгорания водорода, присутствует также примесь ядер ^{14}N , который еще на фазе горения водорода превратились первоначально имевшиеся ядра углерода и кислорода. Когда при сжатии и нагревании гелиевого ядра с примесью ^{14}N достигаются температуры $\sim 10^8 \text{ K}$, происходит

следующая цепочка реакций:



Оказывается, что в дальнейшем ядра ^{22}Ne захватывают альфа-частицы и рождают ядра ^{25}Mg и свободные нейтроны в реакции $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Эти нейтроны захватываются ядрами железного пика, что дает начало реакциям s-процесса, рождающего ядра с $A=60 \div 90$. В итоге оказывается, что ядра СНО-элементов, присутствовавшие в газе, из которого возникла звезда, после многих превращений рождают значительную часть ядер элементов тяжелее железа. Реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ является не единственным источником нейтронов, появляющихся в звездах на продвинутых стадиях их эволюции. Другой их источник — реакция $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, которая оказывается возможной в довольно-таки экзотических процессах, происходящих в наружных слоях звезд асимптотической ветви гигантов.

В заключение заметим, что в результате горения гелия сразу появляются ядра ^{12}C и ^{16}O со сравнительно большими массовыми числами $A=12$ и $A=16$. Ядра же с A от 6 до 11 — это ^6Li , ^8Be , ^{10}B и ^{11}B — оказываются „обойденными“. Это объясняет их малую распространенность в Солнечной системе. Считается, что они рождаются не в звездах, а в межзвездной среде в результате так называемых реакций скальвания, происходящих при столкновениях протонов космических лучей с тяжелыми ядрами.

Последнее замечание. Синтез в недрах красных гигантов ядер углерода и кислорода — это первый шаг, необходимый для того, чтобы во Вселенной могла появиться жизнь. Можно сказать и иначе: ядро ^{12}C имеет уровни, энергии которых подходят для того, чтобы кислородно-углеродная жизнь во Вселенной могла появиться. Это есть частное проявление так называемого антропного принципа, согласно которому мир устроен так, чтобы мы могли в нем жить.

3. УПРАЖНЕНИЯ

1° В учебнике А.В. Засова и К.А. Постнова „Общая астрофизика” (Фрязино, 2011) на стр. 216 при начале обсуждения тройного альфа-процесса приводится следующая строка:



Все ли здесь верно?

2° Процесс ${}^4\text{He} + {}^4\text{H} \rightleftharpoons {}^8\text{Be}$ является резонансной реакцией. Получить формулу для $N_\alpha^2 / N_{^8\text{Be}}$ (формула (1.2), с. 384), исходя из общего выражения для скоростей резонансных реакций $(N_a N_x)^* <\sigma v>$, где $<\sigma v>$ дается формулой (3.11), с. 299

3° Пользуясь формулой (1.4), получить степенную аппроксимацию отношения $N_{^8\text{Be}} / N_\alpha$ в окрестности $T_8 = 1$.

4° Множитель $f_{3\alpha}$, учитывающий электронное экранирование в тройном альфа-процессе, есть, очевидно, произведение множителей $f_{\alpha\alpha}$ и $f_{\alpha{}^8\text{Be}}$, учитывающих электронное экранирование на первом и на втором этапе 3α -процесса, соответственно. Пользуясь результатами разд. 2.8 Гл. V, показать, что

$$f_{3\alpha} = \exp(2.76 \cdot 10^{-3} \rho^{1/2} T_8^{-3/2}).$$

Очевидно, что дело сводится к нахождению численного коэффициента в этой формуле.

5° Рассчитать энерговыделение на единицу массы в первоначально чисто гелиевом ядре звезды при полном выгорании гелия, если конечное отношение ${}^{12}\text{C} / {}^{16}\text{O} = 0.7$.

Глава IX

ПОЗДНИЕ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ

1. ПОЗДНИЕ СТАДИИ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ

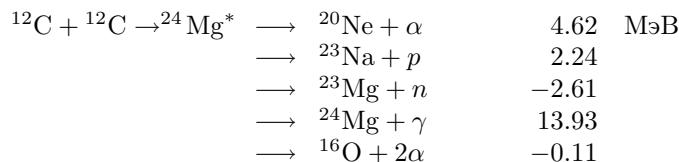
1.1. Горение углерода

В звездах с массами $M \gtrsim 8$ ядерное горение не заканчивается на гелиевых реакциях. В них возможно горение и более тяжелых ядер. В результате выгорания ^4He в массивной звезде образуется ядро из С и О, причем электронный газ в нем не вырожден. Ядерные реакции здесь более не идут. Начинается гравитационное сжатие ядра, что, согласно теореме вириала, должно приводить к его разогреву. Из всех реакций, возможных в углеродно–кислородной смеси, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ — наименьший кулоновский барьер имеет первая из этих реакций.

Поэтому именно с нее и должно начинаться горение. Это происходит, когда температура достигает

$$T \sim (6 \div 8) \cdot 10^8 \text{ K}.$$

Процесс горения ^{12}C на самом себе заметно отличается от того, что мы имели при столкновениях протонов и альфа–частиц с легкими ядрами. Здесь мы имеем дело с реакцией между двумя тяжелыми ядрами. В результате столкновения двух таких ядер (в данном случае — ^{12}C) образуется так называемое составное, или компаунд–ядро в возбужденном состоянии. В нашем случае это $^{24}\text{Mg}^*$ с энергией возбуждения ~ 14 МэВ. Составное ядро тут же распадается по одному из нескольких возможных вариантов, или, как говорят, каналов:



Справа указан энергетический выход каждого из каналов распада. В результате в газе появляются ядра Ne, Na и Mg. Наиболее вероятными являются два первых канала (осуществляющиеся соответственно в $\sim 44\%$ и $\sim 56\%$ случаев). Рождающиеся при этом протоны и альфа–частицы из-за высокой температуры легко преодолевают кулоновские барьеры и тут же захватываются имеющимися ядрами, что ведет к появлению довольно разветвленной системы реакций. Результатом этого становится почти полное превращение ^{23}Na в ^{20}Ne в реакции $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Поэтому основным продуктом горения ^{12}C на самом себе оказывается ^{20}Ne , с примесью $\sim 10\%$ ^{24}Mg и небольших количеств других нуклидов вплоть до ^{28}Si . (Последний возникает в реакции $^{24}\text{Mg} + \alpha \rightarrow ^{28}\text{Si} + \gamma$).

Основное выделение энергии при горении углерода (примерно 2/3) происходит не при распаде составного ядра $^{24}\text{Mg}^*$ по указанным выше каналам, а в результате возникающих затем цепочек захватов легких ядер — протонов и альфа-частиц. В итоге в расчете на одну реакцию $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ выделяется около 13 МэВ, или 0.54 МэВ/нуклон, что немного меньше, чем при 3α -процессе. Зависимость скорости энерговыделения от температуры очень сильная. Так, в окрестности $T = 10^9$ К скорость реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ растет примерно как T^{27} . При практически полном выгорании ядер ^{12}C , как уже говорилось, большая их часть превращается в ^{20}Ne . Главной составляющей газа является, однако, не ^{20}Ne , а синтезированный еще на фазе гелиевых реакций ^{16}O .

На фазе горения углерода (и на всех последующих фазах) важнейшую роль в энергетике звезды играют процессы рождения в ее недрах нейтринно-антинейтринных пар. Из-за высокой температуры, при которой горит углерод, в высокоэнергичном хвосте равновесного планковского излучения появляются фотоны с энергией $\gtrsim 1$ МэВ, способные рождать электрон-позитронные пары. Как правило, аннигиляция такой электрон-позитронной пары порождает два фотона, но изредка, с вероятностью $\sim 10^{-19}$, рождается пара $\nu_e + \tilde{\nu}_e$:

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \tilde{\nu}_e. \quad (1.1)$$

Аккуратный расчет сечения этого процесса основан на использовании теории слабого взаимодействия и выходит за рамки нашего курса. Так как для нейтринно звезда прозрачна, указанный сейчас процесс является мощным механизмом оттока энергии непосредственно из недр звезды. Оказывается, что уже на обсуждаемой стадии эволюции, то есть при горении углерода, *нейтринная светимость звезды примерно на порядок превышает ее обычную фотонную светимость*. Для звезд с массами $\gtrsim 30 M_\odot$ последняя, впрочем, тоже колоссальна, достигая $(10^5 \div 10^6)L_\odot$ — как у самого богатого шарового скопления нашей Галактики ω Центавра! Любопытно, что концентрация позитронов n^+ , появление которых фактически вызывает колоссальные нейтринные энергетические потери, совершенно ничтожна. Так, при $T = 9 \cdot 10^8$ К и $\rho \sim 10^5$ г/см³ отношение n^+/n_z , где n_z — полная концентрация электронов, порожденных ионизацией атомов, составляет всего $6 \cdot 10^{-5}$. Кроме (1.1) имеются и другие процессы слабого взаимодействия, рождающие нейтринно-антинейтринные пары. Они оказываются доминирующими на последующих этапах термоядерного выгорания вещества ядер массивных звезд.

В звездах с массами до $\sim 10 M_\odot$ из-за сильных нейтринных потерь температура их частично вырожденных ядер оказывается ниже, чем в окружающих их слоях. Поэтому углерод первоначально загорается не в центре, а в окружающих его частично вырожденных слоях, что сопровождается слабой вспышкой (анalogичной гораздо более мощной гелиевой вспышке у звезд малой массы). После таких углеродных вспышек (возможно, их происходит несколько) фронт

горения перемещается к центру. Устанавливается монотонно спадающий наружу ход температуры и начинается стационарное горение углерода во всем ядре.

В звездах с массами примерно от 8 до ($10 \div 11 M_{\odot}$) горение углерода оказывается последним этапом их ядерной эволюции. У них формируется изотермическое ядро из смеси ^{20}Ne , синтезированного при горении углерода, и ^{16}O , возникшего еще раньше, при выгорании гелия. Электронный газ в этом ядре сильно вырожден. После сбрасывания наружных слоев, что происходит, когда звезда находится на асимптотической ветви гигантов, обнажившееся ядро звезды быстро охлаждается и образует экзотический белый карлик, состоящий из смеси О и Ne. Массы таких белых карликов, возможно, близки к пределу Чандraseкара.

Существование этого редкого класса белых карликов подтверждается тем, что есть новые звезды, у которых при их взрывах выбрасываются оболочки, сильно обогащенные неоном. Новые звезды, напомним, представляют собой двойные системы, в которых происходит аккреция вещества с обычной (невырожденной) звезды на белый карлик. При накоплении аккрецированного вещества на поверхности белого карлика происходит термоядерный взрыв. При этом в выбрасываемую при таком взрыве оболочку попадает и вещество белого карлика. Поэтому обычно эти оболочки сильно обогащены углеродом и кислородом, поскольку большинство белых карликов состоят из смеси С и О. Наличие новых с оболочками, обогащенными неоном и кислородом — веское наблюдательное свидетельство существования ONe белых карликов.

В заключение упомянем о том, что нуклеосинтез, происходящий на стадии горения углерода, как считается, порождает большую часть имеющихся в Солнечной системе ядер целого ряда элементов (^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg и др.)

1.2. Горение неона

После полного выгорания ^{12}C ядро звезды с $M \gtrsim 10$, лишенное ядерного источника энергии, но продолжающее терять энергию за счет нейтринных потерь, быстро сжимается и разогревается за счет выделяющейся при этом гравитационной энергии. Когда температура достигает

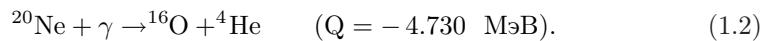
$$T \sim (1.2 \div 1.5) \cdot 10^9 \text{ K},$$

включается новый источник ядерной энергии — горение неона. Как мы помним, ядра неона родились из ^{12}C при его выгорании.

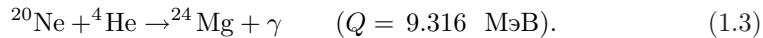
Выделение энергии при горении неона происходит за счет процесса, с которым мы до сих пор не сталкивались, — так называемого фоторасщепления, или фотодезинтеграции ядер. Этот процесс вполне аналогичен обычной фотоионизации атомов и состоит в отрыве от тяжелых ядер протонов, нейtronов и альфа-частиц при поглощении ими фотонов, обладающих достаточной для этого энергией.

При $T_9 \sim 1$ тепловые энергии составляют ~ 0.1 МэВ, и в высокоэнергичном хвосте планковского распределения имеются фотоны с энергией, в десятки раз большей этой. Ядро звезды после полного выгорания ^{12}C состоит из ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na и ^{24}Mg . Для отрыва протонов, нейтронов и альфа-частиц от всех этих ядер, кроме ^{20}Ne , требуются фотоны с энергиями не менее 7 МэВ, тогда как энергия, которая нужна для отделения альфа-частицы от ядра ^{20}Ne , составляет всего 4.73 МэВ.

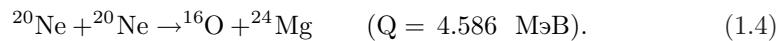
С этого и начинается двухступенчатый процесс горения неона. Первый этап — это фоторасщепление ^{20}Ne за счет эндотермической реакции, требующей затраты энергии в 4.730 МэВ:



Второй этап состоит в том, что высвобождающиеся при фоторасщеплении альфа-частицы реагируют с оставшимися недиссоциированными ядрами ^{20}Ne , рождая ^{24}Mg и выделяя значительную энергию:



Суммарный эффект этих двух реакций сводится к следующему:



Выделение энергии при этом процессе выгорания неона можно найти либо как сумму значений Q реакций (1.2) и (1.3), либо как разность масс ядер, стоящих в (1.4) слева и справа, умноженную на c^2 . Заметим, что альфа-частицы, высвобождающиеся при фоторасщеплении неона, могут присоединяться не только к ^{20}Ne (реакция (1.3)), но и к другим имеющимся тяжелым ядрам, что ведет к дополнительному выделению энергии. В итоге оказывается, что при сгорании двух ядер ^{20}Ne выделяется ~ 6.2 МэВ. Калорийность „неонового топлива“ невелика. Так, при синтезе одного ядра ^{12}C за счет тройного альфа-процесса выделяется 7.162 МэВ, или в расчете на атомную единицу массы 0.60 МэВ. При горении же неона энерговыделение в расчете на атомную единицу массы, как легко сосчитать, составляет всего ~ 0.16 МэВ. Темп энерговыделения растет с температурой очень быстро (при $T_9 = 1.5$ примерно $\propto T^{49}$).

Условия, при которых горение неона происходит наиболее интенсивно, таковы: $T_c \sim 1.5 \cdot 10^9$ К, $\rho_c \sim 5 \cdot 10^6$ г/см³. Время, за которое в ядре массивной звезды ($\mathfrak{M} > 10$) сгорает практически весь неон, составляет всего несколько месяцев. Столь краткое время жизни неоновых ядер массивных звезд объясняется не столько низким выходом энергии при выгорании неона, но главным образом тем, что при повышении температуры ядра звезды примерно вдвое по сравнению с тем, что было при горении углерода, темп нейтринных потерь возрастает

многократно (примерно на три порядка). При этом кроме упоминавшегося выше аннигиляционного механизма рождения нейтринно–антинейтринных пар здесь работают и несколько других механизмов, рассматривать которые мы не будем.

1.3. Горение кислорода

В результате выгорания ^{20}Ne ядро звезды оказывается состоящим в основном из ^{16}O (примерно 85% по числу ядер) и ^{24}Mg (около 8%) с примесью ^{28}Si ($\sim 5\%$). После того, как неон полностью выгорел, происходит очередное сжатие ядра звезды, приводящее к повышению его температуры. Когда она достигает

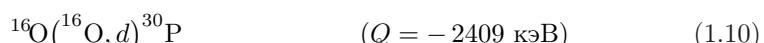
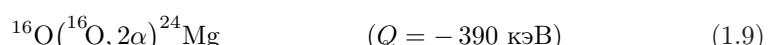
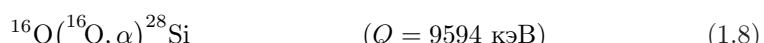
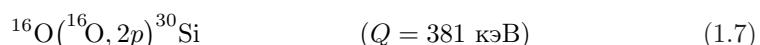
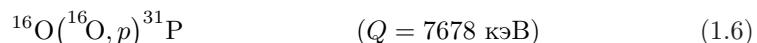
$$T \sim (1.9 \div 2.2) \cdot 10^9 \text{ K},$$

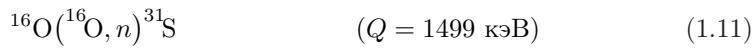
начинается горение кислорода. Общий итог этого процесса таков:



что сопровождается выделением энергии $Q = 17.2 \text{ МэВ}$. В расчете на единицу массы это составляет 0.54 МэВ/а.е.м., то есть почти столько же, что и при горении углерода (0.52 МэВ/а.е.м.) и при тройном альфа–процессе (0.60 МэВ/а.е.м.), но в три с половиной раза больше, чем при горении неона (0.16 МэВ/а.е.м.). В окрестности $T_9 = 2$ темп энерговыделения растет с температурой $\propto T^{33}$. Время полного выгорания кислорода в ядре звезды с $M \sim 25$ составляет около 160 дней. В звездах меньших масс время выгорания кислорода больше. Так, при $M \sim 15$ оно составляет около двух с половиной лет.

Изложенное только что представляет собой краткую сводку — можно сказать, резюме тех сложных событий, которые происходят при горении кислорода. В общих чертах этот процесс подобен тому, что происходит при горении углерода. Однако возникающее в результате первичной реакции $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ компаунд–ядро $^{32}\text{S}^*$ обладает энергией $\sim 16.5 \text{ МэВ}$ и может поэтому распадаться по гораздо большему числу каналов, чем это было в случае реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Основные из них следующие:





Вероятности распада по различным каналам и сечения отдельных реакций известны ненадежно.

Легкие частицы — протоны, альфа-частицы и нейтроны, образующиеся при приведенных только что *первичных* реакциях горения кислорода, тут же присоединяются к имеющимся тяжелым ядрам — как тем, которые возникают при реакциях (1.6) — (1.11), так и тем, которые остались после горения неона. Эти *вторичные* реакции порождают сложную систему уравнений нуклеосинтеза, решение которой может быть получено только численно. Вторичные реакции при горении кислорода дают существенный вклад в общее энерговыделение. В итоге при $T = 2.2 \cdot 10^9 \text{ К}$ в расчете на каждую реакцию $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ выделяется, как уже говорилось, $Q \approx 17.2 \text{ МэВ}$. В конце горения кислорода возникает смесь, состоящая в основном из кремния ^{28}Si ($\sim 54\%$) и серы ^{32}S ($\sim 28\%$) с примесью аргона и кальция. Впрочем, числа эти не очень надежны. По другим расчетам кремния оказывается не вдвое, а втрое больше, чем серы.

Нейтринные потери на фазе горения кислорода велики и очень сильно зависят от температуры, так что большая часть термоядерной энергии, вырабатываемой при превращении кислорода ^{16}O в ^{28}Si и ^{32}S , уносится нейтрино. В этом основная причина малого времени выгорания кислорода. И все же оно заметно больше (порядка одного–двух лет), чем время горения неона (несколько месяцев). Причин две: большее энерговыделение в расчете на атомную единицу массы в первом случае ($\sim 0.54 \text{ МэВ}$), чем во втором ($\sim 0.16 \text{ МэВ}$) и большая весовая доля кислорода (~ 0.7). Отметим также, что в результате горения кислорода кроме основных его продуктов — ^{28}Si и ^{32}S — возникает также ряд ядер, богатых нейtronами (^{30}Si , ^{35}S , ^{37}Cl и др.). Поэтому в итоге горения кислорода оказывается, что число нейтронов в возникающем Si–S ядре превышает число протонов (так называемый *нейтронный избыток*).

1.4. Горение кремния

можно представить так:

Горение кремния — это последний этап ядерной эволюции недр массивных звезд ($\mathfrak{M} > 10 \div 11$). Весьма схематически этот процесс



Физический процесс, за счет которого кремний ^{28}Si и сера ^{32}S — основные продукты горения кислорода ^{16}O — в конечном итоге перерабатываются в ядра железного пика — это фоторасщепление ядер. Процесс происходит при

$$T \gtrsim 3 \cdot 10^9 \text{ К.}$$

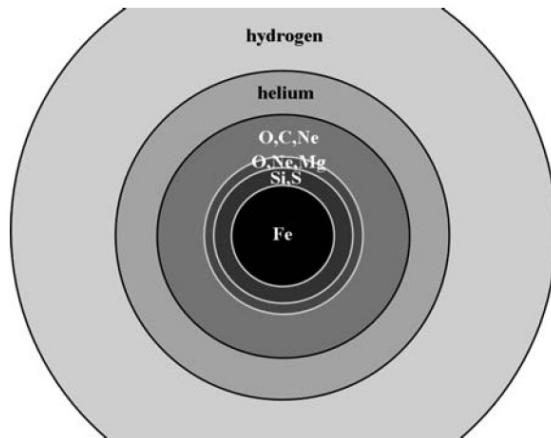


Рис. IX.1.1:

Качественная картина строения массивной звезды в конце эволюции.
Звезда подобна луковице со слоями разного химического состава,
на границах которых горят слоевые источники.

Горение кремния — это сложная комбинация реакций фоторасщепления ядер и захвата альфа-частиц. Большинство этих реакций находится в равновесии друг с другом. Результирующие распространенности ядер можно рассчитать по ядерным аналогам формулы Саха. При $T > 4 \cdot 10^9$ К достигается состояние *ядерного статистического равновесия*. При этом распространенности ядер определяются энергиями их связи. Самыми распространенными оказываются ядра с наибольшими энергиями связи — ядра железа и близкие к ним. Относительные распространенности ядер группы железа, помимо температуры, зависят от имеющихся относительных концентраций нейтронов и протонов. В ядерной смеси, возникающей в результате горения кислорода, общее число нейтронов в ядрах оказывается несколько больше числа протонов (уже упоминавшийся нейтронный избыток). В итоге при ядерном статистическом равновесии наиболее распространенными оказываются ^{56}Fe и ^{52}Cr .

Хотя сложную совокупность реакций, приводящих в итоге к превращению ядер кремния в ядра железа, и принято называть горением кремния, пожалуй правильнее говорить, что происходит *переплавка* кремния в железо.

Горение кремния происходит в центральном конвективном ядре с массой $\sim 1 M_\odot$, значение которой зависит в первую очередь от начальной массы

Таблица IX.1.1:

Основные этапы ядерной эволюции недр звезды населения I с $M = 15 M_{\odot}$

Этап	ρ_c (г/см ³)	T_c (К)	L/L_{\odot}	$L_{\nu}/L_{\nu\odot}$	Время выгор.
H→He	5.8	$35 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^3$	$1.1 \cdot 10^7$ лет
He→C, O	$1.4 \cdot 10^3$	$1.8 \cdot 10^8$	$4.4 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^6$ лет
C→Ne	$2.8 \cdot 10^5$	$8.1 \cdot 10^8$	$7.2 \cdot 10^4$	$3.7 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^3$ лет
Ne→O, Mg	$1.2 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^9$	$7.5 \cdot 10^4$	$1.4 \cdot 10^8$	0.7 года
O→Si, S	$8.8 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^9$	$7.5 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^8$	2.6 года
Si→Fe, Ni	$4.8 \cdot 10^7$	$3.3 \cdot 10^9$	$7.5 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^{11}$	0.6 мес
Fe, Ni→n	$> 7.3 \cdot 10^9$	$\sim 7.1 \cdot 10^9$	$7.5 \cdot 10^4$	$> 3.6 \cdot 10^{11}$	1 сек

звезды M_{init} , возрастаая от $\sim 1.5 M_{\odot}$ при $M_{\text{init}} = 15 M_{\odot}$ до $\sim 2.6 M_{\odot}$ при $M_{\text{init}} = 40 M_{\odot}$. Итогом полного выгорания кремния в этом центральном конвективном ядре является образование в центре звезды *железного ядра*. Это финал ядерной эволюции вещества центральных частей всех массивных звезд. Дальнейшее выделение ядерной энергии в таком железном ядре невозможно. Как мы увидим в следующем разделе, существуют причины, по которым с неизбежностью должен происходить гравитационный коллапс этого железного ядра — грандиозное событие, оптическим проявлением которого является взрыв сверхновой.

1.5. Сводка результатов

В заключение этого раздела приводим для справок в Табл. IX.1.1 сводку основных параметров ядерной эволюции центральных частей звезды населения I с $\mathfrak{M} = 15$ (согласно расчетам S.E. Woosley and Th. Janka, Nat. Phys., 1, 147, 2005). Числа, приводимые для поздних этапов эволюции (начиная с горения углерода), следует рассматривать скорее как оценки, чем как надежно рассчитанные величины. Так, расчеты других авторов для времени выгорания углерода в звездах с $\mathfrak{M} = 15$ дают как меньшие значения (300 лет вместо 2000 лет), так и большие (4000 лет). Заметно различаются и параметры нейтринного излучения.

На конечном этапе ядерной эволюции массивные звезды имеют строение, подобное луковице (рис. IX.1.1). Оно возникает следующим образом. По исчерпании очередного ядерного топлива в центре (например, углерода), ядро сжимается и горение продолжается в окружающем его слоевом источнике. Сжатие

и разогрев возникшего углеродного ядра существенно ускоряется нейтринными потерями. В конце концов в его центре загорается неон. На всех последующих этапах горения слоевые источники постепенно продвигаются наружу, а нейтринное излучение становится все более эффективным. В результате масса ядра, в котором горит очередное топливо, оказывается меньше, чем масса слоя, сформировавшегося на предыдущем этапе горения. Образно говоря, „луковица” растет изнутри, постепенно увеличивая число слоев разного ядерного состава до тех пор, пока в ее центре не сформируется ядро из железа.

Существенной особенностью поздних этапов эволюции, начиная с горения углерода, является их малая продолжительность. Это объясняется как низкой калорийностью ядерного топлива, так и — в первую очередь — колоссальными нейтринными потерями. Во всей Галактике сегодня имеется лишь пара — другая десятков звезд, находящихся на стадии горения углерода и не более одной, а скорее всего ни одной звезды, находящихся на еще более продвинутых этапах ядерной эволюции их ядер (горение неона и далее). Об этом свидетельствуют данные о частоте вспышек сверхновых в Галактике — в среднем раз в ~ 30 лет. Впрочем, к этому обычно приводимому числу следует относиться с осторожностью. За мою жизнь — более 80 лет — ни одна сверхновая в нашей Галактике так и не вспыхнула.

Процессы, идущие на поздних этапах ядерной эволюции в недрах массивных звезд, практически не сказываются на их внешних характеристиках. Звезды на последних этапах ядерной эволюции их центральных областей не перемещаются по диаграмме ГР (см., в частности, столбец L/L_\odot в Табл. IX.1.1). Их масса, радиус и светимость остаются постоянными. Надежды отождествить эти звезды — фактически предсверхновые — пока нет.

2. КОЛЛАПС ЖЕЛЕЗНОГО ЯДРА

2.1. Качественная картина

В конце выгорания кремния в центральных частях звезд с $M \gtrsim 10$ образуется ядро с массой $(1 \div 2) M_{\odot}$, состоящее в основном из железа ^{56}Fe , ядра которого, как уже не раз говорилось, обладают наибольшей энергией связи на нуклон. Поэтому дальнейшее выделение термоядерной энергии за счет реакций синтеза здесь невозмож но.

Электронный газ в этом ядре сильно вырожден, главным образом из-за огромных нейтринных потерь на поздних стадиях ядерного горения. При температурах $\sim (2 \div 4) \cdot 10^9$ К и плотностях $\sim 10^9$ г/см³, типичных для только что родившихся железных ядер звезд, электроны являются релятивистскими (проверьте!).

Существуют две главные причины, ведущие к превращению обычного медленного гравитационного сжатия в гравитационный коллапс, то есть в сжатие, происходящее практически в режиме свободного падения. Одна из них — фотодиссоциация ядер железа. Вторая причина — поглощение высокоэнергичных свободных электронов протонами ядер с превращением их в нейтроны — так называемая нейтронизация вещества. Оба этих процесса, как мы вскоре убедимся, ведут к поглощению колоссальной энергии. Давление газа резко падает, что и вызывает коллапс. Прежде чем переходить в описанию этих процессов, укажем в самых общих чертах, что происходит при гравитационном коллапсе железного ядра звезды. Количественное описание указанных только что процессов, вызывающих коллапс, дадим чуть позже.

Ввиду огромных плотностей железных ядер звезд время их коллапса, определяемое обычной формулой для времени свободного падения (см. с. 45)

$$t_G = \left(\frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2}, \quad (2.13)$$

оказывается совершенно ничтожным:

$$t_G \sim 1 \text{ миллисекунда}. \quad (2.14)$$

Разумеется, наружные слои звезды довольно долгое время „не ведают“ о той катастрофе, которая произошла в ее центре.

В результате коллапса в центре звезды возникает нейтронная звезда с плотностью $\rho \sim (10^{14} \div 10^{15})$ г/см³, массой $M \sim 1M_{\odot}$ и радиусом $R \sim 10$ км. Ее гравитационная энергия связи составляет

$$|E_G| \approx \frac{GM^2}{R} \sim 3 \cdot 10^{53} \text{ эрг}. \quad (2.15)$$

Это колоссальная энергия. Она превосходит энергию E_{\odot} , излученную Солнцем за все время его жизни, примерно в 500 раз.

Коллапс ядра звезды порождает сверхновую (так называемая core collapse supernova; соответствующего термина в русском языке нет). Гравитационная энергия, выделяющаяся при коллапсе, уносится по большей части нейтрино и антинейтрино всех трех ароматов (электронные, мюонные и тау). Они рождаются за счет различных нейтринных процессов при сжатии и нагреве вещества бывшего железного ядра в ходе превращения его в рождающуюся нейтронную звезду. В кинетическую энергию оболочки, сбрасываемой сверхновой, переходит всего $\sim 1\%$ энергии, выделяющейся при коллапсе. Наконец, на электромагнитное излучение всех диапазонов, от радио до гамма, которое и наблюдается астрономами как вспышка сверхновой и до недавнего времени считалось одним из самых грандиозных природных явлений, приходится лишь ничтожная доля всей выделившейся при коллапсе энергии — $\sim 10^{-4}$.

Каким образом коллапс (как иногда говорят, имплозия) порождает взрыв (эксплозию), приводящий к выбросу массивной оболочки со скоростями разлета $\sim 10\,000$ км/сек, до сих пор является предметом активных исследований. Это составляет основной вопрос теории вспышек сверхновых, порождаемых коллапсом ядра звезды. Соответствующая теория в различных ее вариантах выходит за рамки нашего курса.

Если масса звезды при рождении была особенно велика — скажем, порядка $(30 \div 50) M_{\odot}$ или более (сколько-нибудь точное значение этого предела неизвестно), коллапс происходит неограниченно и в итоге возникает черная дыра звездной массы с $M \sim (3 \div 20) M_{\odot}$. При этом для самых массивных звезд, $\mathfrak{M} > 120$, если такие звезды действительно существуют, причиной срыва в коллапс, по-видимому, является начало бурного рождения электрон-позитронных пар за счет реакции $\gamma + \gamma \rightleftharpoons e^+ + e^-$. Этот процесс идет при $T \geq 6 \cdot 10^9$ К, когда энергии заметной доли фотонов становятся больше энергии покоя электрона.

2.2. Фоторасщепление железа

Сжатие ядра звезды сопровождается его нагревом. По достижении температуры порядка 10^{10} К в хвосте планковского распределения появляются фотоны с энергией порядка 10 МэВ, достаточной для выбивания альфа-частицы из ядра ^{56}Fe . Рассмотрение кинетики этого процесса, известного как фотодиссоциация, выходит за рамки нашего схематического анализа. Если бы конечный этап сводился к тому, что все ядра железа оказывались бы расщепленными:



то возникла бы смесь из альфа-частиц и нейтронов. Этот эндотермический процесс сопровождался бы поглощением колоссальной энергии. Затраты энергии на расщепление одного ядра ^{56}Fe на 13 альфа-частиц + 4 нейтрана составляют

$$Q = (13m_4 + 4m_1 - m_{56})c^2 = 124.4 \text{ МэВ.} \quad (2.17)$$

Эта энергия изымается из внутренней энергии газа, что вызывает резкое падение давления и приводит к коллапсу ядра, происходящему практически в режиме свободного падения.

В ходе коллапса температура и плотность растут, но не настолько, чтобы остановить коллапс и вызвать разлет вещества. До ~ 1950 г. считали, что фотодиссоциация ядер железа не завершается их распадом на альфа-частицы, а продолжается затем диссоциацией альфа-частиц на протоны и нейтроны ($^4\text{He} + \gamma \rightarrow 2p + 2n$). Затраты энергии на этот процесс (в расчете на нуклон) примерно в 2.5 раза больше, чем при фотодиссоциации ^{56}Fe . Более поздние расчеты показали, что при коллапсе железного ядра звезды распада альфа-частиц не происходит.

На самом деле одновременно с фоторасщеплением железа на альфа-частицы происходят и другие ядерные реакции, в частности фоторасщепления ядер, возникающих после отделения альфа-частиц от ^{56}Fe . Эти ядра обладают меньшими энергиями связи, чем ^{56}Fe , и поэтому процесс их разрыва идет быстро.

Будем считать, что фотодиссоциация ^{56}Fe , описываемая формулой (2.16), — определяющий процесс, причем он происходит в условиях термодинамического равновесия (последнее далеко не очевидно). Тогда относительные концентрации альфа-частиц N_4 , ядер железа N_{56} и свободных нейтронов N_1 должны даваться ядерным аналогом обычной ионизационной формулы Саха

$$\frac{(N_4)^{13}(N_1)^4}{N_{56}} = \frac{(g_4)^{13}(g_1)^4}{g_{56}} \frac{(N_{Q_4})^{13}(N_{Q_1})^4}{N_{Q_{56}}} \exp(-Q/kT), \quad (2.18)$$

где

$$N_{Q_i} = \left(\frac{2\pi m_i kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (2.19)$$

Статистические веса g определяются угловыми моментами частиц. Для нейтрона (спин $1/2$) мы имеем $g_1 = 2$, спины же ^4He и ^{56}Fe равны нулю, так что $g_4 = g_{56} = 1$.

Численный расчет по формуле (2.18) показывает, что в ядре звезды с $T = 10^{10}$ К и $\rho = 10^9$ г/см³ полностью диссоциированными оказываются около $3/4$ ядер железа.

2.3. Нейтронизация

Масса нейтрона на 1.29 МэВ превосходит массу протона, и поэтому в нормальных

Таблица IX.2.2:

Пороги нейтронизации

Реакция	Порог E_β , МэВ	Плотность ρ_β , г/см ³
$^1\text{H} \rightarrow \text{n}$	0.782	$1.22 \cdot 10^7$
$^4\text{He} \rightarrow ^3\text{H} + \text{n} \rightarrow 4\text{n}$	20.596	$1.37 \cdot 10^{11}$
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{Be}$	13.370	$3.90 \cdot 10^{10}$
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{C}$	10.419	$1.90 \cdot 10^{10}$
$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{20}\text{F} \rightarrow ^{20}\text{O}$	7.026	$6.21 \cdot 10^9$
$^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	5.513	$3.16 \cdot 10^9$
$^{28}\text{Si} \rightarrow ^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	4.643	$1.97 \cdot 10^9$
$^{32}\text{S} \rightarrow ^{32}\text{P} \rightarrow ^{32}\text{Si}$	1.710	$1.47 \cdot 10^8$
$^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$	3.695	$1.14 \cdot 10^9$

условиях нейтрон неустойчив, распадаясь на протон, электрон и (электронное) антинейтрино. Период полураспада свободного нейтрона всего около 10.5 минут. В железном ядре массивной звезды электронный газ сильно вырожден и в нем есть электроны со значительно большей энергией, чем эти 1.29 МэВ. Они способны вызвать превращение протонов в нейтроны. Однако свободных протонов в железном ядре проеволюционировавшей массивной звезды нет. Чтобы протон, находящийся в ядре, мог захватить свободный электрон и превратиться в нейтрон, энергии свободных электронов должны быть существенно большими, чем 1.29 МэВ. При очень высоких плотностях в вырожденном газе такие электроны присутствуют (Табл. IX.2.2; энергетические пороги, приведенные в таблице, даны за вычетом энергии покоя электрона 0.511 МэВ).

Пороговые энергии начала нейтронизации ядер, приведенные в Табл. IX.2.2, легко рассчитываются по известным массам ядра, захватывающего электрон, и получающегося в результате этого. Так, при реакции $^{16}\text{O} + e^- \rightarrow ^{16}\text{N} + \nu_e$ массы ядер ^{16}O и ^{16}N (в атомных единицах массы m_u) равны, соответственно, 15.994915 и 16.006102. Разность их энергий покоя $16.0061 - 15.9949 = 0.011187$, домноженная на $m_u c^2 = 931.49$ МэВ, дает приведенный в таблице порог нейтронизации $E_\beta = 10.419$ МэВ. Что касается плотностей ρ_β , при которых начинается нейтронизация, то они даются формулой

$$\rho_\beta = \mu_e \frac{8\pi}{3} \frac{m_u}{(hc)^3} (E_\beta^2 + 2m_e c^2 E_\beta)^{3/2}.$$

Она легко получается из обычного релятивистского выражения для кинетиче-

ской энергии свободного электрона через импульс

$$E = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_e c} \right)^2} - 1 \right),$$

если в нем положить $E = E_\beta$ и скомбинировать результат с формулой, дающей связь плотности с предельным импульсом Ферми электронов p_F в полностью вырожденном газе (см. с. 419):

$$\rho_\beta = \mu_e \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 m_u \left(\frac{p_F}{m_e c} \right)^3.$$

Захват ядрами ^{56}Fe электронов, имеющих наибольшие из присутствующих в вырожденном газе энергии, которые, напомним, гораздо больше тепловых энергий ядер, ведет к колоссальным потерям энергии. Она уносится нейтрино, возникающими при реакции $e^- + ^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Ni} + \nu_e$. Согласно данным Табл. IX.2.2 эта реакция становится возможной, когда плотность сжимающегося ядра звезды достигает $1.14 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Ферми-энергия вырожденных электронов (с учетом их энергии покоя) равна при этом $3.695 + 0.511 = 4.206 \text{ МэВ}$. Из-за уменьшения концентрации электронов происходит резкое падение давления. Это ничем не компенсируемое падение давления в ядре звезды вызывает нарушение механического равновесия, и происходит коллапс.

Глава X

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

Any fool can make a white dwarf.

Icko Iben Jr. (1985)

Эпиграф к этой главе „позаимствован”, или попросту говоря, украден из учебника Hansen et al. (см. # 6 в Списке Литературы). Удержаться было просто невозможно — настолько он хорош. Несмотря на то, что, по Iben’у, построить модель белого карлика может любой fool, сам он посвятил этому не одну статью.

Мы начинаем эту главу с очень краткого обзора — правильнее даже сказать не обзора, а простой сводки важнейших наблюдательных данных о белых карликах. Далее подробно излагается ставшая классикой астрофизики чандрасекаровская теория механического равновесия белых карликов, не раз уже кратко упоминавшаяся ранее. Затем обсуждаются границы применимости этой теории и различные поправки к ней. Следующий раздел — теория остывания белых карликов Каплана–Местела. Это тоже классика теоретической астрофизики. Нейтронным звездам посвящена не одна монография. У нас же им отведен всего один небольшой раздел — нельзя же уж совсем ничего о них не сказать. А где же черные дыры? О них я писать не решаюсь, не потому что не верю в их существование — совсем наоборот — а просто боюсь показать полную свою некомпетентность.

1. БЕЛЫЕ КАРЛИКИ – СВОДКА ДАННЫХ

1.1. Основные факты

Первый белый карлик был открыт в 1914 г. Десять лет спустя, когда был введен термин „белый карлик”, их было известно всего три, четверть века спустя, в 1939 г., — 18, сейчас же — уже более 30 000. В северном полушарии неба ($\delta > 0$) обнаружено 492 белых карлика, находящихся на расстоянии до 40 пк от Солнца и ~ 120 — не далее 20 пк (данные 2017 г.). Считается, что в северной полусфере радиусом 20 пк выявлены практически все имеющиеся в ней белые карлики. Если так, то их объемная концентрация в окрестности Солнца составляет $4.8 \cdot 10^{-3}$ пк $^{-3}$. По массе это примерно 7% от той массы, которая сосредоточена здесь в обычных звездах. Однако в далеком будущем ситуация радикально изменится: 95 \div 97% звезд Галактики превратятся в белые карлики.

(to be continued)

1.2. Спектры белых карликов

По химическому составу атмосферы белых карликов сильно отличаются от атмосфер обычных звезд. У большинства белых карликов (около 80%) они состоят из чистого водорода, без какой-либо примеси гелия и тяжелых элементов ($N_{\text{He}}/N_{\text{H}} < 10^{-4}$). Это спектральный тип DA, с делением его в зависимости от температуры на подклассы, как и у звезд главной последовательности. Линии водорода, которые удается надежно измерить, имеются только при $T_{\text{eff}} \gtrsim 5500$ К.

У примерно 16% белых карликов атмосферы состоят из чистого гелия, без каких-либо примесей. Им отвечает несколько спектральных типов. При T_{eff} от 12 500 до $\sim 30 000$ К в спектре видны линии нейтрального гелия. Это белые карлики типа DB. Белые карлики с интенсивными линиями He II и эффективными температурами от $\sim 45 000$ К вплоть до 100 000 К и более относят к типу DO. Если, наоборот, температура гелиевой атмосферы низкая ($T_{\text{eff}} \lesssim 12500$), то линий гелия нет (как, скажем, и в спектре солнечной фотосферы). Спектр белого карлика в этом случае чисто непрерывный. Это спектр типа DC. Впрочем, атмосферы всех белых карликов с $T_{\text{eff}} \lesssim 5500$ имеют непрерывный спектр, даже если они чисто водородные или состоят из произвольной смеси H и He. Иногда в последнем случае говорят о спектрах типа DAB. Внимательный читатель заметил, что белые карлики с гелиевыми атмосферами и T_{eff} от $\sim 30 000$ до $\sim 45 000$ К в описанной классификации отсутствуют. Это не ошибка — таких белых карликов нет, и непонятно, почему.

Если атмосфера состоит из гелия, но в ней есть примеси тяжелых элементов, то спектр может обозначаться как DQ, DZ или даже DQZ. Здесь буква Q свидетельствует о наличии линий углерода, а Z указывает, что в спектре есть линии и более тяжелых элементов, скажем, магния и железа (как в случае Проиона B). Считается, что эти тяжелые элементы попадают в атмосферы белых карликов скорее всего при поглощении ими вращающихся вокруг них планетозималей, малых планет и/или даже планет земного типа. Некоторые белые карлики с $T_{\text{eff}} \gtrsim 15 000$ К имеют спектры DQ и атмосферы, состоящие из чистого углерода. Входить в дальнейшие подробности классификации спектров белых карликов мы не будем.

Такой необычный для нормальных звезд состав атмосфер белых карликов — либо чистый водород, либо чистый гелий — объясняется имеющимся у белых карликов колossalным ускорениям силы тяжести $g \sim 10^8$ см/с². Это приводит к эффективному гравитационному разделению элементов — наверху, то есть в атмосфере, оказываются самые легкие из имеющихся атомов. Если у белого карлика есть хоть ничтожное количество водорода, его спектр — DA. Если же водорода нет совсем и самыми легкими из имеющихся атомов являются атомы гелия, то у такого карлика спектр DB. На самом деле не все так просто — в атмосфере может происходить конвекция, вызывающая эффектив-

ное перемешивание. В итоге возникают спектры типа DAB. Входить в детали мы не будем.

1.3. Определение масс и радиусов

У белых карликов, являющихся компонентами визуальных и спектрально-двойных, их массы находятся стандартными методами, общими для всех таких двойных (см. любой учебник астрофизики). Массы, найденные таким образом, называются *динамическими*. Обычный метод нахождения масс и радиусов белых карликов, не обязательно компонентов двойных, — так называемый *спектроскопический* — состоит в следующем. Строится сетка моделей атмосфер (в зависимости от обстоятельств как правило либо чисто водородных, либо чисто гелиевых) с различными более или менее близкими к ожидаемым T_{eff} и $\lg g$. По этим моделям рассчитываются результирующие спектры выходящего излучения. Сравнением их со спектрами исследуемых звезд (в частности, сравниваются профили бальмеровских линий для DA спектров и профили линий нейтрального гелия для DB) добиваются наилучшего согласия. Тем самым находятся T_{eff} и $\lg g$. В благоприятных случаях для DA звезд ошибки определения T_{eff} составляют всего $\sim 1.5\%$, а $\lg g$ — примерно 0.042 dex. По определению T_{eff} , светимость звезды, в частности и белого карлика, равна $L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4$. Зная параллакс (а для близких белых карликов он надежно известен), по наблюдаемой болометрической звездной величине находим светимость, а тем самым и радиус, поскольку T_{eff} уже известно. После этого масса определяется (в дополнение к динамически найденной) по полученному значению $\lg g$, поскольку $g = GM/R^2$.

Вариант описанного только что метода, называемый *фотометрическим*, применяется тогда, когда известен не спектр белого карлика, а лишь его блеск в полосах той или иной фотометрической системы. Для звезд из обзора SDSS (Sloan Digital Sky Survey), который охватывает все северное небо и часть южного, это пятиполосная фотометрическая система *ugriz*, в обзоре 2MASS (2-Micron All Sky Survey) — это полосы J (1.25 мк), H (1.65 мк) и K₂ (2.17 мк). (Именно по этим обзорам выявлено $\sim 30\,000$ белых карликов — число, указывавшееся выше). Полученные из расчетов моделей атмосфер спектры „сворачивают” с кривыми фильтров всех фотометрических полос, для которых имеются измерения блеска, и за счет подбора T_{eff} и $\lg g$ добиваются наилучшего согласия с наблюдениями. Далее все так же, как в спектроскопическом методе.

Для ряда белых карликов, входящих в двойные системы, удается измерить эйнштейновское гравитационное красное смещение спектральных линий $\Delta\lambda_{\mathfrak{D}}$:

$$\frac{\Delta\lambda_{\mathfrak{D}}}{\lambda} = \frac{GM}{R c^2}.$$

Наблюдаемое гравитационное красное смещение принято выражать как эквивалентное доплеровское смещение $\Delta\lambda_{\Theta}/\lambda = v_{\Theta}/c$, так что

$$v_{\Theta} = \frac{GM}{R c} = 0.6365 \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}} \text{ км/с.}$$

Если масса и радиус уже определены описанными выше методами, то это дает возможность независимо еще раз получить либо массу, взяв уже полученный радиус, либо наоборот — по найденному радиусу заново получить массу. Если, однако, белый карлик входит в состав широкой пары, принадлежность к которой устанавливается совпадением собственных движений белого карлика и расположенной неподалеку нормальной звезды (и по величине, и по направлению), то гравитационное красное смещение находится как разность лучевых скоростей компонент такой широкой пары. Динамически определенных масс для широких пар, разумеется, нет. Заметим между прочим, что в англоязычной литературе вместо термина „широкая пара“ говорят о common proper motion pair.

Добавить про ELM WD

2. ТЕОРИЯ ЧАНДРАСЕКАРА

2.1. Исходные предположения

В основе классической теории механического равновесия белых карликов, развитой Чандрасекаром, лежит несколько простых, легко обосновываемых предположений. Они сводятся к следующему.

Во-первых, принимается, что электронный газ в недрах белых карликов полностью вырожден, так что формально его температуру можно считать равной нулю. Далее, этот газ считается идеальным, так что кулоновские поправки к уравнению состояния не учитываются. Наконец, предполагается, что толщина поверхностных слоев, где вырождения нет, пренебрежимо мала, так что электронный газ считается вырожденным вплоть до самой поверхности.

Во-вторых, принимается, что давление электронной компоненты полностью ионизованного газа P_e сильно превосходит давление его ионной составляющей P_i , и ее вклад в давление не учитывается, то есть формально полагают $P_i = 0$.

Наконец, в-третьих, считается, что белый карлик химически однороден.

Разумеется, ни одно из этих предположений не является строгим. Детальное обсуждение их точности и границ применимости будет дано позже. Пока же ограничимся краткими предварительными замечаниями.

Как уже не раз говорилось, типичный белый карлик имеет массу $\sim 1M_\odot$ и радиус $\sim 0.01R_\odot$, так что средняя плотность его вещества $\bar{\rho} \sim 10^6$ г/см³. Большинство белых карликов состоит из смеси углерода ¹²C и кислорода ¹⁶O, хотя есть небольшое количество и таких, недра которых состоят из смеси кислорода ¹⁶O и неона ²⁰Ne (см. с. 400). Существуют и чисто гелиевые белые карлики малых масс. Во всех случаях из-за высоких плотностей атомы в недрах белых карликов полностью ионизованы давлением. Поэтому концентрация свободных электронов в них в несколько раз превышает концентрацию ионов (скажем, в белом карлике, состоящем из равных долей C и O, — в семь раз). Уже только поэтому, даже если бы не было вырождения, электронное давление в несколько раз превышало бы давление, создаваемое ионами. Главное, однако, не в этом. В сильно вырожденном газе кинетические энергии электронов значительно превосходят тепловые энергии ионов, оставляющие $(3/2)kT$, или ~ 1 кэВ при $T \sim 10^7$ К. Так, при плотности порядка $2 \cdot 10^6$ г/см³ средняя энергия поступательного движения электрона составляет 133 кэВ. Учитывая, что в CO-белом карлике число электронов в 7 раз больше числа ионов, заключаем, что при $T \sim 10^7$ К ионы дают в $\sim 10^3$ раз меньший вклад в давление, чем электроны, так что действительно с высокой точностью можно считать, что давление создается только электронами.

Следует подчеркнуть, что в теории Чандрасекара расчет механического

равновесия белого карлика полностью отделен от расчета его тепловой структуры и ее эволюции.

Часто встречается утверждение, что чандрасекаровский белый карлик — это конечный продукт эволюции звезд с начальными массами $\lesssim(10 \div 11)M_{\odot}$. В этом утверждении одно слово лишнее — *чандрасекаровский*. Реальные белые карлики медленно остывают и на некотором этапе их недра сначала становятся жидкими, а затем затвердевают. И хотя такие объекты также считаются белыми карликами, но они уже отнюдь не являются чандрасекаровскими!

2.2. Полностью вырожденный газ

Обозначим через $n(p) dp$ число электронов с импульсами из интервала $(p, p + dp)$. Объем шарового слоя $(p, p + dp)$ в пространстве импульсов есть, очевидно, $4\pi p^2 dp$, число квантовых ячеек объема h^3 в этом слое — $4\pi p^2 dp/h^3$. В каждой ячейке может находиться не более 2 электронов. При $T = 0$ электроны занимают все нижние квантовые состояния. В этом случае говорят, что электронный газ *полностью вырожден*. Мы имеем, очевидно,

$$n(p) = \begin{cases} \frac{2}{h^3} 4\pi p^2, & p \leq p_F, \\ 0, & p > p_F, \end{cases} \quad (2.1)$$

где предельный импульс p_F — так называемый импульс Ферми — определяется электронной концентрацией N_e :

$$N_e = \int_0^{p_F} n(p) dp = \frac{8\pi}{3} \frac{p_F^3}{h^3}. \quad (2.2)$$

Обозначим, далее,

$$x = \frac{p_F}{m_e c} \quad (2.3)$$

и введем средний электронный молекулярный вес μ_e , то есть число атомных единиц массы m_u , приходящихся на один свободный электрон:

$$\rho = \mu_e m_u N_e. \quad (2.4)$$

Пользуясь (2.2) и (2.3), можем представить (2.4) в виде

$$\rho = \mu_e \rho_1 x^3, \quad (2.5)$$

где обозначено

$$\rho_1 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 m_u = 9.7393 \cdot 10^5 \approx 10^6 \text{ г/см}^3 \quad (2.6)$$

и μ_e — электронный молекулярный вес (см. с. 142)

$$\mu_e = \frac{2}{1 + X}. \quad (2.7)$$

Здесь X — весовая доля водорода в веществе.

Характерная плотность ρ_1 и безразмерный параметр x играют в теории полностью вырожденного газа важную роль. Отметим, что

$$\rho_1 = \frac{8\pi}{3} \frac{m_u}{\lambda_C^3}, \quad (2.8)$$

где $\lambda_C = h/(m_e c)$ — комптоновская длина волны электрона.

Уравнение состояния полностью вырожденного газа — это зависимость давления от плотности (температура в нем не фигурирует, так как она формально считается равной нулю). Чтобы его найти, будем исходить из стандартной формулы для давления в идеальном газе. Применительно к рассматриваемому случаю она записывается так:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{p_F} n(p) p v(p) dp. \quad (2.9)$$

Поскольку

$$p = \frac{m_e v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}, \quad (2.10)$$

то

$$v(p) = \frac{p}{m_e \sqrt{1 + (p/m_e c)^2}}, \quad (2.11)$$

и (2.9) принимает вид

$$P = \frac{8\pi}{3} \frac{1}{m_e h^3} \int_0^{p_F} \frac{p^4 dp}{\sqrt{1 + (p/m_e c)^2}}. \quad (2.12)$$

Положив $y = p/(m_e c)$, можем переписать (2.12) в виде

$$P = P_1 F(x), \quad (2.13)$$

где

$$F(x) = \int_0^x \frac{y^4 dy}{\sqrt{1 + y^2}} \quad (2.14)$$

и

$$P_1 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 m_e c^2 = 4.8019 \cdot 10^{23} \frac{\text{дин}}{\text{см}^2}. \quad (2.15)$$

Формулы (2.5) и (2.13) – (2.14) и задают (в параметрической форме) искомое уравнение состояния, то есть зависимость $P = P(\rho)$. Входящие в них величины ρ_1 и P_1 даются формулами (2.6) и (2.15).

Заметим, что

$$P_1 = \frac{8\pi}{3} \frac{m_e c^2}{\lambda_c^3}. \quad (2.16)$$

Далее, сопоставление (2.6) и (2.15) дает

$$P_1 = \frac{m_e c^2}{m_u} \rho_1. \quad (2.17)$$

Безразмерный параметр x — это граничный импульс Ферми, выраженный в долях $m_e c$. Его часто называют параметром релятивизации. При $x \ll 1$ электронный газ нерелятивистский, при $x \sim 1$ — умеренно релятивистский, наконец, при $x \gg 1$ — ультрарелятивистский. Функция $F(x)$, задаваемая интегралом (2.14), выражается через элементарные функции. Как это ни странно, само это выражение нам в дальнейшем *не понадобится*. При исследовании функции $F(x)$ гораздо проще исходить из ее представления в виде интеграла, чем из довольно громоздкого явного выражения. Тем не менее, отдавая дань традиции обязательно приводить это выражение, дадим его и мы:

$$F(x) = \frac{x}{8} (2x^2 - 3) \sqrt{1 + x^2} + \frac{3}{8} \ln \left(x + \sqrt{1 + x^2} \right). \quad (2.18)$$

В разд. 4 Гл. IV мы уже кратко обсуждали предельные формы зависимости $P = P(\rho)$, соответствующие случаям нерелятивистского ($x \ll 1$, или $\rho \ll \mu_e 10^6$ г/см³) и ультрарелятивистского ($x \gg 1$, или $\rho \gg \mu_e 10^6$ г/см³) электронного газа. Получим теперь эти результаты из общего уравнения состояния полностью вырожденного газа, справедливого при любых x .

При $x \ll 1$ (низкие плотности) у всех электронов импульсы $p \ll m_e c$. Это нерелятивистский (**НР**) полностью вырожденный электронный газ. Разлагая $(1 + y^2)^{-1/2}$ в подынтегральном выражении в (2.14) в ряд и почленно интегрируя, немедленно находим

$$F(x) = \frac{x^5}{5} - \frac{x^7}{2 \cdot 7} + \dots, \quad x \ll 1. \quad (2.19)$$

Удерживая здесь только первый член разложения, подставляя это и x из (2.5) в (2.13), получаем

$$\text{НР : } P = K_1 \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{5/3}, \quad (2.20)$$

где

$$K_1 = \frac{P_1}{5\rho_1^{5/3}} = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e m_u^{5/3}} = 1.004 \cdot 10^{13} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} (\text{г} \cdot \text{см}^{-3})^{-5/3}. \quad (2.21)$$

С точностью до множителя порядка единицы (именно, 1.914, см. формулу (III.4.10), с. 144) этот предельный случай уравнения состояния полностью вырожденного электронного газа уже был найден нами ранее, причем можно сказать „из ничего“ — из простейшего анализа размерностей. Теперь мы получили и точное значение коэффициента пропорциональности в соотношении $P \propto \rho^{5/3}$.

Задание. Получите разложение (2.19) из явного выражения $F(x)$ в форме (2.18). Наберитесь терпения — из-за взаимного сокращения нескольких членов низших порядков потребуются длинные выкладки.

В противоположном предельном случае $x \gg 1$ у большинства электронов импульсы $p \gg m_e c$, то есть они релятивистские. В этом случае говорят, что электронный газ ультрарелятивистский (**УР**). (Что означает здесь приставка *ультра*, непонятно — ведь скорости большинства электронов вовсе не $\gg c$ — это невозможно — а всего лишь очень близки к c). Главный вклад в интеграл в (2.15) при $x \gg 1$ дает область вблизи верхнего предела интегрирования. Мы имеем

$$\frac{y^4}{\sqrt{1+y^2}} = \frac{y^3}{\sqrt{1+y^{-2}}} = y^3 - \frac{y}{2} + \dots,$$

и поэтому

$$F(x) = \frac{x^4}{4} - \frac{x^2}{4} + \dots, \quad x \gg 1. \quad (2.22)$$

Поступая как и в случае **НР**-газа, то есть удерживая в (2.22) только главный член разложения и подставляя это и x из (2.5) в (2.13), получаем

$$\text{УР:} \quad P = K_2 \left(\frac{\rho}{\mu_e}\right)^{4/3}. \quad (2.23)$$

Здесь

$$K_2 = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} \frac{c h}{m_u^{4/3}} = 1.243 \cdot 10^{15} \approx 10^{15} \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2} (\text{г} \cdot \text{см}^{-3})^{-4/3}. \quad (2.24)$$

Зависимость $P \propto \rho^{4/3}$ для ультрарелятивистского электронного газа также была найдена нами ранее, в разд. 4 Гл. IV, из анализа размерностей фигурирующих в этом случае характерных величин. Коэффициент пропорциональности был получен при этом с точностью до множителя C_2 , близкого к единице, именно $C_2 = 0.773$ (см. формулу (III.4.17), с. 146).

Мелкое замечание. Области применимости нерелятивистского и ультрарелятивистского уравнений состояния традиционно указывают как $x \ll 1$ и $x \gg 1$. Что реально означают эти $\ll 1$ и $\gg 1$? В нерелятивистском случае уже при $x = 1/2$, как следует из (2.19), учет второго члена разложения дает поправку всего $\sim 10\%$. Плотность же при $x = 1/2$ равна $1/8$ граничного значения $\mu_e \rho_1 = \mu_e 10^6$ г/см³. Далее, из (2.22) можно заключить, что в ультрарелятивистском случае при $x = 2$ главный член разложения обеспечивает точность $\sim 25\%$. Плотность при этом составляет $8 \mu_e 10^6$ г/см³. Эти числа дают представление о реальной области применимости и точности предельных уравнений состояния (2.20) и (2.21).

Получим также выражение для средней кинетической энергии \bar{E}_e электронов в полностью вырожденном газе. Мы имеем, очевидно,

$$\bar{E}_e = \frac{\int_0^{p_F} \varepsilon(p) n(p) dp}{\int_0^{p_F} n(p) dp}, \quad (2.25)$$

где $\varepsilon(p)$ — кинетическая энергия электрона с импульсом p :

$$\varepsilon(p) = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + (p/(m_e c))^2} - 1 \right) \quad (2.26)$$

и $n(p)$ дается (2.1). Перейдя в (2.25) к интегрированию по безразмерным импульсам $y = p/(m_e c)$, получим

$$\bar{E}_e = m_e c^2 \left[\frac{3}{x^3} \int_0^x \sqrt{1 + y^2} y^2 dy - 1 \right], \quad (2.27)$$

где, как и ранее, x — безразмерный граничный импульс Ферми: $x = p_F/(m_e c)$.

Из (2.27) находим, что в нерелятивистском случае (при $\rho \ll \mu_e 10^6$ г/см³)

$$\bar{E}_e = m_e c^2 \left(\frac{3}{10} x^2 + \dots \right), \quad x \ll 1, \quad (2.28)$$

тогда как в ультрарелятивистском пределе (при $\rho \gg \mu_e 10^6$ г/см³)

$$\bar{E}_e = m_e c^2 \left(\frac{3}{4} x - 1 + \frac{3}{4} \frac{1}{x} + \dots \right), \quad x \gg 1. \quad (2.29)$$

Вычисление интеграла в (2.27) дает следующее явное выражение для \bar{E}_e , справедливое при произвольном x :

$$\bar{E}_e = m_e c^2 \left(\frac{3}{8x^3} \left(x(1 + 2x^2) \sqrt{1 + x^2} - \ln(x + \sqrt{1 + x^2}) \right) - 1 \right). \quad (2.30)$$

При $\mu_e = 2$ и $x = 1$, то есть при $\rho = 2 \cdot 10^6$ г/см³, согласно (2.30) имеем $\bar{E}_e = 0.260 m_e c^2$, или 133 кэв — число, уже приводившееся на с. 418 без каких-либо пояснений.

В заключение получим выражение для показателя адиабаты γ полностью вырожденного идеального электронного газа. Мы имеем по определению

$$\gamma = \frac{d \ln P}{d \ln \rho} = \frac{\rho}{P} \left(\frac{dP}{dx} \Big/ \frac{d\rho}{dx} \right). \quad (2.31)$$

Введя сюда выражения для ρ из (2.5) – (2.6) и для P из (2.13) – (2.15), получим

$$\gamma = \frac{x^3}{F(x)} \frac{x^4}{\sqrt{1+x^2}} \frac{1}{3x^2}. \quad (2.32)$$

Здесь первый сомножитель в правой части порожден множителем ρ/P в (2.31), второй — это dP/dx , а третий — $(d\rho/dx)^{-1}$. Пользуясь разложениями $F(x)$ при $x \ll 1$ и при $x \gg 1$, даваемыми соответственно (2.19) и (2.22), находим отсюда

$$\gamma = \frac{5}{3} \left(1 - \frac{x^2}{7} + \dots \right), \quad x \ll 1, \quad (2.33)$$

и

$$\gamma = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{1}{2x^2} + \dots \right), \quad x \gg 1. \quad (2.34)$$

Тот факт, что в ультрарелятивистском пределе показатель адиабаты вырожденного электронного газа приближается к $4/3$, имеет важные последствия, по сути дела определяя значение верхнего предела масс белых карликов. Подробнее см. п. 4.1.

2.3. Гравитационный потенциал белых карликов

равновесия

Расчет механического равновесия полностью вырожденной самогравитирующей конфигурации сводится к совместному решению уравнения гидростатического

$$\nabla P = -\rho \nabla \varphi,$$

где φ — гравитационный потенциал, и уравнения Пуассона

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho$$

в комбинации с баротропным уравнением состояния $P = P(\rho)$. Это позволяет найти давление, плотность и гравитационный потенциал.

Баротропность уравнения состояния следует из предположения о том, что имеется полное вырождение, то есть формально $T = 0$. Явный вид зависимости $P = P(\rho)$ определяется тем, какие факторы учитываются. В классической теории белых карликов Чандрасекара в качестве $P = P(\rho)$ берется уравнение состояния идеального полностью вырожденного электронного газа. О том, какова для вещества белых карликов реальная физическая точность этого уравнения состояния, речь пойдет позже. Коротко говоря, в большинстве случаев это вполне удовлетворительное приближение (погрешность $\lesssim 10\%$).

Наша тактика будет следующей. В качестве первого шага из уравнения гидростатики в комбинации с уравнением состояния в параметрической форме (см. п. 2.2)

$$P = P_1 F(x), \quad \rho = \mu_e \rho_1 x^3$$

мы найдем φ в функции параметра релятивизации x . Тем самым фактически будет получена связь между потенциалом и плотностью. На втором шаге из уравнения Пуассона получим зависимость параметра x от расстояния от центра звезды r , что и даст полное решение задачи.

Для сферически-симметричного случая уравнение гидростатического равновесия принимает вид

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{d\varphi}{dr}, \quad (2.35)$$

так что для нахождения потенциала достаточно иметь *производную* от давления. Поэтому нам фактически понадобится не сама функция $F(x)$, а имеющая гораздо более простое явное выражение ее производная. Мы имеем (см. п. 2.2)

$$P = P_1 F(x) = P_1 \int_0^x \frac{y^4 dy}{\sqrt{1+y^2}},$$

так что

$$\frac{dP}{dr} = P_1 \frac{x^4}{\sqrt{1+x^2}} \frac{dx}{dr}.$$

Вводя это и выражение для плотности $\rho = \mu_e \rho_1 x^3$ в уравнение гидростатики, получаем после сокращений

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{P_1}{\mu_e \rho_1} \frac{x}{\sqrt{1+x^2}},$$

откуда

$$\varphi = -\frac{P_1}{\mu_e \rho_1} \sqrt{1+x^2} + C.$$

Постоянную интегрирования C находим из условия на поверхности звезды, где, с одной стороны, $\varphi = -GM/R$, а с другой $\rho = 0$, так что $x = 0$. Учитывая

также, что, как было установлено в п. 2.2,

$$\frac{P_1}{\rho_1} = \frac{m_e c^2}{m_u},$$

получаем окончательно

$$\mu_e m_u \varphi + m_e c^2 \left(\sqrt{1+x^2} - 1 \right) = - \mu_e m_u \frac{GM}{R}. \quad (2.36)$$

Далее, обозначим через Φ абсолютную величину потенциала, отсчитываемого от поверхности. Мы имеем, очевидно,

$$\Phi = -\varphi - \frac{GM}{R}. \quad (2.37)$$

Поэтому соотношение (2.36) можно переписать в виде

$$\mu_e m_u \Phi = m_e c^2 \left(\sqrt{1+x^2} - 1 \right). \quad (2.38)$$

Первый шаг тем самым завершен — гравитационный потенциал найден в функции параметра x . Прежде чем переходить ко второму шагу, обсудим полученный результат — он того заслуживает.

2.4. Обсуждение

1) Термодинамическое рассмотрение.
Обозначим через H энталпию газа (в расчете на 1 г): $H = U + PV$, где U — внутренняя

энергия, V — удельный объем: $V = 1/\rho$. Привлекая основное термодинамическое соотношение $T dS = dU + P dV$, находим, что при постоянной энтропии $dH|_S = V dP$, или

$$dH = \frac{dP}{\rho}, \quad S = \text{const.}$$

С учетом этого для любой изэнтропичной звезды уравнение гидростатического равновесия (2.35) можно переписать в виде:

$$\frac{d(H + \varphi)}{dr} = 0.$$

Так как на поверхности звезды $\varphi = -GM/R$, $P = 0$, $\rho = 0$ и $H = 0$, то отсюда

$$H + \varphi = -\frac{GM}{R}. \quad (2.39)$$

Очевидно, что формула (2.36) — это частный случай (2.39) для холодного ($T = 0$) белого карлика. Сопоставление (2.36) и (2.39) показывает, что для полностью вырожденного электронного газа

$$\mu_e m_u H = m_e c^2 \left(\sqrt{1+x^2} - 1 \right).$$

Величина, стоящая справа, есть кинетическая энергия ε_F электрона с импульсом, равным граничному импульсу Ферми p_F (напомним, что $x \equiv p_F/m_e c$):

$$\varepsilon_F = m_e c^2 \left(\sqrt{1+x^2} - 1 \right),$$

тогда как $\mu_e m_u H$ есть, очевидно, энталпия в расчете на свободный электрон. Итак, мы пришли к следующему красивому результату: для идеального газа с $T = 0$ (полное вырождение электронного газа; вклада во внутреннюю энергию и давление от атомных ядер нет; вклад в массу — только от ядер) энталпия равна

$$H = \frac{\varepsilon_F}{\mu_e m_u}.$$

Если полученное для H выражение ввести в определение энталпии $H = U + PV$ и воспользоваться тем, что согласно уравнению состояния

$$PV \equiv \frac{P}{\rho} = \frac{P_1}{\mu_e \rho_1} \frac{F(x)}{x^3} = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \frac{F(x)}{x^3},$$

то для внутренней энергии полностью вырожденного электронного газа мы получим

$$U = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \left(\sqrt{1+x^2} - 1 - \frac{F(x)}{x^3} \right).$$

Среди читателей наверняка найдутся такие, которым вывод выражений для H и U с привлечением уравнения гидростатического равновесия покажется слишком экзотическим. Им можно рекомендовать стандартный путь — вычисление внутренней энергии по очевидной формуле

$$U \rho = \int_0^{p_F} n(p) \varepsilon(p) dp,$$

где p_F — граничный импульс Ферми, $\varepsilon(p)$ — энергия электрона с импульсом p за вычетом энергии покоя:

$$\varepsilon(p) = m_e c^2 \left(\sqrt{1+(p/m_e c)^2} - 1 \right),$$

наконец, $n(p)$ — функция распределения электронов по импульсам (2.1). Результат, разумеется, получается тот же, но требуются вычисления (проделайте их!).

2) Внутренняя энергия. Для любой изэнтропической звезды, в том числе и для холодного белого карлика, ее внутренняя энергия E_U весьма просто выражается через гравитационную энергию связи E_G , именно

$$E_U = -\frac{5}{3} E_G - \frac{GM^2}{R}. \quad (2.40)$$

Этот красивый результат легко получить из найденного только что условия равновесия в форме $\varphi + H = -GM/R$. Так как $H = U + P/\rho$, то

$$\varphi + U + \frac{P}{\rho} = -\frac{GM}{R}.$$

Умножая на ρ и интегрируя по всему объему звезды, находим

$$\int_V \rho \varphi dV + \int_V U \rho dV + \int_V P dV = -\frac{GM^2}{R}.$$

Первый интеграл есть, очевидно, $2E_G$ (см. п. 2.1 Гл. II), второй — это внутренняя энергия конфигурации E_U , наконец, третий согласно теореме вириала равен $-E_G/3$ (см. п. 2.2 Гл. II). Отсюда и следует искомое выражение для E_U .

Полная энергия $E = E_U + E_G$ изэнтропичной звезды согласно (2.40) оказывается равной

$$E = -\frac{2}{3} E_G - \frac{GM^2}{R}. \quad (2.41)$$

3) Замечание о политропах. Пусть уравнение состояния вещества имеет вид $P = K\rho^{1+1/n}$. Звезда из такого вещества есть, очевидно, политропа индекса n . Из закона сохранения энергии $dQ = dU + Pd(1/\rho)$ при адиабатическом изменении состояния ($S = \text{const}$) имеем $dU = -Pd(1/\rho)$, так что $dU = (P/\rho^2) d\rho$, или $dU = K\rho^{(1/n)-1} d\rho$, откуда $U = nP/\rho$. Поэтому внутренняя энергия звезды из такого вещества равна

$$E_U = n \int_V P dV = -\frac{n}{3} E_G.$$

Второе равенство написано здесь по теореме вириала. Комбинируя последнее выражение с формулой (2.40), получаем хорошо известный из теории политроп результа (см. п. 2.1 Гл. IV)

$$E_G = -\frac{3}{5-n} \frac{GM^2}{R},$$

а (2.41) дает

$$E = -\frac{3-n}{5-n} \frac{GM^2}{R}.$$

Обращаем внимание на то, что в п. IV.2.1 при выводе приведенной только что формулы для E_G предположения о постоянстве энтропии вдоль радиуса не делалось. Она справедлива для любой, не обязательно изэнтропичной политропы. Последнее же выражение для E верно лишь при $S = \text{const}$.

4) Релятивистские эффекты. Звезда создает гравитационную потенциальную яму. Чтобы можно было пользоваться ньютоновской теорией, глубина этой ямы не должна быть слишком большой. Если φ_c — потенциал на дне ямы, то есть в центре звезды, то должно быть

$$|\varphi_c| \ll c^2.$$

Возникает вопрос: не вытекает ли из этого требования, что релятивистские эффекты несущественны также и в уравнении состояния, то есть $x_c \ll 1$, или $\rho_c \ll 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$? Ответ, как мы сейчас убедимся, отрицателен: имеются такие $x_c \gg 1$, при которых все еще $|\varphi_c| \ll c^2$. Иначе говоря, возможно существование белых карликов, сильно релятивистских по уравнению состояния, но классических по полю тяготения.

Действительно, положим

$$\varphi_c = -(\phi_c + 1) \frac{GM}{R},$$

так что $(\phi_c + 1)$ — это потенциал в центре конфигурации в единицах потенциала на поверхности. Для политроп с $n = 3/2$ и $n = 3$ имеем $\phi_c = 1.35$ и 3.42 , соответственно (см. Табл. IV.2.2, с. 189). Значения ϕ_c для чандрасекаровских белых карликов заключены между этими пределами, монотонно возрастая с массой. Применяя (2.36) к центру конфигурации, для которой $\rho_c \gg 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$, так что $x_c \gg 1$, находим

$$\phi_c \frac{GM}{R} = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} x_c.$$

Неравенство $|\varphi_c| \ll c^2$ принимает поэтому вид

$$x_c \ll \frac{\phi_c}{\phi_c + 1} \frac{\mu_e m_u}{m_e}.$$

Но $\phi_c/(\phi_c + 1) \approx 3/4$ при $x_c \gg 1$ (впрочем, нам вполне достаточно было бы и более грубой оценки $\phi_c/(\phi_c + 1) \sim 1$). Поэтому при

$$x_c \ll \mu_e \cdot 1.4 \cdot 10^3,$$

чему при $\mu_e = 2$ соответствует $\rho_c \ll 4 \cdot 10^{16} \text{ г/см}^3$, имеем $|\varphi_c| \ll c^2$, и поправки на ОТО должны быть малы. Итак, мы убедились, что существует очень широкий диапазон плотностей, при которых в уравнении состояния релятивистские эффекты существенны, поле же тяготения близко к ньютонову.

Фактически для белых карликов поправки на ОТО заведомо не могут быть большими. Однако при использовании того уравнения состояния, которое применялось выше, уже малые поправки на ОТО делают невозможным существование гидростатически равновесных белых карликов с $\rho_c \gtrsim 10^9 \text{ г/см}^3$. На самом

деле неустойчивость должна возникать даже при несколько меньших плотностях. Причина этого в том, что при $\rho_c \gtrsim 10^8$ становятся существенными процессы обратного β -распада (нейтронизация ядер). Это ведет к резкому замедлению роста давления с плотностью, что и порождает неустойчивость.

Итак, со стороны высоких плотностей теория Чандрасекара ограничивается совместным действием двух причин — эффектов ОТО и (в большей мере) неприменимостью используемого в ней уравнения состояния.

2.5. Уравнение Чандрасекара

Обратимся теперь ко второму шагу в рассмотрении гидростатики белых карликов — получению физических переменных P , ρ и φ в функции расстояния от центра r . Сделать это в явном виде, выразив эти величины через элементарные функции или хотя бы в виде интегралов, не удается. Нахождение зависимости от r включает в себя решение задачи Коши для некоторого нелинейного дифференциального уравнения второго порядка. Впрочем, каких-либо трудностей при численном решении здесь не возникает. Излагаемая далее теория строится „по образу и подобию“ теории политроп. Настоятельно рекомендуем читателю шаг за шагом сопоставлять чандрасекаровскую теорию белых карликов с эмденовской теорией политроп (см. разд. IV.1 и IV.2).

Оставим пока физику в стороне и будем действовать формально. Применив к (2.36) оператор Лапласа и пользуясь уравнением Пуассона $\Delta\varphi = 4\pi G\rho$, получаем, учитывая, что у нас $\rho = \mu_e \rho_1 x^3$,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\sqrt{1+x^2}}{dr} \right) = -\mu_e^2 \frac{m_u}{m_e c^2} 4\pi G \rho_1 x^3. \quad (2.42)$$

Теперь естественно сделать три вещи:

- 1) Ввести в качестве искомой функции

$$z = \sqrt{1+x^2}; \quad (2.43)$$

- 2) Произвести масштабирование решения, добившись того, чтобы оно не выходило из промежутка $[0, 1]$. Для этого следует положить

$$z = z_c \psi, \quad (2.44)$$

где z_c — значение z в центре конфигурации (при $r = 0$);

- 3) Перейти от r к безразмерному расстоянию ζ :

$$r = r_1 \zeta, \quad (2.45)$$

выбрав линейный масштаб r_1 так, чтобы все размерные множители в уравнении сократились и вид его стал настолько простым, насколько это только возможно.

Осуществляя эту программу, найдем, что r_1 следует взять равным

$$r_1 = \frac{1}{z_c} \left(\frac{m_e c^2}{\mu_e^2 m_u 4\pi G \rho_1} \right)^{1/2} = \frac{1}{z_c} \frac{1}{\mu_e} 7.7691 \cdot 10^8 \text{ см.} \quad (2.46)$$

Тогда уравнение для ψ примет вид

$$\frac{1}{\zeta^2} \frac{d}{d\zeta} \left(\zeta^2 \frac{d\psi}{d\zeta} \right) = - \left(\psi^2 - \frac{1}{z_c^2} \right)^{3/2}. \quad (2.47)$$

Оно должно решаться при следующих начальных условиях:

$$\psi(0) = 1, \quad \psi'(0) = 0. \quad (2.48)$$

Первое из них есть следствие определения ψ , второе в силу (2.36) выражает равенство нулю силы тяжести в центре звезды.

Уравнение (2.47) — основное уравнение теории Чандрасекара в ее наиболее полной форме (1935 г.). Следует подчеркнуть, что это уравнение содержит параметр z_c . Поэтому его решения образуют однопараметрическое семейство.

Когда задача Коши (2.47) — (2.48) решена, тем самым фактически найдена зависимость параметра релятивизации x (а вместе с тем — давления и плотности) от расстояния от центра r . Действительно, согласно определению безразмерных чандрасекаровских переменных ζ, ψ мы имеем

$$\sqrt{1 + x^2} = z_c \psi(\zeta), \quad (2.49)$$

так что

$$x = \sqrt{z_c^2 \psi^2(\zeta) - 1}. \quad (2.50)$$

Здесь $\zeta = r/r_1$. Что же касается потенциала Φ , то он, согласно (2.38) и (2.49), связан с ψ совсем просто:

$$\mu_e m_u \Phi(\zeta) = m_e c^2 \left(z_c \psi(\zeta) - 1 \right). \quad (2.51)$$

Выражения важнейших глобальных параметров белых карликов — радиуса, массы и т. п. — через решения уравнения (2.47) подробно обсуждаются в следующем разделе.

2.6. Белые карлики малых масс

малых масс, у которых даже центральная плотность $\rho_c \ll 2 \cdot 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$, так что электронный газ в них хоть и вырожденный, но нерелятивистский. Такие белые карлики, как мы уже знаем, представляют собой политропы индекса $n = 3/2$ (см. с. 158). Второй предельный случай — это белый карлик с массой, равной M_\odot . Он является политропой $n = 3$ (см. с. 159). Как это ни странно, первый результат получить из уравнения (2.47) не так просто, как второй. Обратимся сейчас к этому первому случаю, отложив рассмотрение второго до п. 3.7.

Можно показать, что при $x_c \ll 1$ решение уравнения Чандрасекара, удовлетворяющее начальным условиям (2.48), с точностью до членов порядка x_c^2 имеет вид

$$\psi(\zeta) = 1 - \frac{x_c^2}{2} \left(1 - \theta(\sqrt{2x_c} \zeta) \right) + O(x_c^4), \quad (2.52)$$

где θ — функция Эмдена индекса $n = 3/2$. Получение этого результата не вполне тривиально, в частности, требуется использовать гомологичность решений уравнения Эмдена (см. Упр. 8° Гл. IV, с. 249). Однако проверка того, что (2.52) удовлетворяет уравнению (2.47) и начальным условиям (2.48), не составляет труда. Действительно, подставляя (2.52) в правую часть (2.47), получаем

$$\left(\psi^2 - \frac{1}{z_c^2} \right)^{3/2} = \left(1 - x_c^2 \left(1 - \theta(\sqrt{2x_c} \zeta) \right) - 1 + x_c^2 \right)^{3/2} = x_c^3 \theta^{3/2}(\sqrt{2x_c} \zeta). \quad (2.53)$$

Здесь мы воспользовались тем, что с точностью до членов порядка x_c^2 мы имеем $1/z_c^2 = 1 - x_c^2$. Далее, подставив (2.52) в левую часть (2.47) и введя вместо ζ новую переменную $\xi = \sqrt{2x_c} \zeta$, получим

$$x_c^3 \frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right), \quad (2.54)$$

что в комбинации с (2.53) приводит к уравнению Эмдена индекса $n = 3/2$ для $\theta(\xi)$. Нам осталось проверить, что решение (2.52) удовлетворяет начальным условиям (2.48). Полагая $\zeta = 0$ в (2.52), убеждаемся, что условие $\psi(0) = 1$ будет удовлетворено, если $\theta(0) = 1$. Аналогичным образом, проинтегрировав (2.52) и приравняв производную нулю, заключаем, что условие $\psi'(0) = 0$ влечет $\theta'(0) = 0$. Таким образом, мы пришли к заключению, что (2.52) есть решение (2.47) — (2.48), если $\theta(\xi)$ — это решение уравнения Эмдена

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) = -\theta^{3/2}(\xi), \quad (2.55)$$

удовлетворяющее начальным условиям $\theta(0) = 1$, $\theta'(0) = 0$, то есть если $\theta(\xi)$ — это функция Эмдена индекса $n = 3/2$.

Поскольку правая часть в уравнении (2.47) пропорциональна плотности, она обращается в 0 на границе звезды. Поэтому из (2.53) мы видим, что граница достигается при $\zeta = \zeta_1$ таком, что $\theta(\sqrt{2x_c} \zeta_1) = 0$, так что

$$\zeta_1 = \frac{\xi_1}{\sqrt{2x_c}} = 2.5836 x_c^{-1/2}. \quad (2.56)$$

Здесь $\xi_1 = 3.6538$ — корень функции Эмдена $\theta(\xi)$ индекса $3/2$ (см. Табл. IV.2.1, с. 184). Так как радиус модели равен $R = \zeta_1 r_1$, из последней формулы видим, что с уменьшением центральной плотности $\rho_c \propto x_c^3$ радиус звезды неограниченно возрастает. Однако на самом деле при низких плотностях электронный газ нельзя считать идеальным из-за кулоновского взаимодействия частиц, так что здесь модель Чандрасекара становится неприменима. Подробнее об этом см. в пп. 4.2 и 4.3.

3. ЧАНДРАСЕКАРОВСКИЕ МОДЕЛИ

В этом разделе мы приведем и обсудим выражения для ряда глобальных параметров чандрасекаровских белых карликов — радиуса, массы, степени концентрации вещества к центру, гравитационного потенциала и гравитационной энергии. Они будут найдены в функции параметра z_c . В эти выражения входят две зависящие от z_c числовые постоянные, ζ_1 и $\tilde{\mu}_1$ (см. Табл. X.3.1). Они получены численным решением уравнения Чандрасекара (2.47). Для $1/z_c \geq 0.01$ оно было выполнено еще самим Чандрасекаром в 1935 г. и воспроизведено в его „Введение в учение о строении звезд“ (см. Список Литературы, №3), для $1/z_c \leq 0.01$ численные результаты получил Рейц (A.Reiz, Ap. J., **109**, 303, 1949).

Большое — возможно, даже слишком большое — внимание будет уделено обсуждению предельных случаев чандрасекаровских моделей — с очень малыми и с очень большими (по масштабам белых карликов) плотностями. На самом деле такие модели далеки от того, что реально существует в природе, но их исследование полезно педагогически, позволяя разобраться в существе дела. Приводимые в этом разделе численные данные были получены по просьбе автора А.В. Дементьевым (СПбГУ).

Рекомендуем сопоставлять то, что говорится в этом разделе, с обсуждением тех же вопросов для политроп, дававшимся в п. 2.2 Гл. IV, с. 182.

3.1. Радиус и масса

Радиус. Радиус белого карлика равен, очевидно, $R = r_1 \zeta_1$, где ζ_1 определяется условием обращения в нуль правой части уравнения Чандрасекара:

$$\psi(\zeta_1) = \frac{1}{z_c}. \quad (3.1)$$

Эта правая часть уравнения (2.47) пропорциональна плотности. Поэтому последнее условие означает, что при $\zeta = \zeta_1$ плотность обращается в нуль, то есть мы достигли поверхности звезды.

Формула $R = \zeta_1 r_1$ при использовании численного значения r_1 из (2.46) дает

$$R = \frac{1}{\mu_e} \frac{\zeta_1}{z_c} 7.7691 \cdot 10^8 \text{ см} = \frac{1}{\mu_e} \frac{\zeta_1}{z_c} 1.1170 \cdot 10^{-2} R_\odot = \frac{1}{\mu_e} \frac{\zeta_1}{z_c} 1.2181 R_\oplus. \quad (3.2)$$

Здесь R_\oplus — радиус Земли ($R_\oplus = 6378.1 \text{ км} = 6.3781 \cdot 10^8 \text{ см}$). Значения ζ_1 в функции параметра z_c , то есть фактически в функции центральной плотности, приведены в Табл. X.3.1. Как уже говорилось, они получены путем численного решения уравнения Чандрасекара.

Белые карлики малых масс имеют низкие плотности, так что у них $x_c \ll 1$. Ранее мы установили (см. п. 2.6, с. 432, и, в частности, формулу (2.56), с. 433,

Таблица X.3.1:

Две важнейшие числовые константы, ζ_1 и $\tilde{\mu}_1$,
порождаемые уравнением Чандрасекара

z_c^{-2}	ζ_1	$\tilde{\mu}_1$
0.0000	6.8968	2.0182
0.0001	6.6733	2.0171
0.0005	6.4268	2.0129
0.001	6.2603	2.0078
0.005	5.6875	1.9713
0.01	5.3571	1.9321
0.02	4.9857	1.8652
0.05	4.4601	1.7097
0.1	4.0690	1.5186
0.14371	3.8804	1.3863
0.2	3.7271	1.2430
0.3	3.5803	1.0339
0.4	3.5245	0.8598
0.41752	3.5216	0.8318
0.5	3.5330	0.7071
0.6	3.6038	0.5680
0.8	4.0446	0.3091
$\rightarrow 1$	$2.5836 x_c^{-1/2}$	$0.9596 x_c^{3/2}$
1.0	∞	0.0000

Примечания. 1) В двух строках, напечатанных **жирным шрифтом**, приводятся данные, относящиеся к белым карликам с массами $1 M_\odot$ и $0.6 M_\odot$, соответственно.

2) В предпоследней строке таблицы $x_c = (z_c^2 - 1)^{1/2}$.

что в этом случае белый карлик по своему строению близок к политропе индекса $n = 3/2$ и ζ_1 имеет вид $\zeta_1 = \xi_1 / \sqrt{2x_c} = 3.6538 / \sqrt{2x_c}$. С учетом этого (3.2) при $\mu_e = 2$ дает

$$R/R_\odot = 1.443 \cdot 10^{-2} x_c^{-1/2} \quad \text{при } x_c \ll 1. \quad (3.3)$$

Отсюда следует, что радиус белого карлика стремится к бесконечности, когда его плотность стремится к нулю. Этот результат, конечно, отношения к дей-

ствительности не имеет, так как при низких плотностях уравнение состояния идеального полностью вырожденного электронного газа не работает (подробнее см. п. 4.3, с. 475). Впрочем, реальная область применимости приведенного выше выражения для ζ_1 гораздо шире, чем можно думать. Используя данные, приведенные в Табл. X.3.2, можно убедиться, что она неплохо работает уже при $x_c = 0.5$, обеспечивая точность $\sim 10\%$.

Как показывает детальный анализ численных данных высокой точности (8 значащих цифр), полученных для больших z_c^2 (вплоть до 10^{10}), в противоположном предельном случае $x_c \gg 1$ оказывается, что

$$\zeta_1 = 6.8968 - 23.57 x_c^{-1}, \quad x_c \rightarrow \infty. \quad (3.4)$$

С учетом этого (3.2) дает (при $\mu_e = 2$)

$$R/R_\odot = \frac{3.852 \cdot 10^{-2}}{x_c} \left(1 - \frac{3.417}{x_c}\right) + O(x_c^{-3}), \quad x_c \rightarrow \infty. \quad (3.5)$$

Численные данные о радиусах белых карликов разных масс, найденные по формуле (3.2), приводятся в Табл. X.3.2, с. 442. См. также Рис. X.3.1. Дополнительные сведения имеются впп. 3.5 (с. 445) и 3.8 (с. 459).

Масса. Масса белого карлика дается очевидной формулой

$$M = 4\pi \int_0^R \rho r'^2 dr' = 4\pi r_1^3 \int_0^{\zeta_1} \rho(\zeta') \zeta'^2 d\zeta'. \quad (3.6)$$

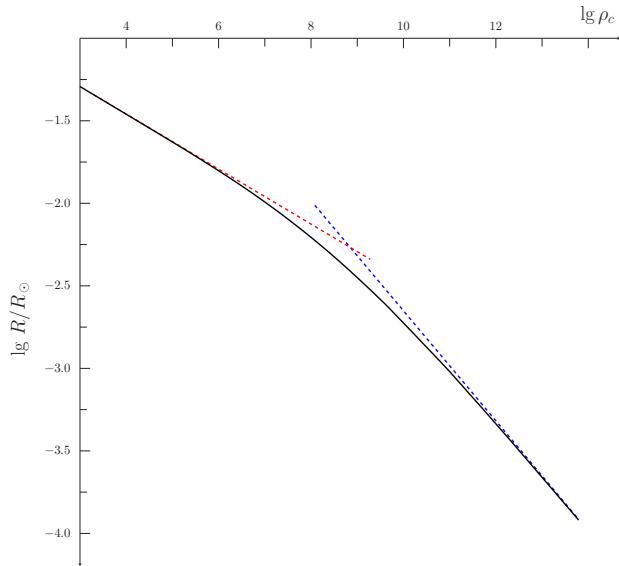
Поскольку уравнение Чандraseкара (2.47) есть записанное применительно к рассматриваемому случаю уравнение Пуассона, то его правая часть должна быть пропорциональна плотности. Поэтому можно написать $(\psi^2 - 1/z_c^2)^{3/2} = A\rho$. Коэффициент пропорциональности A легко находится, если это равенство применить к центру звезды ($\zeta = 0$), где по определению $\psi(0) = 1$ и $\rho = \rho_c$. В результате оказывается, что

$$\rho(\zeta) = \rho_c \frac{z_c^3}{(z_c^2 - 1)^{3/2}} \left(\psi^2(\zeta) - \frac{1}{z_c^2}\right)^{3/2}. \quad (3.7)$$

Далее, согласно (2.5) и (2.43) мы имеем $\rho_c = \mu_e \rho_1 x_c^3 = \mu_e \rho_1 (z_c^2 - 1)^{3/2}$, так что последнее выражение можно переписать так:

$$\rho(\zeta) = \mu_e \rho_1 z_c^3 \left(\psi^2(\zeta) - \frac{1}{z_c^2}\right)^{3/2}. \quad (3.8)$$

По известному $\psi(\zeta)$ эта формула, между прочим, позволяет находить распределение плотности вдоль радиуса. Сейчас нас, однако, интересует другое. Под-

**Рис. X.3.1:**

Зависимость радиуса (точнее, R/R_\odot) от ρ_c (в г/см³) для чандрасекаровских белых карликов с $\mu_e = 2$ (сплошная кривая). Штриховые прямые — асимптоты, описываемые формулами (3.3) и (3.5) (главный член).

ставим найденное $\rho(\zeta)$ под интеграл в (3.6) и учтем, что согласно (2.47)

$$\int_0^\zeta \left(\psi^2(\zeta') - \frac{1}{z_c^2} \right)^{3/2} \zeta'^2 d\zeta' = -\zeta^2 \psi'(\zeta). \quad (3.9)$$

Положив здесь $\zeta = \zeta_1$, из (3.6), (3.7) и (3.9) находим, что

$$M = \tilde{\mu}_1 \mu_e 4\pi \rho_1 r_1^3 z_c^3, \quad (3.10)$$

где обозначено

$$\tilde{\mu}_1 = -\zeta_1^2 \psi'(\zeta_1). \quad (3.11)$$

Значения $\tilde{\mu}_1$, найденные численным решением уравнения (2.47), приведены в Табл. X.3.1. Параметр $\tilde{\mu}_1$ снабжен тильдой, чтобы подчеркнуть его отличие от сходной величины μ_1 , используемой в теории полигроп; см. с. 185.

Наконец, вводя в (3.10) численные значения ρ_1 и $r_1 z_c$ из (2.6) и (2.46), окончательно находим, что

$$M = \tilde{\mu}_1 \frac{1}{\mu_e^2} 5.7394 \cdot 10^{33} \text{ г} = \tilde{\mu}_1 \frac{2.8854}{\mu_e^2} M_\odot. \quad (3.12)$$

Строение белых карликов малых масс тем ближе к политропе с $n = 3/2$, чем меньше их масса (см. п. 2.6, с. 432). Пользуясь тем, что $\mu_1 \equiv -\xi_1 \theta'(\xi_1) = 2.7141$ при $n = 3/2$ (см. Табл. IV.2.1, с. 184), из (2.53) нетрудно получить, что при малых x_c

$$\tilde{\mu}_1 = \frac{\mu_1}{2\sqrt{2}} x_c^{3/2} = 0.9596 x_c^{3/2}, \quad (3.13)$$

так что (при $\mu_e = 2$)

$$M/M_\odot = 0.6924 x_c^{3/2} \quad \text{при } x_c \ll 1, \quad (3.14)$$

или

$$M/M_\odot = 4.9611 \cdot 10^{-4} \rho_c^{1/2} \quad \text{при } \rho_c \ll 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3. \quad (3.15)$$

Необходимую выкладку предоставляем читателю в качестве (нетрудного) упражнения. Подчеркнем, что две последние формулы, как и (2.56), справедливы только для „легких“ белых карликов, у которых $\rho_c \ll 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$. Впрочем, уже при $x_c = 0.5$ (чему соответствует $1/z_c^2 = 0.8$) формула (3.13) дает $\tilde{\mu}_1$, а тем самым и массу белого карлика с ошибкой $\sim 10\%$. С уменьшением x_c точность, обеспечиваемая этой формулой (в рамках чандraseкаровской модели), быстро возрастает, но сама эта модель при малых x_c — увы! — становится все менее точной (см. пп. 3.5, с. 445, и 3.8, с. 459).

В противоположном предельном случае больших x_c , как следует из внимательного анализа численных данных высокой точности для $x_c/10 \gg 1$, мы имеем (опять при $\mu_e = 2$)

$$M/M_\odot = 1.4559 - 8.0000 x_c^{-2} \quad \text{при } x_c \gg 1, \quad (3.16)$$

или

$$M/M_\odot = 1.4559 - 1.2478 \cdot 10^5 \rho_c^{-2/3} \quad \text{при } \rho_c \gg 2 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3. \quad (3.17)$$

Численные данные о массах белых карликов разной плотности, найденные по формуле (3.12), приводятся в Табл. X.3.2, с. 442. На рис. X.3.2 показана зависимость массы белого карлика от логарифма его центральной плотности. Дополнительные сведения см. в пп. 3.5 и 3.8.

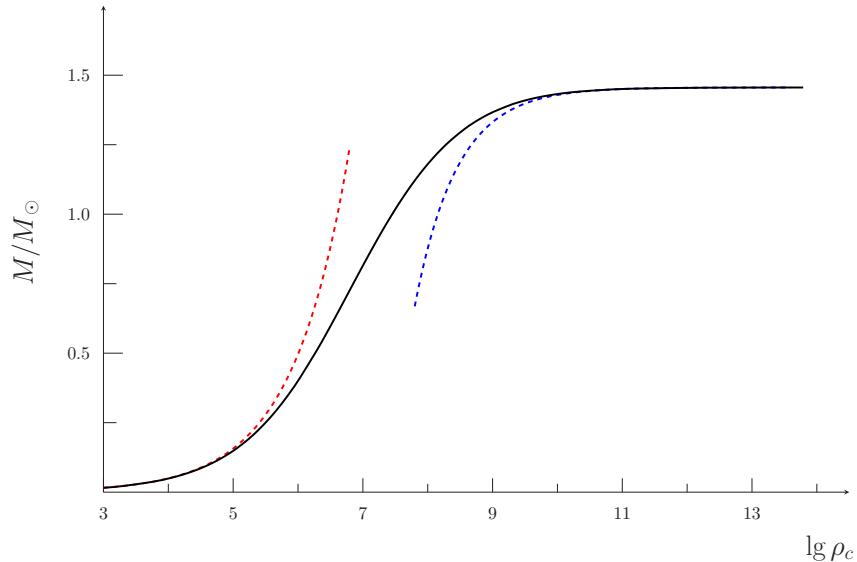


Рис. X.3.2:

Зависимость массы от центральной плотности для чандрасекаровских белых карликов с $\mu_e = 2$ (сплошная кривая). Штриховые кривые — асимптотики: красная — (3.15), синяя — (3.17).

3.2. Плотность в центре

Обозначим среднюю плотность белого карлика через $\bar{\rho}$, так что

$$M = \frac{4\pi}{3} r_1^3 \zeta_1^3 \bar{\rho}. \quad (3.18)$$

С другой стороны, поскольку согласно (2.5) $\rho_c = \mu_e \rho_1 x_c^3$, мы можем переписать (3.10) в виде

$$M = \tilde{\mu}_1 4\pi r_1^3 z_c^3 \frac{\rho_c}{x_c^3}. \quad (3.19)$$

Далее, из (2.43) легко получить, что $x_c^3 = (z_c^2 - 1)^{3/2}$. Вводя это в (3.19) и приравнивая получающееся выражение для массы к M из (3.18), находим, что

$$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = \frac{1}{3} \frac{(z_c^2 - 1)^{3/2}}{z_c^3} \frac{\zeta_1^3}{\tilde{\mu}_1}. \quad (3.20)$$

Значения $\rho_c/\bar{\rho}$ монотонно возрастают от 5.99 (политропа индекса $n = 3/2$) до 54.18 (политропа с $n = 3$) при росте плотности — формально от 0 до ∞ (см. Табл. X.3.2).

Укажем без вывода, что при $x_c \ll 1$

$$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = 5.991 + 1.66 x_c^2, \quad (3.21)$$

тогда как при $x_c \gg 1$

$$\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} = 54.18 - 5.55 \cdot 10^2 x_c^{-1}. \quad (3.22)$$

3.3. Глубина потенциальной ямы

массы модели.

Пусть, как и ранее, $\Phi(\zeta)$ — модуль потенциала, отсчитанного от поверхности. Полагая в (2.51) $\zeta = 0$ и обозначая $\Phi(0) = \Phi_c$, находим

$$\Phi_c = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} (z_c - 1). \quad (3.23)$$

Заметим, что это выражение, дающее глубину потенциальной ямы, создаваемой белым карликом, не содержит никаких-либо множителей, которые надо было бы находить численно.

Что касается потенциала на поверхности, от которого отсчитывается Φ , то тут положение иное. Легко показать, что

$$\frac{GM}{R} = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \frac{\tilde{\mu}_1}{\zeta_1} z_c. \quad (3.24)$$

Для доказательства достаточно в выражение GM/R подставить $R = r_1 \zeta_1$ и M из (3.10), введя сюда r_1^2 из (2.46).

Согласно двум последним формулам, разность потенциалов между центром и поверхностью белого карлика Φ_c связана с модулем потенциала на его поверхности GM/R следующим образом:

$$\Phi_c = \tilde{\phi}_c \frac{GM}{R}, \quad (3.25)$$

где

$$\tilde{\phi}_c = \frac{\zeta_1}{\tilde{\mu}_1} \frac{z_c - 1}{z_c}. \quad (3.26)$$

Отметим два предельных случая этой формулы. Первый — это белый карлик малой массы, представляющий собой, как мы знаем, политропу индекса

$n = 3/2$. Ему соответствует $x_c \ll 1$, так что $z_c = (1 + x_c^2)^{1/2} = 1 + x_c^2/2 + \dots$. Согласно (2.56) и (3.13), мы имеем

$$\zeta_1 = \frac{\xi_1}{\sqrt{2x_c}}, \quad \tilde{\mu}_1 = \frac{\mu_1}{2\sqrt{2}} x_c^{3/2} \quad \text{при } x_c \ll 1. \quad (3.27)$$

Здесь ξ_1 и μ_1 — политропные аналоги (для $n = 3/2$) чандрасекаровских безразмерных радиуса ζ_1 и массы $\tilde{\mu}_1$. Учитывая (3.27), мы имеем

$$\frac{\zeta_1}{\tilde{\mu}_1} \rightarrow \frac{\xi_1}{\sqrt{2x_c}} \frac{2\sqrt{2}}{\mu_1 x_c^{3/2}} = \frac{2\xi_1}{\mu_1 x_c^2} = \frac{2\xi_1}{\mu_1} \frac{1}{z_c^2 - 1}. \quad (3.28)$$

Подставляя это в (3.26), получаем при $x_c \rightarrow 0$

$$\tilde{\phi}_c \rightarrow \frac{2\xi_1}{\mu_1} \frac{1}{z_c(z_c + 1)} \rightarrow \frac{\xi_1}{\mu_1} = \frac{3.6538}{2.7141} = 1.346. \quad (3.29)$$

Значения $\xi_1 = 3.6538$ и $\mu_1 = 2.7141$ взяты нами из Табл. IV.2.1, с. 184. Итак, для белых карликов самых малых масс, которые близки по строению к политропе с $n = 3/2$, глубина гравитационной потенциальной ямы, создаваемой ими, превосходит потенциал на их поверхности всего в 2.35 раза — в точности как для политропы с $n = 3/2$, как это и должно быть.

Противоположный предельный случай — белые карлики высокой плотности, с $x_c \gg 1$, то есть с $\rho_c \gg 2 \cdot 10^6$ г/см³. Здесь все совсем просто. Чем больше x_c , тем ближе мы к политропе с $n = 3$. В пределе имеем $z_c/(z_c - 1) = 1$. Далее, согласно Табл. X.3.1, $\zeta_1 = \xi_1 = 6.8968$ и $\tilde{\mu}_1 = \mu_1 = 2.0182$ при $z_c = \infty$. Приведенные сейчас числа отвечают политропе индекса $n = 3$ (см. Табл. IV.2.1, с. 184). Таким образом, согласно (3.26) мы имеем здесь $\tilde{\phi}_c = 6.9868/2.0182 = 3.417$. Глубина потенциальной ямы заметно больше, чем для „легких“ белых карликов, но все же того же порядка, что и потенциал на поверхности. Неприятность, однако, в том, что поверхности у такого белого карлика нет — его радиус при $z_c = \infty$ равен нулю, так что сейчас мы обсуждаем внутреннее строение объекта нулевого радиуса (но конечной массы). Подробнее о таком (разумеется, не существующем в природе) объекте речь у нас пойдет в п. 3.7.

3.4. Соотношение масса — радиус: теория

Одним из важнейших результатов теории Чандрасекара явилось установление зависимости масса — радиус для белых карликов. Ее можно сравнить с наблюдательными дан-

Таблица X.3.2:
 Основные физические параметры
 чандрасекаровских белых карликов (при $\mu_e = 2$)

z_c^{-2}	x_c	$\rho_c, \text{г}/\text{см}^3$	$\rho_c/\bar{\rho}$	R/R_\odot	M/M_\odot	E_G/E_G^*
0.0000	∞	∞	54.18	0.000	1.4559	∞
0.0001	99.99	$1.948 \cdot 10^{12}$	49.10	$3.727 \cdot 10^{-4}$	1.4551	16.986
0.0005	44.71	$1.741 \cdot 10^{11}$	43.93	$8.026 \cdot 10^{-4}$	1.4520	7.5739
0.001	31.61	$6.150 \cdot 10^{10}$	40.67	$1.106 \cdot 10^{-3}$	1.4483	5.3391
0.005	14.11	$5.468 \cdot 10^9$	30.88	$2.246 \cdot 10^{-3}$	1.4220	2.3291
0.01	9.95	$1.919 \cdot 10^9$	26.13	$2.992 \cdot 10^{-3}$	1.3937	1.6005
0.02	7.00	$6.681 \cdot 10^8$	21.49	$3.938 \cdot 10^{-3}$	1.3455	1.0740
0.05	4.36	$1.613 \cdot 10^8$	16.02	$5.570 \cdot 10^{-3}$	1.2333	0.59178
0.1	3.00	$5.259 \cdot 10^7$	12.63	$7.187 \cdot 10^{-3}$	1.0955	0.34220
0.14371	2.44	$2.833 \cdot 10^7$	11.13	$8.216 \cdot 10^{-3}$	1.0000	0.24256
0.2	2.00	$1.558 \cdot 10^7$	9.935	$9.310 \cdot 10^{-3}$	0.8967	0.16799
0.3	1.53	$6.943 \cdot 10^6$	8.665	$1.095 \cdot 10^{-2}$	0.7458	$9.6078 \cdot 10^{-2}$
0.4	1.22	$3.578 \cdot 10^6$	7.888	$1.245 \cdot 10^{-2}$	0.6202	$5.7379 \cdot 10^{-2}$
0.41752	1.18	$3.210 \cdot 10^6$	7.781	$1.271 \cdot 10^{-2}$	0.6000	$5.2463 \cdot 10^{-2}$
0.5	1.00	$1.948 \cdot 10^6$	7.350	$1.395 \cdot 10^{-2}$	0.5100	$3.4160 \cdot 10^{-2}$
0.6	0.82	$1.060 \cdot 10^6$	6.949	$1.559 \cdot 10^{-2}$	0.4097	$1.9520 \cdot 10^{-2}$
0.8	0.50	$2.435 \cdot 10^5$	6.381	$2.021 \cdot 10^{-2}$	0.2230	$4.3935 \cdot 10^{-3}$
$\rightarrow 1$	$\rightarrow (z_c^2 - 1)^{1/2}$	$1.947 \cdot 10^6 x_c^3$	$1.443 \cdot 10^{-2} x_c^{-1/2}$	$0.6924 x_c^{3/2}$	$5.8613 \cdot 10^{-2} x_c^{7/2}$	
1.0	0.000	0.000	5.991	∞	0.0000	0.0000

Примечания. 1) В двух строках, напечатанных **жирным шрифтом**, приводятся данные,

относящиеся к белым карликам с массами $1 M_\odot$ и $0.6 M_\odot$.

2) В предпоследней строке таблицы $x_c = (z_c^2 - 1)^{1/2}$.

ными. Об этом сравнении см. п. 3.8. Сейчас же мы рассмотрим саму эту зависимость.

Начнем с белых карликов малых масс. При $x_c \rightarrow 0$ здесь возникает неопределенность вида $\infty \cdot 0$. Действительно, согласно (3.2) (с. 434) мы имеем $R \propto \zeta_1/z_c$. Но при $x_c \ll 1$ формула (2.56) (с. 433) дает $\zeta_1 \propto x_c^{-1/2}$, а $z_c = 1 + x_c^2/2$, так что радиус неограниченно растет $\propto x_c^{-1/2}$ при $x_c \rightarrow 0$. Что касается массы, то (3.13) (с. 438) и (3.12) дают $M \propto \tilde{\mu}_1 \propto x_c^{3/2}$ при $x_c \ll 1$. Поэтому оказывается, что в этом предельном случае $RM^{1/3} = \text{const}$. Подсчет коэффициента пропорциональности в зависимости $R \propto M^{-1/3}$ в принципе не составляет труда (но потрудиться приходится!).

Из (3.12) и (3.2) находим, что

$$RM^{1/3} = 1.3910 \cdot 10^{20} \frac{1}{\mu_e^{5/3}} \frac{\zeta_1 \tilde{\mu}_1^{1/3}}{z_c} \text{ см} \cdot \text{г}^{1/3}. \quad (3.30)$$

Это формула справедлива при любой массе белого карлика. Для белых карликов малых масс ($x_c \rightarrow 0$ и, соответственно, $z_c \rightarrow 1$) из (2.56) и (3.13) имеем

$$\frac{\zeta_1 \tilde{\mu}_1^{1/3}}{z_c} \rightarrow \frac{\xi_1 \mu_1^{1/3}}{2} = 2.5483 \quad \text{при } x_c \rightarrow 0. \quad (3.31)$$

Согласно двум последним формулам при малых M

$$R = \frac{3.5447 \cdot 10^{20}}{\mu_e^{5/3}} M^{-1/3} \text{ см}. \quad (3.32)$$

В частности, при $\mu_e = 2$ это дает

$$\boxed{\mathfrak{R} = \frac{1.277 \cdot 10^{-2}}{\mathfrak{M}^{1/3}},} \quad (3.33)$$

где, как всегда, \mathfrak{R} и \mathfrak{M} — радиус и масса в солнечных единицах.

Подчеркнем, что согласно (3.30) с ростом массы размер белого карлика *уменьшается*. Этот факт, уже отмечавшийся нами ранее (см. с. 158), есть следствие „мягкости“ его вещества: под действием веса вышележащих слоев оно сравнительно легко сжимается.

Упомянем еще, что, как следует из (3.32), средняя плотность белого карлика малой массы пропорциональна M^2 :

$$\bar{\rho} = 2.120 \cdot 10^4 \mu_e^5 \mathfrak{M}^2 \text{ г/см}^3. \quad (3.34)$$

Поскольку мы имеем здесь дело с политропой $n = 3/2$, то $\rho_c = 5.991 \bar{\rho}$ (см. п. IV.2.3, с. 188), так что

$$\rho_c = 1.270 \cdot 10^5 \mu_e^5 \mathfrak{M}^2 \text{ г/см}^3. \quad (3.35)$$

В частности, при $\mu_e = 2$

$$\bar{\rho} = 6.78 \cdot 10^5 \mathfrak{M}^2, \quad \rho_c = 4.06 \cdot 10^6 \mathfrak{M}^2 \text{ г/см}^3. \quad (3.36)$$

Заметим, что только что приведенные выражения для плотностей белых карликов малых масс мы уже получали ранее из иных соображений, рассматривая сжатие газового шара звездной массы (см. п. III.4.3, в частности с. 157).

Область применимости формулы (3.33) ограничена как сверху, со стороны больших масс, так и снизу, со стороны малых масс. В первом случае ограничение накладывается наступающей при $\rho \sim 10^6 \text{ г/см}^3$ релятивизацией электронного газа. При $\mathfrak{M} \sim 0.2$ обусловленная этим погрешность формулы (3.33) составляет несколько процентов (см. Рис. X.3.3, с. 445). С уменьшением массы точность, обеспечиваемая формулой (3.33), какое-то время возрастает. Но в конце концов из-за увеличивающихся кулоновских поправок к используемому в теории Чандraseкара уравнению состояния точность (3.33) начинает падать. При $\mathfrak{M} \lesssim 0.05$ эта формула фактически перестает работать (для белых карликов из ^{12}C ; подробнее см. п. 4.3, с. 475).

До сих пор речь шла о белых карликах малых масс. Согласно (3.36), с ростом массы их плотность возрастает. Постепенно совершается переход от нерелятивистского $P \propto \rho^{5/3}$ к ультрарелятивистскому $P \propto \rho^{4/3}$. В итоге газ делается менее "жестким", так что сжать его становится легче. Поэтому скорость убывания радиуса с увеличением массы возрастает. Кривая $R = R(M)$ все больше отклоняется от $R \propto M^{-1/3}$. В конце концов мы подходим к предельному случаю, для которого $dR/dM \rightarrow -\infty$. Согласно (3.12), при неограниченном увеличении плотности ($\rho_c \rightarrow \infty$) масса белого карлика $M \propto \tilde{\mu}_1 \rightarrow \mu_1 = 2.0182$. Как видим, она остается конечной — знаменитый чандraseкаровский предел, подробно рассматриваемый в п. 3.7.

Не считая масштабных множителей по обеим осям, зависимость радиуса белого карлика от его массы — а именно так традиционно графически изображают зависимость масса–радиус — это зависимость ζ_1/z_c от $\tilde{\mu}_1$. Однако для удобства читателя массы и радиусы белых карликов (при $\mu_e = 2$) были заранее заготовлены у нас в Табл. X.3.2 в солнечных единицах. Вот как выглядит график чандraseкаровской зависимости масса — радиус (Рис. X.4.1).

Большинство белых карликов имеют массы $M/M_\odot = 0.6 \pm 0.1$. Их радиусы $R/R_\odot \sim 0.01$, а центральные плотности $\sim (2 \div 5) \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$. Это удовлетворительно согласуется с излагаемой теорией (подробнее см. п. 3.8).

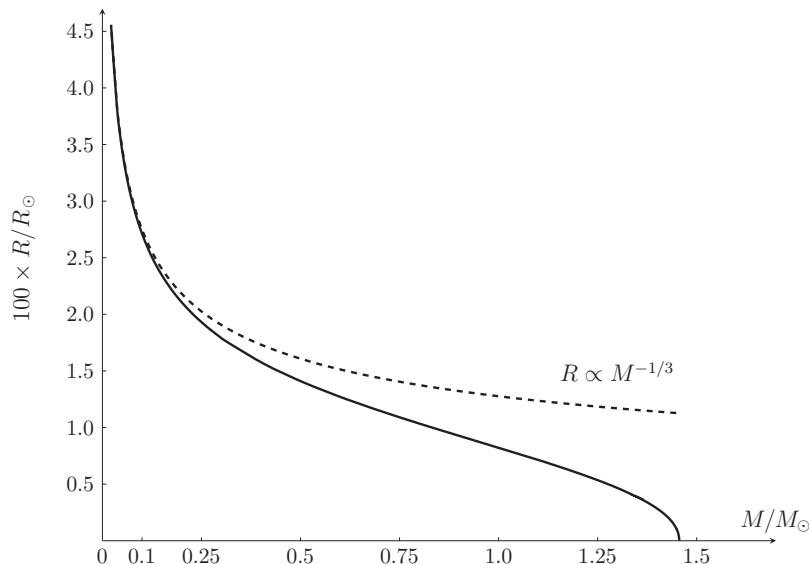


Рис. X.3.3:

Зависимость масса – радиус для чандрасекаровских белых карликов с $\mu_e = 2$ (сплошная кривая). Штриховая кривая — полностью выгроженные конфигурации, построенные без учета релятивистских эффектов в уравнении состояния (политропы индекса $n = 3/2$).

3.5. Белые карлики и мировые постоянные

До сих пор, следуя Чандрасекару, мы выражали все рассмотренные выше глобальные характеристики белых карликов, помимо безразмерных параметров ζ_1 и $\tilde{\mu}_1$, через

масштабный множитель r_1 и характерную плотность ρ_1 , фигурирующую в уравнении состояния. Теперь мы используем представления r_1 и ρ_1 через мировые постоянные. Это позволит обнаружить любопытные факты.

Масштабный множитель r_1 , введенный выше формулой (2.46), полезно представить в виде

$$r_1 = \frac{1}{\mu_e} \frac{1}{z_c} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} R_*, \quad (3.37)$$

где R_\star — фундаментальная длина:

$$R_\star = \left(\frac{\hbar^3}{G c m_e^2 m_u^2} \right)^{1/2} = 5.0614 \cdot 10^8 \text{ см} = 0.7278 \cdot 10^{-2} R_\odot. \quad (3.38)$$

Величину R_\star будем называть *чандрасекаровской длиной*.

Выражение для радиуса записывается теперь так:

$$R = r_1 \zeta_1 = \frac{\zeta_1}{z_c} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \frac{R_\star}{\mu_e}. \quad (3.39)$$

Фигурирующий здесь множитель $\sqrt{3\pi}/2$ кажется „лишним“, однако мы сейчас убедимся, что это не так. Действительно, из (3.38) легко видеть, что

$$R_\star = \alpha_G^{-1/2} \lambda_c, \quad (3.40)$$

где λ_c — комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_c = \frac{\hbar}{m_e c} = 3.8616 \cdot 10^{-11} \text{ см} \quad (3.41)$$

и α_G — гравитационный аналог постоянной тонкой структуры (см. с. 140)

$$\alpha_G = \frac{G m_u^2}{\hbar c} = 5.8209 \cdot 10^{-39}. \quad (3.42)$$

Такое представление чандрасекаровской длины R_\star напрямую связывает характерный квантовый микромасштаб — комптоновскую длину волны электрона — с характерным макромасштабом, определяющим радиусы вырожденных звезд. Замечательно в этой формуле то, что коэффициент, связывающий эти два масштаба, столь просто выражается через хорошо уже нам знакомую безразмерную комбинацию α_G , определяющую силу гравитационного взаимодействия (правильнее было бы сказать — его крайнюю слабость). Согласно (3.40), характерный радиус вырожденной звезды, измеренный в комптоновских длинах волн электрона, равен $\alpha_G^{-1/2}$.

Обратимся теперь к массе. Вводя в (3.10) выражения для ρ_1 и r_1 через мировые постоянные из (2.6) и (2.46), находим, что

$$M = \tilde{\mu}_1 \frac{1}{\mu_e^2} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{c \hbar}{G m_u^{4/3}} \right)^{3/2}, \quad (3.43)$$

или

$$M = \tilde{\mu}_1 \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \frac{M_\star}{\mu_e^2}. \quad (3.44)$$

Здесь M_\star — эддингтоновская масса, уже обсуждавшаяся у нас ранее (см. п. 3.6 Гл. III, с. 139):

$$M_\star = \left(\frac{c\hbar}{Gm_u^{4/3}} \right)^{3/2} = m_u \alpha_G^{-3/2}, \quad (3.45)$$

или численно

$$M_\star = 3.7390 \cdot 10^{33} \text{ г} = 1.8798 M_\odot, \quad (3.46)$$

так что (3.44) дает

$$M = \tilde{\mu}_1 \frac{1.5350}{\mu_e^2} M_\star = \tilde{\mu}_1 \frac{2.885}{\mu_e^2} M_\odot = \tilde{\mu}_1 \frac{1}{\mu_e^2} 5.739 \cdot 10^{33} \text{ г}. \quad (3.47)$$

Заметим еще, что средняя плотность $\bar{\rho}_\star$ тела массы M_\star и радиуса R_\star равна

$$\bar{\rho}_\star = \frac{M_\star}{(4\pi/3)R_\star^3} = \frac{m_u}{(4\pi/3)\lambda_C^3} = 6.8843 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3. \quad (3.48)$$

Таким образом, при плотности, равной $\bar{\rho}_\star$, на шар радиусом λ_C приходится 1 а.е.м. Эта плотность превосходит плотность ρ_1 , фигурирующую в уравнении состояния полностью вырожденного электронного газа ($\rho_1 = 9.739 \cdot 10^5 \text{ г/см}^3$, см. формулы (2.5) — (2.6), с. 419), в $9\pi/4 = 7.07$ раза. В полностью вырожденном электронном газе такая плотность достигается при параметре релятивизации x , равном $7.07^{1/3} = 1.92 \approx 2$ (при $\mu_e = 2$).

Радиусы и массы белых карликов оказываются порядка R_\star и M_\star . Забегая вперед, приводим в Табл. X.3.3 значения M/M_\star , R/R_\star и ρ_c/ρ_c^* для трех „знаменитых“ белых карликов (с их массами и радиусами, найденными из наблюдений; см. ниже п. 3.8). Приведенные в этой таблице числа свидетельствуют о том, что M_\star и R_\star — это удачные, можно даже сказать сильнее — физически естественные единицы для измерения масс и радиусов белых карликов.

Заметим, что между эддингтоновской массой M_\star и чандрасекаровской длиной R_\star имеется простая связь, именно,

$$m_u \frac{GM_\star}{R_\star} = m_e c^2. \quad (3.49)$$

Словесная формулировка этого результата такова: гравитационная энергия связи протона, находящегося на поверхности сферического тела массы M_\star и радиуса R_\star , в точности равна энергии покоя электрона. Это простое и красивое соотношение между фундаментальными постоянными. Видеть его в литературе автору не приходилось, однако трудно поверить, что оно не было найдено кем-нибудь давным-давно. Во всяком случае у Чандрасекара его нет.

Таблица X.3.3:
Массы и радиусы трех
близких белых карликов

Звезда	M/M_*	R/R_*	$\bar{\rho}/\bar{\rho}_*$
Сириус В	0.542	1.113	0.393
Процион В	0.315	1.693	0.0649
40 Eri B	0.305	1.797	0.0525

По-видимому, не будет ошибкой следующее утверждение. Подобно тому, как в свое время Эддингтон при изучении роли светового давления в звездах „не заметил“ существования фундаментальной массы M_* , теперь носящей его имя (см. с. 139), так и Чандрасекар при построении теории белых карликов „пропустил“ существование характерной длины R_* и ее простую связь с M_* .

У Чандрасекара в основополагающей работе 1935 г., а вслед за этим — и в его „Введение в учение о строении звезд“ (см. Список Литературы, #3), как и у Cox&Giuli (1968 г.; см. Список Литературы, #8) вместо R_* используется величина

$$l_1 = \frac{1}{\mu_e} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} R_*$$

Такой выбор единицы длины, как видим, был не самым удачным — он не позволил выявить существование просто связанной с α_G фундаментальной длины R_* и поразительно простого соотношения (3.49) между этой длиной (которую мы назвали чандрасекаровской) и эддингтоновской массой M_* .

В заключение отметим, что какого-либо глубокого физического смысла формула (3.49) не имеет. Это есть просто следствие удачного выбора единицы длины — и не более того.

3.6. Гравитационная энергия

Одним из важнейших глобальных параметров любой самогравитирующей конфигурации является ее гравитационная энергия связи. Обозначим через $|E_G^*|$ характерное значение модуля гравитационной энергии тела массы M_* и радиуса R_* :

$$|E_G^*| \equiv \frac{GM_*^2}{R_*}. \quad (3.50)$$

Из (3.49) и (3.45) немедленно следует, что

$$|E_G^*| = m_e c^2 \alpha_G^{-3/2}, \quad (3.51)$$

или численно

$$|E_G^*| = 1.8435 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (3.52)$$

Понятно, что комбинация мировых постоянных, даваемая (3.51), должна служить определяющим параметром гравитационной энергии белых карликов. Расчет безразмерного коэффициента, фигурирующего множителем при $|E_G^*|$, который превращает порядковую оценку гравитационной энергии, даваемую (3.51), в ее точное значение для чандрасекаровского белого карлика определенной массы и химического состава, не вполне тривиален. Его получением мы теперь и займемся.

Для белого карлика массы M и радиуса R , как и для любой сферически-симметричной самогравитирующей конфигурации, гравитационную энергию E_G можно представить в виде

$$E_G = -\omega \frac{GM^2}{R}. \quad (3.53)$$

Для белых карликов структурный множитель ω меняется в узких пределах — от $\omega = 6/7 = 0.857$ (политропа индекса $n = 3/2$; „рыхлые“ белые карлики малых масс, $z_c \rightarrow 1$) до $\omega = 3/2$ (политропа индекса $n = 3$; „плотные“ белые карлики с массой, близкой к предельной; $z_c \rightarrow \infty$, см. следующий пункт).

Вводя в (3.53) M и R соответственно из (3.44) и (3.39) и пользуясь (3.50), находим, что

$$E_G = -\omega \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \frac{\tilde{\mu}_1^2}{\zeta_1} \frac{z_c}{\mu_e^3} |E_G^*|. \quad (3.54)$$

Тем самым нами найден порядок величины безразмерного структурного множителя при $|E_G^*|$. Однако, как мы сейчас убедимся, нахождение точного значения ω требует серьезных вычислений.

Наряду с (3.53) гравитационную энергию можно представить также в виде (см. п. 2.1 Гл. II, с. 61)

$$E_G = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi dV, \quad (3.55)$$

где φ — потенциал, отсчитанный от бесконечности. Переходя от него к абсолютной величине потенциала Φ , отсчитываемого от поверхности, так что

$$\varphi = -\frac{GM}{R} - \Phi,$$

из (3.55) получаем

$$E_G = -\frac{GM^2}{2R} - \frac{1}{2} \int_V \rho \Phi dV. \quad (3.56)$$

Что касается первого члена, то его выражение через $|E_G^*|$ моментально получается из (3.53)+(3.54) — достаточно положить $\omega = 1/2$. Со вторым слагаемым в правой части (3.56) положение сложнее. Подставляем под интегралом ρ из (3.8) и Φ из (2.51) и учитываем, что $dV = 4\pi r_1^3 \zeta^2 d\zeta$, где r_1 дается (2.46). После простой, но утомительной выкладки, по ходу которой приходится также использовать выражение для ρ_1 из (2.6) со с. 419, находим, что

$$E_G = -\frac{\sqrt{3\pi}}{4} \frac{z_c}{\mu_e^3} \left(\frac{\tilde{\mu}_1^2}{\zeta_1} + I \right) |E_G^*|, \quad (3.57)$$

где

$$I = \int_0^{\zeta_1} \left(\psi(\zeta) - \frac{1}{z_c} \right) \left(\psi^2(\zeta) - \frac{1}{z_c^2} \right)^{3/2} \zeta^2 d\zeta. \quad (3.58)$$

Интеграл I приходится находить численно. Заметим, между прочим, что выражение для I можно привести к другой форме, именно

$$I = \int_0^{\zeta_1} \left(\zeta \frac{d\psi(\zeta)}{d\zeta} \right)^2 d\zeta. \quad (3.59)$$

Для получения этого представления достаточно множитель $(\psi^2(\zeta) - 1/z_c^2)^{3/2}$ в подынтегральном выражении в (3.58) заменить на левую часть уравнения Чандрасекара (2.47) и в появившемся в итоге интегrale произвести интегрирование по частям. Вычисление значений I по двум различным формулам может быть использовано для контроля точности расчетов.

Заметим, что сопоставление (3.57) и (3.54) показывает, что

$$I = (2\omega - 1) \frac{\tilde{\mu}_1^2}{\zeta_1}. \quad (3.60)$$

В предельном случае $z_c \rightarrow \infty$ мы получаем политропу индекса $n = 3$. Для нее $\omega = 3/2$, $\tilde{\mu}_1$ переходит в $\mu_1 = 2.0182$, а ζ_1 обращается в корень соответствующей функции Эмдена $\zeta_1 = \xi_1 = 6.8968$. Поэтому значение I согласно (3.58) и (3.60) оказывается равно (строгий результат!)

$$I = \int_0^{\xi_1} \theta^4(\xi) \xi^2 d\xi = 2 \frac{\mu_1^2}{\zeta_1} = 2 \frac{(2.0182)^2}{6.8968} = 1.1812. \quad (3.61)$$

В противоположном предельном случае „легких“ белых карликов, нерелятивистских по уравнению состояния (с $x_c \ll 1$), как было показано в п. 2.6

(с. 432), мы имеем дело с политропой индекса $n = 3/2$. Пользуясь полученными ранее асимптотиками $\tilde{\mu}_1$ (формула (3.13), с. 438) и ζ_1 (формула (2.56), с. 433), из (3.57) и (3.60) с $\omega = 6/7$ (политропа индекса $n = 3/2$) нетрудно получить, что при $\mu_e = 2$ мы имеем (проверьте!)

$$|E_G| \sim 1.08 \cdot 10^{50} x_c^{7/2} \text{ эрг.} \quad (3.62)$$

Отсюда следует, что у белого карлика с $x_c = 0.3$, чему при $\mu_e = 2$ отвечает плотность в центре $\rho_c \sim 5 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$ и масса $\sim 0.11 M_\odot$, гравитационная энергия составляет всего $\sim 1.6 \cdot 10^{48}$ эрг — почти вчетверо меньше гравитационной энергии Солнца.

Результаты расчетов гравитационной энергии белых карликов с $\mu_e = 2$ приведены в последнем столбце Табл. X.3.2, с. 442 (в единицах $|E_G^*| \equiv (GM_\star^2)/R_\star$). Предельные выражения для $\mathcal{E}_G \equiv E_G/E_G^*$ при малых и при больших x_c имеют вид

$$\mathcal{E}_G = 5.8613 \cdot 10^{-2} x_c^{7/2}, \quad x_c \rightarrow 0, \quad (3.63)$$

$$\mathcal{E}_G = 0.16998 x_c, \quad x_c \rightarrow \infty. \quad (3.64)$$

Рис. X.3.4 наглядно иллюстрирует зависимость гравитационной энергии от x_c и переход к только что приведенным двум асимптотическим режимам.

Заметим еще, что по радиусам, массам и гравитационным энергиям, приведенным в Табл. X.3.2, можно найти безразмерный множитель ω , определяемый формулой (3.53). Легко убедиться, что

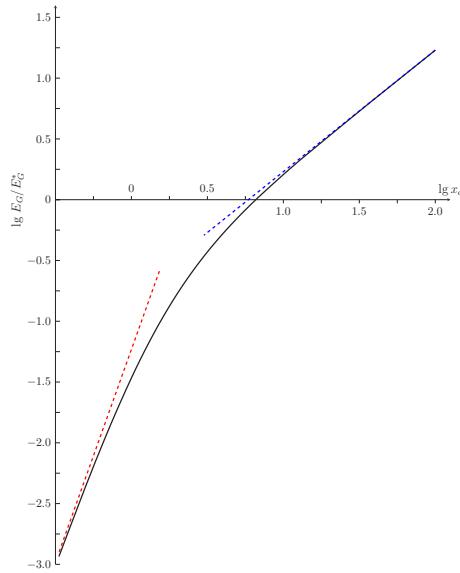
$$\omega = 4.856 \cdot 10^2 \frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{M}^2} \frac{E_G}{E_G^*}. \quad (3.65)$$

Значения ω убывают от $3/2$ (политропа индекса $n = 3$) для белых карликов больших масс до $6/7=0.857$ (политропа с $n = 3/2$) для самых легких. Для белого карлика с массой $1 M_\odot$ мы имеем $\omega = 0.968$, массе в $0.6 M_\odot$ отвечает $\omega = 0.899$. Значение ω является удобной мерой степени концентрации вещества к центру самогравитирующего сферически-симметричного объекта.

В качестве курьеза (не более того!) приведем следующий результат, обнаруженный при рассмотрении численных данных, приведенных в Табл. X.3.2. Имеет место следующее соотношение:

$$\omega = D \left(\frac{\rho_c}{\bar{\rho}} \right)^{1/4},$$

где D очень слабо зависит от x_c (или, если угодно, от массы). Наименьшее значение $D = 0.526$ достигается при $x_c \approx 4.5$ (и $\rho_c/\bar{\rho} = 16$). Отсюда к концам диапазона изменения x_c , то есть как в сторону $x_c = \infty$, так и в сторону $x_c = 0$,

**Рис. X.3.4:**

Зависимость гравитационной энергии $\mathcal{E}_G \equiv E_G/E_G^*$ от $x_c \propto \rho_c^{1/3}$ для чандрасекаровских белых карликов (сплошная кривая). Штриховые прямые — асимптоты, описываемые формулами (3.63) и (3.64).

значения D монотонно возрастают, достигая на обоих этих концах примерно равного значения $D = 0.55$. Таким образом, D изменяется всего на $\sim 5.5\%$. Этот кажущийся красивым результат на самом деле ничего серьезного собой не представляет. Он получен просто удачным подбором показателя степени $\rho_c/\bar{\rho}$. Чтобы подчеркнуть, что это просто игрушка, эту формулу мы не удостоили присвоением ей номера.

Как уже говорилось, большинство одиночных белых карликов имеют массы $\mathfrak{M} = 0.6 \pm 0.1$. При $\mu_e = 2$ для них, согласно данным Табл. X.3.2, мы имеем $|E_G| \approx 0.052 (GM_*^2)/R_*$, или $\sim 1.2 \cdot 10^{50}$ эрг. При $\mathfrak{M} = 1$ (как у спутника Сириуса) $|E_G| \sim 6 \cdot 10^{50}$ эрг. Таким образом, у подавляющего большинства белых карликов гравитационные энергии порядка $10^{50} \div 10^{51}$ эрг. Чтобы прийти к этому заключению проводить детальные расчеты не требовалось: массы белых карликов порядка массы Солнца, а радиусы на два порядка меньше солнечного. Отсюда и набегают те два порядка, на которые гравитационные энергии типичных белых карликов превышают солнечные $6 \cdot 10^{48}$ эрг.



Рис. X.3.5:

Субраманьян Чандрасекар (Subrahmanyan Chandrasekhar, 1910 – 1995)

Его роль в астрофизике XX века подобна роли Эйлера в математике XVIII века — формулы Чандрасекара встречаются в астрофизике столь же часто, как и теоремы Эйлера в математическом анализе. В 1983 г. Чандрасекар был удостоен Нобелевской премии „for his theoretical studies of physical processes of importance to the structure and evolution of the stars“.

3.7. Чандрасекаровский предел

Как было показано выше, масса белого карлика пропорциональна величине $\tilde{\mu}_1$ (см. формулу (3.12)). Этот параметр монотонно возрастает с плотностью, однако, как видно из Табл. X.3.1, остается конечным при $x_c \rightarrow \infty$. При этом достигается предельно возможное значение массы чандрасекаровского белого карлика — чандрасекаровский предел. Как мы уже не раз говорили, он играет в астрофизике огромную роль. Реально он, разумеется, недостижим, так как при очень высоких плотностях использующееся в теории Чандрасекара уравнение состояния становится неприменимым. Отложив обсуждение относящихся к этому вопросов до пп. 4.1 и 4.2, рассмотрим классический чандрасекаровский предел более

подробно.

Важнейший предельный случай уравнения Чандрасекара получается при $z_c \rightarrow \infty$. Поскольку $z_c^2 - 1 = x_c^2$ и $\rho_c \propto x_c^3$, условие $z_c \rightarrow \infty$ означает, что центральная плотность стремится к бесконечности. Уравнение (2.47) с начальными условиями (2.48) вырождается в этом случае в эмденовскую политропу индекса $n = 3$. Согласно (2.46), характерный масштаб $r_1 \propto z_c^{-1}$, так что радиус конфигурации при $z_c \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Ситуация кажется абсурдной: конечная масса сосредоточена в нулевом объеме. При этом мы утверждаем, что это политропа индекса $n = 3$, так что можно говорить о том, как вещество распределено вдоль (нулевого!) радиуса и чему равно, скажем, отношение $\rho_c/\bar{\rho}$. Разумеется, это есть неопределенность вида ∞/∞ , но ее можно раскрыть. Эддингтон не готов был принимать такое, и вместо того, чтобы искать эффекты, которые могут снять здесь сингулярность, отвергал без серьезных оснований уравнение состояния *релятивистского* вырожденного электронного газа (2.13)+(2.18), лежащее в основе всей чандрасекаровской теории белых карликов.

При неограниченном увеличении центральной плотности $z_c \rightarrow \infty$ мы имеем $\tilde{\mu}_1(z_c) \rightarrow \tilde{\mu}_1(\infty) = \mu_1$, где $\mu_1 = 2.0182$ — параметр μ_1 из теории политроп для политропы индекса $n = 3$ (см. п. 2.2 Гл. IV и Табл. IV.2.1, с. 184). В итоге из (3.44)+(3.45) получаем следующее выражение для предельной массы M_\diamond чандрасекаровского белого карлика:

$$M_\diamond = \frac{\mu_1}{\mu_e^2} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{c\hbar}{Gm_u^{4/3}} \right)^{3/2} = \frac{\mu_1}{\mu_e^2} \frac{\sqrt{3\pi}}{2} M_\star = \frac{5.823}{\mu_e^2} M_\odot, \quad (3.66)$$

так что

$$M_\diamond = 1.456 M_\odot \quad \text{при } \mu_e = 2. \quad (3.67)$$

Заметим, что при $\mu_e = 2$

$$M_\diamond = \gamma M_\star, \quad (3.68)$$

где

$$\gamma = \mu_1 \frac{\sqrt{3\pi}}{8} = 0.7745, \quad (3.69)$$

и поэтому

$$M_\diamond \approx \frac{3}{4} M_\star. \quad (3.70)$$

Как видим, чандрасекаровская предельная масса — это, можно сказать, ближайший родственник фундаментальной массы M_\star .

Для белых карликов из ^4He и из смеси ^{12}C и ^{16}O в произвольной пропорции $\mu_e = 2$, так что их предельная масса равна приведенному выше значению $1.456M_\odot$. Однако для тех белых карликов, недра которых состоят из более тяжелых ядер, из-за перегруженности этих ядер нейтронами значение μ_e оказывается больше 2. В определенном смысле крайний случай — это белые карлики, недра которых состоят из железа ^{56}Fe . В этом случае мы имеем $\mu_e = 56/26 = 2.15385$, и предельная масса снижается до $1.255M_\odot$. Заметим, впрочем, что белых карликов, состоящих из железа, в природе, по-видимому, нет. Когда говорят о железных белых карликах, имеют в виду состоящие из ^{56}Fe вырожденные ядра звезд большой массы, находящихся на финальном этапе ядерной эволюции.

Мелкое замечание. Только что приведенное значение предельной массы железного белого карлика приводится во всех известных автору серьезных руководствах по физике звезд. Между тем оно не вполне точно. При расчете электронного молекулярного веса следует учитывать, что масса ядра ^{56}Fe заметно меньше $56 m_u$. Она равна 55.9207 а.е.м., и поэтому $\mu_e = 55.9207/26 = 2.15080$, так что предельная масса оказывается немного выше приведенного выше значения $1.255M_\odot$, а именно $1.259M_\odot$.

Почему существует предельная масса, как это понять „на пальцах“? На самом деле простота той аргументации, которой достаточно, чтобы сделать вывод не только о существовании выделенной массы в теории компактных звезд, но и получить ее порядковую оценку, поистине поразительна. Действительно, выражение для гравитационного давления в центре $P_c = c_1 GM^{2/3} \rho_c^{4/3}$ пишется просто из соображений размерности, с точностью до коэффициента пропорциональности c_1 , определяемого структурой конфигурации; он, как можно думать, должен быть порядка единицы (так это и есть; см. с. 119—120 и 192—193). Предположим, далее, что в природе существуют настолько компактные звездные объекты, что в их центре электроны достигают ультрарелятивистского вырождения. Тогда $P_c = C_2 ((c\hbar)/m_u^{4/3}) (\rho_c/\mu_e)^{4/3}$. Как мы убедились в п. 4.1 Гл. III, эта формула также легко получается из размерностных соображений (разумеется, с точностью до значения численного множителя C_2). Приравниваем два приведенных только что выражения для P_c — и существование выделенной массы у компактных самогравитирующих объектов тут же становится очевидным. Более того, если пренебречь отличием численных коэффициентов c_1 и C_2 от единицы, то мы найдем, что эта выделенная масса *по порядку величины* равна

$$\sim \frac{1}{\mu_e^2} \left(\frac{c\hbar}{Gm_u^{4/3}} \right)^{3/2} = \frac{M_\star}{\mu_e^2}. \quad (3.71)$$

Как видим, фундаментальная эдингтоновская масса появилась у нас буквально

но из ничего — из элементарных соображений размерности! И лишь для получения *точного значения* выделенной массы, то есть величины чандрасекаровского предела, нужны значения c_1 и C_2 . Предоставляем читателю убедиться, что если не пренебречь отличием c_1 и C_2 от единицы, то появляющийся дополнительный множитель $(C_2/c_1)^{3/2} = \mu_1 \sqrt{3\pi}/2$ переводит оценку (3.71) в точное значение чандрасекаровской массы (3.66).

Есть один любопытный, но редко отмечаемый результат, касающийся конфигураций с массами, близкими к предельной M_\odot . При $M = M_\odot$ мы имеем дело строго с политропой индекса $n = 3$. Для нее, как видно из полученного нами в свое время просто из размерностей соотношения (см. с. 172)

$$KG^{-1}M^{\frac{1-n}{n}}R^{\frac{n-3}{n}} = c, \quad (3.72)$$

зависимость от R выпадает, и поэтому равновесие имеет место при любом значении радиуса. При этом радиус однозначно определяется центральной плотностью. Согласно (IV.2.22) и (IV.2.21) (с. 192), при $n = 3$ получаем, воспользовавшись значением $\omega_1 = 0.6390$ из Табл. IV.2.4 (с. 193),

$$R = 2.3474 M_\odot^{1/3} \rho_c^{-1/3} = 5.311 \cdot 10^{11} \rho_c^{-1/3} \text{ см.} \quad (3.73)$$

Разумеется, эта формула применима, лишь когда электронный газ является ультрапрелистическим не только в центре конфигурации, но и практически по всей массе объекта. Это означает, что должно выполняться условие $\bar{\rho} = \rho_c/54 \gg \mu_e \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$, или $\rho_c \gg \mu_e 5 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$. Чем выше плотность, тем точнее выполняется формула (3.73). Строгой она становится лишь в пределе $\rho_c \rightarrow \infty$, так как только в этом случае конфигурация становится в точности политропой с $n = 3$. Наконец, учитывая, что согласно (2.5)+(2.6) $\rho_c = \mu_e \rho_1 x_c^3 = \mu_e 9.7393 \cdot 10^5 x_c^3 \text{ г/см}^3$, при $\mu_e = 2$ последняя формула дает

$$R/R_\odot = 3.852 \cdot 10^{-2} x_c^{-1} \quad \text{при } x_c \gg 1. \quad (3.74)$$

Заметим, что этот результат уже был найден у нас ранее — это главный член разложения (3.5).

Комбинируя (3.74) и (3.16), легко получить, что при $M \rightarrow M_\odot$ (и $\mu_e = 2$)

$$R = 9.47 \cdot 10^3 \left(\frac{M_\odot - M}{M_\odot} \right)^{1/2} \text{ км.} \quad (3.75)$$

Отсюда, в частности, следует, что $dR/dM \rightarrow -\infty$ при $M \rightarrow M_\odot$ — факт, бросающийся в глаза при первом же взгляде на Рис. X.3.3.

Получим еще один изящный результат, относящийся к чандрасекаровскому пределу. Чандрасекар его, по-видимому, не заметил, и он был найден лишь

много позже, десятилетия спустя. При приближении массы к предельной радиус стремится к нулю, плотность же, а вместе с ней и энергия Ферми свободных электронов — к бесконечности. Поэтому как гравитационная энергия E_G , так и внутренняя энергия такой конфигурации E_U , равная, очевидно, суммарной кинетической энергии имеющихся в ней электронов, стремятся к бесконечности. Энергия связи конфигурации $E = E_U + E_G$, как уже упоминалось на с. 69, в пределе дает неопределенность $\infty - \infty$. Ее, как мы сейчас увидим, можно раскрыть, что в итоге приводит к следующему красивому результату:

$$E = E_U + E_G \rightarrow -\mathcal{N}_e m_e c^2 \quad \text{при } M \rightarrow M_\odot, \quad (3.76)$$

где $\mathcal{N}_e = M_\odot / (\mu_e m_u)$ — полное число электронов в белом карлике, или лучше сказать в объекте с массой, равной предельной. При $\mu_e = 2$ оно составляет, как легко подсчитать, $8.72 \cdot 10^{56}$, тогда как энергия связи этого объекта E равна $-0.714 \cdot 10^{50}$ эрг. Словесная формулировка (3.76): энергия связи предельной конфигурации (нулевого радиуса!) равна суммарной энергии покоя всех содержащихся в ней электронов.

Переходим к выводу (3.76). Мы имеем

$$E_U = \int_V \bar{E}(x) \frac{\rho}{\mu_e m_u} dV, \quad (3.77)$$

где $\bar{E}(x)$ — средняя кинетическая энергия электронов в ансамбле с безразмерным граничным импульсом x и $\rho / (\mu_e m_u)$ — локальная концентрация электронов. Так как мы имеем дело с объектом экстремально большой плотности, то в качестве $\bar{E}(x)$ можно взять выражение (2.29), относящееся к случаю ультраквантования электронного газа. Поэтому

$$E_U \rightarrow \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \int_V \left(\frac{3}{4} x - 1 + \frac{3}{4} \frac{1}{x} + \dots \right) \rho dV. \quad (3.78)$$

Разобьем интеграл на три, I_1 , $-I_2$ и I_3 , соответственно трем слагаемым в подынтегральном выражении, и рассмотрим сначала первый из них:

$$I_1 = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \frac{3}{4} \int_V x \rho dV. \quad (3.79)$$

Подставив сюда вместо x его выражение через ρ , следующее из (2.5) и (2.6), после сокращений и перегруппировки сомножителей получим

$$I_1 = \frac{3}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{ch}{m_u^{4/3}} \int_V \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{4/3} dV. \quad (3.80)$$

Множитель перед интегралом равен $3K_2$, где K_2 — числовой коэффициент в уравнении состояния ультрапрелиативистского полностью вырожденного электронного газа $P = K_2(\rho/\mu_e)^{4/3}$, см. (4.19), с. 146. Поэтому (3.80) переписывается так:

$$I_1 = 3 \int_V P dV, \quad (3.81)$$

что по привлечении вироильного соотношения

$$E_G + 3 \int_V P dV = 0 \quad (3.82)$$

окончательно дает

$$I_1 = -E_G. \quad (3.83)$$

Вот здесь, как говорится, и зарыта собака: величина $I_1 = -E_G$, расходящаяся при $\rho_c \rightarrow \infty$, при подстановке в выражение для энергии связи конфигурации $E = E_U + E_G$ сокращается с имеющимся там расходящимся членом $+E_G$. В результате оказывается, что

$$E = -I_2 + I_3. \quad (3.84)$$

Интеграл I_2 элементарен:

$$I_2 = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \int_V \rho dV = m_e c^2 \frac{M}{\mu_e m_u} = m_e c^2 \mathcal{N}_e. \quad (3.85)$$

Осталось справиться с I_3 . Мы имеем

$$I_3 = \frac{m_e c^2}{\mu_e m_u} \frac{3}{4} \int_V \frac{1}{x} \rho dV. \quad (3.86)$$

Нам достаточно установить, что $I_3 \rightarrow 0$ при $\rho_c \rightarrow \infty$. Поступая как и в случае с интегралом I_1 , выразим здесь $1/x$ через ρ . В результате окажется, что

$$\int_V \frac{1}{x} \rho dV \propto \int_V \rho^{2/3} dV. \quad (3.87)$$

В предельном случае ультрапрелиативистского газа, с которым мы сейчас имеем дело, $\rho = \rho_c \theta^3$, где θ — функция Эмдена индекса $n = 3$. Поэтому, переходя в последнем интеграле к эмденовским переменным, получаем

$$\int_V \rho^{2/3} dV \propto r_1^3 \rho_c^{2/3} \propto \rho_c^{-1/3}, \quad (3.88)$$

поскольку при $n = 3$ эмденовская единица длины $r_1 \propto \rho_c^{-1/3}$, см. формулу (1.13), с. 176. Итак, мы убедились, что $I_3 \propto \rho_c^{-1/3}$ и, следовательно, стремится

к нулю при $\rho_c \rightarrow \infty$. Осталось подставить найденные I_2 и I_3 в (3.84), перейдя затем к пределу $\rho_c \rightarrow \infty$ — и доказываемый результат — формула (3.76) — получен.

Для тех, кому недостаточно всех этих ∞ , приводим точный результат:

$$\int_V \frac{1}{x} \rho dV = 2 \left(\frac{\pi}{3} \right)^{1/3} \frac{i_{22}}{\mu_1} \frac{m_e c}{h} (\mu_e m_u)^{1/3} M \rho_c^{-1/3}. \quad (3.89)$$

Получите его — это хорошее упражнение. Здесь i_{22} — находимый численно интеграл

$$i_{22} = \int_0^{\xi_1} \theta^2(\xi) \xi^2 d\xi = 4.3267 \quad (3.90)$$

и $\mu_1 = 2.0182$ — уже многократно встречавшийся у нас параметр.

Несколько слов об истории формулы (3.76). Первым ее получил Т. Эмин-Заде в 1959 г. Он опубликовал свой результат в чрезвычайно малодоступном издании — Докладах АН Азербайджанской ССР — и потому он остался незамеченным. Через 4 года формулу (3.76) независимо нашел М. Саведов. Затем она появилась у Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова, в их „Строении и эволюции звезд“ — и прочно вошла в мир. Вывод (3.76) есть и в недавней монографии I.Iben'а (#10 в нашем Списке Литературы), но нам он кажется неубедительным (стремление последнего слагаемого к нулю при $\rho_c \rightarrow \infty$ не доказано).

3.8. Соотношение масса — радиус: наблюдения

Самым известным и в то же время самым ярким и самым близким к нам белым карликом является спутник Сириуса — Сириус В. Весной 2017 г. опубликованы результаты более чем 20-летних его астрометрических измерений, проводившихся на HST (Hubble Space Telescope). Они лишь несколько уточнили параметры системы, полученные ранее (в том числе еще из визуальных микрометрических измерений!). Сириус В — это белый карлик с чисто водородной атмосферой спектрального типа DA2. Он совершает оборот вокруг Сириуса А (спектральный тип A1 V, масса $(2.063 \pm 0.023)M_\odot$) за 50.13 года. Большая полуось орбиты $a = 7.496''$. Самое для нас сейчас интересное — это масса Сириуса В. Она оказалась равна $(1.018 \pm 0.011)M_\odot$ — наибольшая среди всех белых карликов, известных в пределах 20 пк от Солнца. Если считать, что Сириус В — это чандрасекаровский белый карлик, то согласно данным Табл. X.3.2, его радиус должен был бы составлять $\sim 0.0071R_\odot$. На самом деле оказалось, что он равен $R = (0.008098 \pm 0.000046)R_\odot \approx 0.88R_\oplus$ — отличие всего на $\sim 14\%$. Это лежит в пределах той точности, которая обеспечивается уравнением состояния идеального полностью вырожденного электронного газа. Упомянем еще, что измеренное гравитационное красное смещение $v_\Theta = 80.42 \pm 4.82$ км/с. Если же используем

зователь динамически определенную массу и радиус, рассчитанный с найденной по спектру T_{eff} , болометрическому потоку и надежно измеренному параллаксу, то для гравитационного красного смещения получается $v_{\Theta} = 79.8 \pm 1.0$ км/с, в прекрасном согласии с измеренным по спектру.

Резюмируем: **спутник Сириуса — это земной шар с массой Солнца**. Погрешность этого легко запоминающегося утверждения составляет по радиусу $\sim 10\%$, а по массе — всего $\sim 2\%$. Средняя плотность Сириуса В — около 3 тонн в кубическом сантиметре (это прямо по наблюдениям!).

Второй по известности белый карлик — это Процион В. Хотя, как и Сириус В, он был открыт еще Бесселем в середине XIX века, его исследование продвигалось менее успешно, чем в случае с Сириусом В. До недавнего времени его масса и спектр оставались практически неизвестными. В 2015 г. были опубликованы результаты двадцатилетних наблюдений Проциона на HST, впервые позволившие надежно определить период обращения в этой двойной системе (40.84 года), найти массы компонент и получить спектр Проциона В. Его спектральный класс оказался DQZ. Как уже говорилось, это означает, что его атмосфера состоит из практически чистого гелия, с малыми примесями углерода (отсюда буква Q) и более тяжелых элементов — магния и железа (отсюда Z в названии спектрального класса). Сопоставлением наблюданного спектра с рассчитанными по моделям чисто гелиевых атмосфер была определена эффективная температура Проциона В (7740 ± 50) К. По T_{eff} , видимому блеску и параллаксу был определен радиус. По измеренной орбите стандартным образом были найдены массы Проциона А ($(1.478 \pm 0.012)M_{\odot}$) и его спутника. Масса и радиус Проциона В оказались равны, соответственно, $M = (0.592 \pm 0.006)M_{\odot}$ и $R = (0.01232 \pm 0.00032)R_{\odot}$. Согласно данным Табл. X.3.2, чандрасекаровскому белому карлику этой массы отвечает радиус $0.01284R_{\odot}$, в хорошем согласии с полученным из наблюдений (различие всего на 4%). Почти полное совпадение двух значений радиуса — полученного по наблюдениям и рассчитанного по теории Чандрасекара, является случайным и не свидетельствует о ее высочайшей точности.

Еще один „знаменитый“ белый карлик — это 40 Eridani B. Он является компонентом иерархической тройной системы, главный компонент которой, 40 Eri A, интереса для нас не представляет. 40 Eri B является более массивным и более ярким компонентом пары, в которой второй компонент — это звезда главной последовательности спектрального класса M4 V. Поскольку здесь рядом с белым карликом нет яркой звезды, как у Сириуса В и у Проциона В, исследовать этот белый карлик гораздо легче. Он является вторым по яркости белым карликом, уступая только Сириусу В. В 2017 г. появилась работа, в которой существенно уточнены параметры этого белого карлика. К астрометрическим измерениям, проводившимся с середины XIX века, были добавлены результаты измерений за последние более чем 40 лет, что

Таблица X.3.4:
 Основные параметры белых карликов
 в близких визуально-двойных

Звезда	π ('')	a ('')	P (лет)	Sp	T_{eff}	R/R_{\odot}	M/M_{\odot}
Сириус В	0.3789	7.496	50.13	DA2	25 369	0.008098	1.018
Процион В	0.2860	4.3075	40.840	DQZ	7740	0.01232	0.592
40 Eri В	0.2006	6.931	230.09	DA2.9	17 200	0.01308	0.573
Stein 2051 В	0.1810		>1000	DC	7122	0.0114	0.675

позволило, в частности, существенно уточнить орбитальный период 40 Eri В ($P = 230.29 \pm 0.68$ лет). В итоге изменилось значение динамической массы, оказавшееся равным $(0.573 \pm 0.018)M_{\odot}$ (долгое время принималось, что она равна $0.43M_{\odot}$). По новым спектральным наблюдениям были найдены эффективная температура ($T_{\text{eff}} = 17\,200\,K$) и ускорение силы тяжести ($\lg g = 7.96$) в его чисто водородной атмосфере (спектральный класс DA 2.9). Зная видимый блеск и имея надежный гиппарховский параллакс, можно было найти радиус. Он оказался равен $R = (0.01308 \pm 0.00020)R_{\odot}$. Поскольку $g \propto M/R^2$, то, имея радиус, по полученному по спектру $\lg g$ можно найти массу, оказавшуюся равной $(0.565 \pm 0.031)M_{\odot}$, в прекрасном согласии с динамически определенным ее значением, приведенным выше. Далее, по радиусу и динамической массе рассчитывается гравитационное красное смещение. Оно оказывается равно $v_{\text{э}} = 28.2 \pm 0.97$ км/с. Это хорошо согласуется с измеренным значением $(26.5 \pm 1.5$ км/с по одним данным и 25.8 ± 1.4 км/с — по другим).

Наконец, четвертый белый карлик — это Stein 2051 В. Его причисление в визуально-двойным ошибочно (но этому есть исторические причины). Второй, более яркий, но менее массивный компонент этой широкой пары, Stein 2051 А, — это красный карлик M 4.5 V. Он имеет тот же параллакс и собственное движение, что и белый карлик Stein 2051 В, удаленный от нас на 5.52 парсека и являющийся шестым в списке белых карликов — наших ближайших соседей. Угловое расстояние между компонентами этой широкой пары составляет $\sim 10.1''$, орбитальный период $\gtrsim 1000$ лет.

Stein 2051 В имеет спектр типа DC. Атмосфера у него чисто гелиевая. Эффективная температура, полученная сопоставлением данных его широкополосной фотометрии с результатами, даваемыми расчетами моделей атмосфер (см.

с. 416), составляет $T_{\text{eff}} = 7122 \pm 181$ К. По блеску, эффективной температуре и параллаксу находится радиус. Он оказался равен $(0.0114 \pm 0.0004)R_{\odot}$. С массой положение сложнее. До сих пор надежных ее определений не было. В 2017 г. в *Science* опубликована работа, содержащая результат уникального определения массы Stein 2051 В — по измерению на HST отклонения лучей далекой слабой звезды гравитационным полем Stein 2051 В при прохождении его вблизи этой звезды за счет собственного движения.

Если удаленная звезда (источник), гораздо более близкая звезда (линза) и Земля оказались бы строго на одной прямой, то согласно ОТО вокруг звезды-линзы мы увидели бы излучение далекой звезды-источника в виде так называемого *кольца Эйнштейна* с угловым радиусом

$$\theta_{\exists} = \sqrt{\frac{4GM}{c^2 D}} \text{ рад} = 9.0257 \cdot 10^{-2} \sqrt{\pi \mathfrak{M}} \text{ угл. сек.}, \quad (3.91)$$

где M — масса звезды-линзы, D — расстояние до нее и, как всегда, $\mathfrak{M} = M/M_{\odot}$ и π — параллакс в угловых секундах. Если линза слегка смешена относительно далекого источника, вместо кольца видны два его изображения, одно (более яркое) лежит вне кольца Эйнштейна, другое (более слабое) — внутри него. Конtrаст яркости этих двух изображений быстро возрастает при увеличении углового расстояния $\Delta\theta$ между источником и линзой. Когда $\Delta\theta$ заметно пре-восходит радиус кольца Эйнштейна, более слабое изображение видно плохо или его вовсе не видно. В этом случае смещение $\delta\theta$ положения источника, обусловленное отклонением световых лучей гравитационным полем линзы, дается следующим выражением:

$$\delta\theta = \frac{1}{2} \left(\sqrt{(u^2 + 4)} - u \right) \theta_{\exists}, \quad (3.92)$$

где $u = \Delta\theta/\theta_{\exists}$. Из двух последних формул следует, что измерение смещения положения далекого источника при известном угловом расстоянии его от линзы, или лучше в этом случае сказать от *дефлектора*, позволяет найти массу звезды-дефлектора, если расстояние до нее известно. Этот метод в принципе позволяет измерять массы одиночных звезд.

Оговорка „в принципе“ очень существенна. Прохождение близкой звезды из-за ее собственного движения в непосредственной близости от слабой далекой звезды — событие чрезвычайно редкое. Специальное исследование перемещений 5000 звезд с большими собственными движениями относительно далеких звезд „фона“ показало, что в марте 2014 г. все же должно произойти одно такое тесное сближение — белый карлик Stein 2051 В (его видимый блеск в полосе $V=12.4$) пройдет на угловом расстоянии $\sim 0.1''$ от гораздо более слабой далекой звезды с $V=18.3$.

Собственное движение Stein 2051 В равно

$$(\mu_\alpha, \mu_\delta) = (1336.3 \pm 2.5, -1962.6 \pm 2.5) \text{ mas/год},$$

где mas — это угловые миллисекунды (MilliArcSeconds). Собственное движение складывается с обусловленным движением Земли по орбите параллактическим смещением с амплитудой ± 181.5 mas. Поэтому годичная траектория перемещения Stein 2051 В по небу выглядит как слегка волнистая линия. Как только что говорилось, наибольшее сближение дефлектора, то есть Stein 2051 В, с удаленной звездой—источником произошло в марте 2014 г. и составило ~ 100 mas. Если принять, что масса Stein 2051 В, как и у большинства белых карликов, $\sim 0.6M_\odot$, то наибольшее отклонение, обусловленное влиянием гравитационного поля дефлектора, должно составлять ~ 10 mas. Однако наибольшее измеренное гравитационное смещение источника оказалось значительно меньше, всего $\delta\theta \approx 2.1$ mas. Расстояние до дефлектора составляло $\Delta\theta = 462$ mas. При меньших расстояниях излучение Stein 2051 В, гораздо более яркое (примерно в 400 раз в полосе V), полностью заливало излучение источника. Поскольку $u = \delta\theta/\theta_\Theta \gg 1$, из (3.92), заменив $\sqrt{u^2 + 4}$ его разложением $u + 2/u$, находим, что

$$\theta_\Theta = \sqrt{\Delta\theta \cdot \delta\theta}. \quad (3.93)$$

При $\Delta\theta = 462$ mas и $\delta\theta \approx 2.1$ mas находим отсюда, что $\theta_\Theta \approx 31.1$ mas. В действительности измерения на HST продолжались более года, было выполнено несколько серий измерений положения звезды—источника. В результате было найдено, что радиус кольца Эйнштейна $\theta_\Theta = 31.53 \pm 1.20$ mas, а масса Stein 2051 В равна $(0.675 \pm 0.051)M_\odot$.

В Табл. X.3.4 для удобства мы собрали вместе данные об обсуждавшихся только что четырех белых карликах — единственных, для которых можно считать, что для них и масса, и радиус известны действительно надежно. Их положение на плоскости $(\mathfrak{M}, \mathfrak{R})$ полностью согласуется с современными расчетами зависимости *масса–радиус* для белых карликов.

Имеется еще с десяток белых карликов, являющихся компонентами тесных двойных, для которых массы и радиусы также хорошо определены. Во всех случаях это гелиевые белые карлики небольшой массы ($M \sim (0.2 \div 0.3)M_\odot$). Надежно рассчитать эволюционный статус этих белых карликов невозможно, так как в ходе эволюции здесь происходил значительный обмен массой между компонентами.

За более чем 80 лет, прошедших с момента появления классической работы Чандрасекара, в которой впервые была опубликована зависимость масса – радиус, не иссякает поток статей, посвященных уточнению этой зависимости и сравнению теории с данными наблюдений. Буквально только что, 4 июня, сразу после появления в Интернете второго релиза данных проекта Гея (*Gaia Data*

Ralease II, 25 апреля 2018 г.) в Monthly Notices была направлена очередная посвященная этому большая статья. Констатировано — в который уже раз — полное согласие теории и наблюдений.

3.9. Немного истории

История создания изложенной выше теории Чандрасекара весьма поучительна и о ней стоит сказать несколько слов. Один из корифеев теоретической физики 1920-х годов А. Зоммерфельд во время своего посещения Индии прочитал в Мадрасском университете небольшой курс лекций. В числе его слушателей был только что окончивший этот университет 18-летний Субраманьян Чандрасекар. По-видимому, именно эти лекции и личное общение с Зоммерфельдом пробудили интерес Чандрасекара к вырожденному газу и белым карликам. Вскоре он отплыл на пароходе в Англию, чтобы продолжить образование в Кембридже. Его ментором должен был стать (и ненадолго стал) Р. Фаулер, который в 1926 г., всего несколькими месяцами спустя после создания статистики Ферми–Дирака, говоря словами Чандрасекара, „сделал основное открытие, что электронный ансамбль в белых карликах должен быть вырожденным“. На пароходе по пути в Англию в 1930 г. Чандрасекар открыл существование верхнего предела массы белых карликов и нашел его численное значение (последнее стало возможно потому, что у него с собой была книга Эддингтона „*The Internal Constitution of the Stars*“, где имелись необходимые для этого численные данные для политропы с $n=3$). Однако неоднократные попытки Чандрасекара опубликовать этот свой замечательный результат неизменно оканчивались провалом. Рецензенты — сначала из Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (MN), а потом и из Astrophysical Journal (ApJ) — отклоняли статью, так как считали абсурдом, что радиус конфигурации предельной массы равен нулю. В конце концов Чандрасекар написал в редакцию ApJ письмо, настаивая, чтобы ему или указали на конкретную ошибку в его статье, или опубликовали ее. Это возымело действие, и наконец в 1931 г. статья увидела свет. (Один из учеников Чандрасекара рассказал мне, что когда в 1950-е годы он стал главным редактором ApJ, то поднял архив редакции, чтобы узнать, кто же был рецензентом, блокировавшим публикацию. Это не легенда — много лет спустя я решился спросить Чандрасекара, правда ли это, и получил от него положительный ответ. Кто был рецензентом он не сказал, а я, естественно, спрашивать не стал). В борьбе за право опубликовать свой результат, значение которого Чандрасекар ясно понимал, хотя и не мог, конечно, в полной мере представлять того огромного влияния, которое это открытие оказалось и продолжает оказывать на астрофизику, он отправился в Копенгаген к Бору. И Бор, и Паули устно подтвердили ему, что результат верен, но от публичной полемики с Эддингтоном уклонились — ранний пример того, что теперь называется политкорректностью.

Это еще далеко не конец истории. В 1934 г. Чандрасекар приехал в Советский Союз и во время этого визита как-то посетовал В.А. Амбарцумяну, что его результат боги английской астрофизики, и первый из них — Эддингтон — не хотят принимать. "Ambartsumian suggested investigating the problem in greater detail ... and working out the exact theory. As Chandra recalls, it was this remark of Ambartsumian ... that make him take up the subject again after his return to Cambridge and follow it to its conclusion". (Эта цитата взята из подробной биографии Чандрасекара: K.C. Wali, *Chandra*, University of Chicago Press, 1991, p. 117). Фактически Амбарцумян посоветовал ему рассчитать сетку основанных на его теории моделей белых карликов разных масс и убедиться, что радиус стремится к нулю при приближении массы к максимально возможной. Вернувшись в Англию, Чандрасекар с головой погрузился в соответствующие расчеты, требовавшие огромного труда. Сильно сокращавший время расчетов какой-то специальный калькулятор ему достал — кто бы вы думали? — Эддингтон! В следующем, 1935 г. детальная теория и результаты расчетов были опубликованы в MN. (Трудно избавиться от впечатления, что этот ранний совет Амбарцумяна, оказавшийся столь важным для Чандрасекара, повлиял на то, сколь внимательно Чандрасекар следил потом за работами Амбарцумяна, пока тот продолжал заниматься теоретической астрофизикой).

Но и это еще не всё. Через несколько месяцев после того, как в 1931 г. в ApJ вышла, наконец, статья Чандрасекара про предельную массу белых карликов — не только ее существование, но и численное значение — в частности тот же результат опубликовал Л.Д. Ландау (Phys. Zs. Soviet. **1**, 285, 1932).

Дальнейшие сведения, имеющие отношение к созданию теории белых карликов, в частности, историю открытия использовавшегося Чандрасекаром (но отвергавшегося Эддингтоном!) уравнения состояния полностью вырожденного электронного газа, см. в статье Д.Г. Яковleva, УФН, **164**, № 6, 653, 1994.

4. ЗА ПРЕДЕЛАМИ ТЕОРИИ ЧАНДРАСЕКАРА

В обоих предельных случаях — при малых массах (формально при $M \rightarrow 0$) и при $M \rightarrow M_\diamond$ — теория Чандрасекара фактически неприменима. Действительно, в первом случае, как мы видели ранее, $R \rightarrow \infty$ при $M \rightarrow 0$ (см. формулу (??), с. ??), что на самом деле явно не так. Во втором случае, как подробно обсуждалось в п. 3.7, по теории Чандрасекара $\rho \rightarrow \infty$ при $M \rightarrow M_\diamond$, что также невозможно. С того, как в действительности обстоит дело в этом последнем случае, мы и начнем.

4.1. Чандрасекаровский предел: уточнения

При приближении массы чандрасекаровского белого карлика к предельно возможной его радиус стремится к нулю, а гравитационный потенциал на его поверхности неограниченно возрастает. Казалось бы, это однозначно свидетельствует о том, что ньютоновская теория тяготения здесь не годится, и нужно пользоваться эйнштейновской теорией гравитации (ОТО). В действительности это и так, и не так. Чтобы „побороть“ сингулярность, на самом деле требуется сделать лишь небольшое уточнение модели Чандрасекара — учесть вклад энергии электронов в массу. Хотя еще в 1971 г. это мимоходом отмечали Я.Б. Зельдович и И.Д. Новиков в своей книге „Теория тяготения и эволюция звезд“, тем не менее этот факт мало кому известен. До 2018 г. соответствующие количественные данные в литературе, по-видимому, отсутствовали. Поэтому приведем их здесь, а потом поясним, как производился расчет (выполненный А.В. Дементьевым, СПбГУ).

Будем называть белый карлик *квазичандрасекарским*, если считается, что электронный газ идеальный, как и в теории Чандрасекара, но учтен вклад энергии электронов в массу, так что $\rho = \rho_i + \rho_e$, где ρ_i — плотность, создаваемая ионами и ρ_e — плотность, порождаемая энергией электронов (согласно знаменитой формуле $E = mc^2$, так что $E/c^2 = m$). Гравитация трактуется классически, по Ньютону. При $\mu_e = 2$ предельно возможная, или критическая масса M'_\diamond такого белого карлика, его радиус R' и центральная плотность ρ'_c равны

$$\text{Ньютон, } \rho = \rho_i + \rho_e$$

$$M'_\diamond = 1.4358 M_\odot,$$

$$R' = 1.0528 \cdot 10^{-3} R_\odot = 732.2 \text{ км},$$

$$\rho'_c = 7.232 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3.$$

Убедимся, что для квазичандрасекарского белого карлика критической массы еще вполне применима ньютоновская гравитация. Для него скорость

убегания $v_e = (2GM'_\diamond/R')^{1/2}$ составляет всего около 8% скорости света, а радиус в ~ 170 раз больше шварцшильдовского радиуса, отвечающего его массе и равного $2GM'_\diamond/c^2 = 4.24$ км.

Приведенные только что значения критических параметров белого карлика получены путем численного решения ньютоновского уравнения гидростатического равновесия (2.42) (с. 430), в котором плотность, обусловленная массой покоя ионов ρ_i и даваемая известным нам выражением (см. (2.5) — (2.6), с. 419)

$$\rho_i = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 \mu_e m_u x^3 \equiv \mu_e \rho_1 x^3, \quad (4.1)$$

заменена на $\rho = \rho_i + \rho_e$, где ρ_e — вклад энергии электронов в массу. Согласно (2.27) и (2.30) (с. 423), средняя энергия электрона (кинетическая + энергия покоя) в ансамбле с безразмерным граничным импульсом Ферми x равна

$$\bar{E}_e + m_e c^2 = m_e c^2 3f(x), \quad (4.2)$$

где

$$f(x) = \frac{1}{x^3} \int_0^x \sqrt{1+y^2} y^2 dy = \frac{1}{8x^3} \left(x(1+2x^2)\sqrt{1+x^2} - \ln \left(x + \sqrt{1+x^2} \right) \right). \quad (4.3)$$

Умножив ее на концентрацию электронов, равную $\rho_i/(\mu_e m_u)$, и поделив результат на c^2 , получим

$$\rho_e = 8\pi \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 m_e x^3 f(x) \equiv \rho_i \frac{3m_e}{\mu_e m_u} f(x). \quad (4.4)$$

Поэтому значение ρ в правой части уравнения гидростатического равновесия белого карлика (2.42) составляет

$$\rho = \rho_i + \rho_e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 \mu_e m_u x^3 \left(1 + \frac{3m_e}{\mu_e m_u} f(x) \right) \equiv \rho_i \left(1 + R f(x) \right), \quad (4.5)$$

где

$$R = \frac{3m_e}{\mu_e m_u} = \frac{1}{\mu_e} 1.646 \cdot 10^{-3}. \quad (4.6)$$

Подробности численного решения получающегося в результате уравнения гидростатического равновесия квазичандraseкаровского белого карлика мы опускаем, ограничившись формулировкой приведенных выше конечных результатов. Стоит, пожалуй, добавить, что при плотностях порядка $10^6 \div 10^7$ г/см³ и $\mu_e = 2$ отношение ρ_e к ρ_i , равное

$$\frac{\rho_e}{\rho_i} = R f(x), \quad (4.7)$$

при $\mu_e = 2$ составляет всего $\sim 5 \cdot 10^{-4}$. И даже при приведенной выше критической плотности $\rho'_c \sim 7.2 \cdot 10^{10}$ г/см³ оно все еще малоб, $\rho_e/\rho_i \sim 7 \cdot 10^{-3}$ (проверьте!). Но и этой небольшой добавки достаточно, чтобы сингулярность исчезла. (Забегая далеко вперед, заметим, что для вещества нейтронных звезд, в отличие от белых карликов, вклад в массу, даваемый кинетической энергией свободных нейтронов, может оказываться не только того же порядка, что и вклад, даваемый их массой покоя, но даже превосходить его. Последнее имеет место, когда нейтронный газ релятивистский).

Причина того, почему вблизи чандraseкаровского предела у белых карликов возникает неустойчивость, которой обусловлено существование критической массы, состоит в следующем. В этом случае электронный газ сильно релятивистский, и поэтому показатель адиабаты $\bar{\gamma}$, усредненный по всей массе конфигурации, близок к критическому значению $\gamma = 4/3$. Даже малые поправки могут сделать $\bar{\gamma} < 4/3$, когда устойчивое равновесие невозможно.

Приведем расчет показателя адиабаты идеального вырожденного электронного газа при учете вклада в массу, даваемого энергией электронов. Мы имеем

$$\gamma = \frac{d \ln P}{d \ln \rho} = \frac{\rho}{P} \left(\frac{dP}{dx} \middle/ \frac{d\rho}{dx} \right). \quad (4.8)$$

Введя сюда P из (2.13) – (2.15) и ρ из (4.5) – (4.6), получим

$$\gamma = \frac{x^3 + R \int_0^x \sqrt{1+y^2} y^2 dy}{F(x)} \frac{x^4}{\sqrt{1+x^2}} \frac{1}{3x^2 + Rx^2 \sqrt{1+x^2}}. \quad (4.9)$$

Здесь члены, пропорциональные R , учитывают вклад энергии электронов в массу. Поэтому при $R = 0$ эта формула переходит в (2.32), как это и должно быть.

Нас интересуют значения показателя адиабаты при высоких плотностях, когда $x \gg 1$. Выполнив в (4.9) очевидные разложения при больших x и удержав по два члена, а также учитя (2.22) (с. 422), после простой, но довольно длинной выкладки получим

$$\gamma = \frac{4}{3} \left(1 + \frac{1}{2x^2} - \frac{1}{12} Rx + \dots \right). \quad (4.10)$$

Появляющимися в ходе расчета членами, пропорциональными $R^2 x^2$ и R/x , можно пренебречь, так как из-за малости коэффициента R при интересующих нас значениях x они существенно меньше $1/(2x^2)$. Тем более пренебрежим и член, пропорциональный R^2 .

Первые два члена в скобке в (4.10) — это уже знакомое нам выражение (2.34) для γ в плотном ($x \gg 1$) вырожденном электронном газе, третий же член отражает влияние энергии электронов на термодинамические параметры газа.

Из последней формулы видно, что существует такое значение x — обозначим его x_0 — при котором показатель адиабаты становится равен $4/3$. Согласно (4.10), значение x_0 определяется так:

$$\frac{1}{2x_0^2} = \frac{1}{12} Rx_0, \quad (4.11)$$

откуда при $\mu_e = 2$ имеем

$$x_0 = (6R^{-1})^{1/3} = 19.4. \quad (4.12)$$

Этому значению x_0 отвечает плотность

$$\rho_0 = 2\rho_1 x_0^3 \sim 1.5 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3. \quad (4.13)$$

При больших плотностях γ оказывается меньше $4/3$. В частности, как было сообщено выше, плотность в центре квазичандraseкаровского белого карлика предельной массы с $\mu_e = 2$ составляет $\rho'_c \sim 7.2 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$, что в 5 раз больше критического значения ρ_0 . Поэтому неудивительно, что усредненное (с надлежащим весом) по всей конфигурации значение показателя адиабаты $\bar{\gamma}$ для объекта с M'_\odot оказывается равным критическим $4/3$, и он находится на границе устойчивости. При больших массах устойчивых равновесных конфигураций нет.

После только что сказанного вряд ли будет неожиданным, что несмотря на то, что гравитационное поле для критического квазичандraseкаровского белого карлика слабое ($v_e \ll c$), поправки, появляющиеся при переходе от ньютонаской гравитации к ОТО, оказываются существенными — мы находимся близ порога устойчивости. В ОТО в сферически-симметричном случае гидростатическое равновесие определяется уравнением Толмена–Оппенгеймера–Волкова (ТОВ, уравнение (II.1.33), с. 58):

$$\frac{dP}{dr} = -G \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right) \frac{\left(M_r + 4\pi r^3 \frac{P}{c^2} \right)}{r^2 \left(1 - \frac{2GM_r}{c^2 r} \right)}. \quad (4.14)$$

Если, как и в теории Чандraseкара, считать, что давление создается полностью вырожденным идеальным электронным газом, то наибольшая возможная масса белого карлика — его критическая масса — оказывается ниже не только классического предела Чандraseкара $M_\odot = 1.465 M_\odot$, но и его подправленного значения $M'_\odot = 1.436 M_\odot$. Соответствующий расчет на основе уравнения ТОВ (с использованием некоторых приближений, упростивших вычисления) был произведен С.А. Капланом еще в 1949 г. Так впервые было показано, что

сингулярность исчезает. Оказалось, что максимальная масса, при которой еще возможно равновесие, при $\mu_e = 2$ составляет $\sim 1.40 M_\odot$, соответствующая критическая плотность в центре конфигурации $\rho \sim 2.5 \cdot 10^{10}$ г/см³, а минимально возможный радиус близок к 1000 км. Лишь 15 лет спустя Чандрасекар также сумел „избавиться“ от сингулярности (см. ниже).

Сегодня самым простым и надежным способом получения параметров белого карлика, находящегося на границе устойчивости, является прямое численное решение уравнения ТОВ, без введения каких-либо приближений. При использовании уравнения состояния идеального электронного газа и с учетом вклада энергии электронов в массу результаты таковы:

ОТО, $\rho = \rho_i + \rho_e$
при $\mu_e = 2$, то есть в частности для белых карликов из ⁴He и ¹²C,

$$M''_{\diamond} = 1.4154 M_\odot,$$

$$R'' = 1.4794 \cdot 10^{-3} R_\odot = 1028.9 \text{ км},$$

$$\rho''_c = 2.311 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3;$$

при $\mu_e = 2.154$, то есть для белых карликов из ⁵⁶Fe,

$$M''_{\diamond} = 1.2219 M_\odot,$$

$$R'' = 1.3423 \cdot 10^{-3} R_\odot = 933.6 \text{ км},$$

$$\rho''_c = 2.692 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3.$$

Отметим, что для этого критического белого карлика с $\mu_e = 2$ отношение центральной плотности к средней $\rho_c/\bar{\rho} = 37.5$, что существенно меньше значения $\rho_c/\bar{\rho}$ для политропы $n = 3$, равного 54.2. Средняя плотность такого белого карлика ~ 600 тонн/см³, что гораздо больше значений, обычных для наблюдаемых белых карликов ($\bar{\rho} \leq 10$ тонн/см³).

Результаты, хотя и несколько отличающиеся в числах от только что приведенных, но качественно такие же, получаются и в том случае, когда гравитация трактуется согласно ОТО, но вклад энергии электронов в массу не учитывается (предпоследняя строка в Табл. X.4.1).

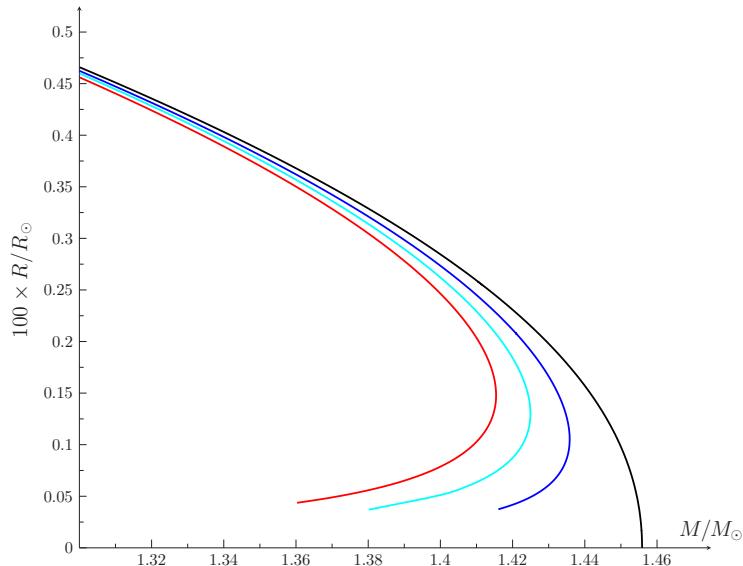
Критические значения параметров белых карликов, очень близкие к только что приведенным, нашли в 1964 г. Чандрасекар и Тупер. В рамках ОТО они рассматривали радиальные колебания квазичандрасекаровских белых карликов. Пользуясь вариационным методом и взяв пробную функцию всего с двумя свободными параметрами, они получили следующие характеристики белого карлика, находящегося на границе устойчивости:

ОТО, $\rho = \rho_i + \rho_e$; Чандрасекар&Тупер

$$M'''_{\diamond} = 1.4176 M_\odot,$$

Таблица X.4.1:
 Физические параметры белых карликов,
 находящихся на границе устойчивости (при $\mu_e = 2$)

Модель	\mathfrak{M}	\mathfrak{R}	$\rho_c, \text{ г/см}^3$	$\rho_c/\bar{\rho}$	$v_{\infty}, \text{ км/с}$
Ньютон, $\rho = \rho_i$	1.4559	0.0000	∞	54.2	∞
Ньютон, $\rho = \rho_i + \rho_e$	1.4358	$1.0528 \cdot 10^{-3}$	$7.232 \cdot 10^{10}$	41.6	868
OTO, $\rho = \rho_i$	1.4249	$1.3011 \cdot 10^{-3}$	$3.555 \cdot 10^{10}$	39.0	697
OTO, $\rho = \rho_i + \rho_e$	1.4154	$1.4794 \cdot 10^{-3}$	$2.311 \cdot 10^{10}$	37.5	609

**Рис. X.4.1:**

Зависимость масса – радиус для белых карликов больших масс.
 Кривые (справа налево): Ньютон+масса только от ионов (классический
 Чандraseкар); Ньютон+масса от ионов и электронов; OTO+масса
 только от ионов; OTO + масса от ионов и электронов.

$$\rho_c''' = 2.328 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3,$$

$$R''' = 1026.7 \text{ км};$$

Получение значений критической массы, радиуса и центральной плотности аналитическими средствами — весьма непростая задача, которой теоретики полвека назад уделили много внимания. Обойтись совсем без вычислений, разумеется, невозможно, но их удается свести к вычислению ряда интегралов от функций Эмдена индекса $n = 3$. Это достигается так называемым *энергетическим методом*, в основе которого лежит приближение, состоящее в том, что при использовании ОТО белый карлик критической массы близок к политропе индекса $n = 3$. Параметры такого белого карлика (идеальный электронный газ, $\mu_e = 2$):

Энергетический метод

$$M_{cr} = 1.415 M_\odot,$$

$$\rho_c^{cr} = 2.738 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3.$$

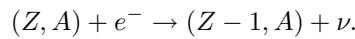
В Табл. X.4.1 приводятся основные параметры белых карликов, находящихся на границе устойчивости при двух трактовках гравитации — по Ньютону и по Эйнштейну — и либо без учета вклада энергии электронов в массу, либо с его учетом. В двух последних столбцах Таблицы даны значения $\rho_c/\bar{\rho}$ и эйнштейновского красного смещения v_3 . **При вычислениях использовались значения физических и астрономических постоянных, приводимые в Приложении 2, с. 520.** Все расчеты были выполнены А.В. Дементьевым.

Заметим, что в литературе имеется ряд работ, в которых приводятся результаты сходных расчетов параметров белых карликов, находящихся на границе устойчивости. Их результаты часто слегка отличаются от приведенных здесь — как правило, в последнем знаке. Что служит причиной этого — неточности вычислений или отличие в используемых значениях постоянных, понять невозможно, так как ничего не говорится о том, какие значения, скажем, гравитационной постоянной G или массы Солнца M_\odot , были использованы.

На Рис. X.4.1 приведены кривые зависимости масса — радиус для белых карликов больших масс ($M/M_\odot \geq 1.3$). Четыре кривые относятся к тем же четырем случаям, что и данные, приведенные в Табл. X.4.1 (справа налево: Ньютон+масса только от ионов; Ньютон+масса от ионов и электронов; ОТО+масса только от ионов; ОТО+масса от ионов и электронов). Самая правая точка на каждой из кривых соответствует модели с критическими параметрами. Части кривых, расположенные левее и ниже этих экстремальных по массе точек, относятся к неустойчивым моделям, которые в природе не реализуются.

Рассмотренными четырьмя случаями проблема нахождения „реалистичного“ значения чандрасекаровского предела, или точнее предельно возможной массы белых карликов далеко не исчерпывается. Следует еще учесть, во-первых, роль процесса нейтронизации, то есть захватов свободных электронов ядрами в сверхплотном газе и, во-вторых, неидеальность электронного газа, обусловленную кулоновскими взаимодействиями частиц. Начнем с нейтронизации, отложив рассмотрение кулоновских поправок к уравнению состояния до следующего пункта.

Как уже говорилось в Гл. IX (п. 2.3), по достижении некоторой пороговой плотности ρ_β в вырожденном газе появляются электроны с энергией, которой достаточно, чтобы вызвать реакцию обратного β -распада



В результате происходит нейтронизация — один из протонов ядра (Z, A) превращается в нейтрон. Соответствующие пороговые энергии E_β для различных ядер были приведены в Табл. IX.2.2 (с. 410). Процесс нейтронизации определяет предельно возможную плотность в центре белого карлика, а тем самым и его предельную массу M_β . Пороги нейтронизации для гелия и углерода выше приведенного ранее значения критической плотности $2.31 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$, при которой происходит нарушение устойчивости (см. Табл. X.4.1, с. 471). В противоположность этому, для кислорода ^{16}O плотность $\rho_\beta = 1.90 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$ ниже этой критической плотности, и поэтому в принципе могли бы существовать белые карлики, в которых потеря устойчивости была бы обусловлена началом нейтронизации. Здесь употреблено сослагательное наклонение, так как на самом деле учет неидеальности электронного газа снижает критическую плотность, так что процесс нейтронизации едва ли когда-либо определяет потерю устойчивости белых карликов.

4.2. Кулоновские поправки

В теории Чандрасекара предполагается, что положительные заряды распределены в газе однородно. В действительности они сосредо-

точены в ионах с зарядом eZ . Электростатические силы приводят к тому, что средние расстояния между отталкивающимися друг от друга электронами оказываются больше, чем среднее расстояние между электронами и притягивающими их ионами. В итоге отталкивание оказывается слабее, чем притяжение.

Найдем поправку к уравнению состояния холодного электронного газа за счет электростатических взаимодействий. При $T \rightarrow 0$ ионы образуют решетку, и в результате расстояния между ними максимизируются. Разобъем объем на электронейтральные сферические ячейки, в центрах которых находятся ядра с зарядом eZ . Будем считать, что в пределах такой ячейки — сферы Вигнера — Зейтца — электроны распределены равномерно. Найдем энергию электроста-

тического взаимодействия частиц в этой сфере. Радиус ячейки r_0 определяется условием ее электронейтральности

$$\frac{4\pi}{3}r_0^3 N_e = Z, \quad (4.14)$$

где N_e — концентрация электронов. Обозначим через q_e плотность заряда электронов в шаре, так что $q_e (4\pi/3)r_0^3 = -eZ$. Полная энергия электростатического взаимодействия слагается из отрицательной энергии притяжения электронов к ядру

$$E_- = - \int_0^{r_0} \frac{eZ}{r} q_e 4\pi r^2 dr = - \frac{3}{2} \frac{(eZ)^2}{r_0} \quad (4.15)$$

и положительной энергии взаимного отталкивания электронов

$$E_+ = \frac{3}{5} \frac{(eZ)^2}{r_0}. \quad (4.16)$$

Последняя формула — это кулоновский аналог выражения для гравитационной энергии политропы индекса $n = 0$, имеющей равномерное распределение вещества (формула (IV.2.1) с $n = 0$, с. 181). В отличие от политроп, в рассматриваемом сейчас случае мы имеем дело с равномерным распределением не массы, а заряда, и вместо притяжения — с отталкиванием.

Суммарная энергия взаимодействия в расчете на ячейку равна, таким образом,

$$E \equiv E_- + E_+ = - \frac{9}{10} \frac{(eZ)^2}{r_0}. \quad (4.17)$$

Она отрицательна, так что притяжение сильнее, чем отталкивание (отсюда — скрытая теплота плавления). Выразив r_0 в (4.17) через концентрацию электронов N_e из (4.14) и учитя, что в силу их электронейтральности ячейки между собой не взаимодействуют, для объемной плотности энергии кулоновского взаимодействия $e_{\text{кул}}$ получим

$$e_{\text{кул}} = \frac{E}{(4\pi/3)r_0^3} = - \frac{9}{10} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} e^2 Z^{2/3} N_e^{4/3}. \quad (4.18)$$

Поправка к давлению составляет

$$\Delta P_{\text{кул}} = \frac{1}{3} e_{\text{кул}}. \quad (4.19)$$

Само давление ультратрелативистского электронного газа P дается формулами (2.23)+(2.24), где, как всегда, $\rho/\mu_e = m_u N_e$. Поэтому учет электростатического взаимодействия снижает давление в таком газе на множитель

$$C_{\text{кул}} \equiv \frac{P + \Delta P_{\text{кул}}}{P} = 1 - \frac{2^{5/3}}{5} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{e^2}{\hbar c} Z^{2/3} = 1 - 4.56 \cdot 10^{-3} Z^{2/3}. \quad (4.20)$$

На самом деле это выражение дает лишь главный член кулоновской поправки. Старшие члены учитывают неоднородность распределения электронов в пределах сферы Вигнера – Зейтца и другие, менее существенные эффекты. Оказывается, что для ультрарелятивистского полностью вырожденного электронного газа поправка на кулоновское взаимодействие, даваемая (4.20) (с учетом старших членов, которые мы опустили) не зависит от плотности. Окончательный результат сводится к тому, что неидеальность электронного газа, вызванная кулоновскими взаимодействиями, приводит к снижению предельной массы с M_{\diamond} до M_{\diamond}^* , где

$$M_{\diamondsuit}^* = C_{\text{кул}}^{3/2} M_{\diamondsuit}. \quad (4.21)$$

Отношение $M_{\diamond}^*/M_{\diamond}$ для белых карликов из ${}^4\text{He}$ равно 0.991, белые карлики из ${}^{12}\text{C}$ — а их большинство — имеют $M_{\diamond}^*/M_{\diamond} = 0.979$. Наконец, наименьшего значения, равного 0.940, это отношение достигало бы, если бы белый карлик состоял из ${}^{56}\text{Fe}$.

Эти числа полезно сравнить с тем, что дает учет поправок, обусловленных трактовкой гравитации не по Ньютону, а согласно ОТО.

????? Как говорилось ранее (см. с. 471) ??????

ОТО+Кулон

гелий 1.4081 углерод 1.3916 железо 1.1565 1.4154

4.3. От белых карликов к планетам–гигантам

ский состав, должна быть одной и той же. Пока силы гравитации малы по сравнению с электростатическими силами, действующими в обычных твердых телах, мы имеем $\rho = \text{const}$. Эта плотность отвечает нулевому давлению. В этом случае с ростом массы радиус растет: $R \propto M^{1/3}$.

С другой стороны, как мы знаем, для холодных белых карликов малой массы $R \propto M^{-1/3}$, так что у них радиус растет с уменьшением массы. Понятно, что должно существовать критическое значение массы M_{\odot} , отделяющее первую область от второй. Этой массе отвечает наибольший возможный для холодных тел заданного химического состава радиус R_{\odot} .

По одну сторону от M_{\odot} мы имеем тела малой массы, у которых гравитация является второстепенным фактором. Это планеты. По другую сторону лежат тела, в которых электростатические кулоновские силы малы по сравнению с гравитацией. Это звезды, конкретно — холодные белые карлики.

Плотность холодных сферических тел достаточно малых масс, находящихся в гидростатическом равновесии под действием самогравитации и имеющих одинаковый химиче-

и той же. Пока силы гравитации малы по сравнению с силами, действующими в обычных твердых телах, плотность отвечает нулевому давлению. В этом случае получаем: $R \propto M^{1/3}$.

Грубую оценку R_{\oplus} можно получить, приравнивая массы однородного сферического тела с $\rho = \text{const}$ и белого карлика малой массы с $R \propto M^{1/3}$. Формулу (3.32) при $\mu_e = 2$ можно переписать в виде $M = A/R^3$, где $A = 1.392 \cdot 10^{60}$ (здесь масса — в граммах). Сказанное только что дает следующее соотношение для получения оценки R_{\oplus} :

$$\frac{4\pi}{3} R_{\oplus}^3 \rho = \frac{A}{R_{\oplus}^3}.$$

Если считать, что мы имеем дело с телами из углерода, то можно принять $\rho \approx 2.5 \text{ г/см}^3$ (графит). Тогда из последней формулы находим, что $R_{\oplus} \approx 71000 \text{ км}$. Понятно, что это лишь верхняя оценка максимального размера холодного шара из чистого углерода. Несколько она точна, можно будет сказать лишь после детальных расчетов. Забегая вперед, сообщим, что она завышает R_{\oplus} почти втрое.

Согласно (II.2.35) (с. 78), мы имеем

$$P = \frac{2}{3} e_{\text{кин}} + \frac{1}{3} e_{\text{кул}}. \quad (4.22)$$

Здесь первое слагаемое — это давление идеального полностью вырожденного (то есть холодного, $T = 0$) нерелятивистского электронного газа

$$\frac{2}{3} e_{\text{кин}} = P_{\text{ид}} = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{\hbar^2}{m_e} N_e^{5/3}, \quad (4.23)$$

а второе — кулоновская поправка к давлению

$$\frac{1}{3} e_{\text{кул}} = \Delta P_{\text{кул}} = -\frac{3}{10} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/3} e^2 Z^{2/3} N_e^{4/3}. \quad (4.24)$$

В чандрасекаровских моделях принимается, что $P = P_{\text{ид}}$. Поэтому они применимы, только пока

$$|\Delta P_{\text{кул}}| \ll P_{\text{ид}}. \quad (4.25)$$

Пользуясь (4.23) и (4.24) и учитывая, что $N_e = \rho / (\mu_e m_u)$, последнее неравенство дает следующий критерий применимости чандрасекаровской теории к самогравитирующем телам малой плотности:

$$\rho \gg \frac{\mu_e}{2\pi^3} \frac{m_u}{r_1^3} Z^2 = 0.18 \mu_e Z^2 \text{ г/см}^3, \quad (4.26)$$

где $r_1 = \hbar^2 / (m_e e^2) = 0.529 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ — радиус первой боровской орбиты. Ранее было показано (формула (3.32), с. 443), что при $\mu_e = 2$ средняя плотность белого карлика малой массы (политропа индекса $n = 3/2$) дается следующим выражением:

$$\bar{\rho} = 2.120 \cdot 10^4 \mu_e^5 \mathfrak{M}^2 \text{ г/см}^3. \quad (4.27)$$

Таблица X.4.2:

Наибольший радиус и соответствующие ему масса
и средняя плотность холодных сферических тел
разного химического состава

Элемент	$10^2 \times R_{\oplus}$	$10^3 \times M_{\oplus}$	$\bar{\rho}_{\oplus}$, г/см ³
H	11.71	3.16	2.8
He	5.13	1.12	12
C	3.94	2.24	52
Fe	2.44	5.89	572

Поскольку нас интересуют сейчас лишь порядки величин, в (4.26) в качестве плотности можно взять $\bar{\rho}$. Комбинируя тогда (4.27) и (4.26), получим окончательно следующий критерий применимости теории Чандрасекара со стороны малых масс:

$$M \gg 0.728 \cdot 10^{-3} Z. \quad (4.28)$$

Для белого карлика из ^{12}C имеем поэтому $M \gg 4.37 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$. Пока это неравенство выполняется, с уменьшением массы радиус растет $\propto M^{-1/3}$. По достижении массы порядка $4 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$ рост радиуса замедляется.

5. ЭНЕРГЕТИКА БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

5.1. Пролог

Хотя белые карлики неизменно называют конечным продуктом звездной эволюции, на самом деле это совсем не так. Раз белые карлики светят, расходуя на это энергию, значит, они должны из-за этого эволюционировать. Их эволюция по сути дела сводится к простому остыванию недр и наружных слоев белого карлика. Однако, как мы вскоре убедимся, эта эволюция может занимать даже больше времени, чем ядерная эволюция породивших их звезд.

Белые карлики являются продуктом эволюции звезд асимптотической ветви гигантов. После сброса наружных слоев при тепловых вспышках в двойном водородно–гелиевом слоевом источнике и отделения планетарной туманности обнажившееся ядро звезды становится белым карликом. При рождении его эффективная температура очень высока, более $\sim 150\,000$ К, и он остывает очень быстро. По мере падения температуры темп остывания уменьшается. Когда эффективная температура снизится до ~ 4000 К, вещество недр белого карлика начинает кристаллизоваться, и в конце концов весь белый карлик превращается в гигантский кристалл. Он продолжает остывать примерно так же, как остывает бульдожник. Окончательно охладившись, этот макробульдожник превращается в несветящееся тело — черный карлик. Впрочем, вряд ли черные карлики сегодня существуют в природе — Вселенная еще слишком молода, чтобы белые карлики успели в них превратиться.

5.2. Строение невырожденной оболочки

Прежде всего рассмотрим строение наружных слоев звезды (не обязательно белого карлика), состоящих из невырожденного газа. Считаем, что масса такой оболочки мала по сравнению

с массой звезды M . Поэтому уравнение механического равновесия принимает вид

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM}{r^2}. \quad (5.1)$$

Примем, далее, что перенос энергии в этой оболочке осуществляется излучением. Поток энергии в ней $H = L/(4\pi r^2)$, где L — светимость. Уравнение переноса тепла имеет тогда вид (см. с. 218)

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\kappa\rho}{4acT^3} \frac{L}{4\pi r^2}, \quad (5.2)$$

где κ — непрозрачность (в $\text{см}^2/\text{г}$). Для нее мы примем крамерсовское приближение

$$\kappa = \kappa_0 \frac{\rho}{T^{7/2}}, \quad (5.3)$$

в котором

$$\varkappa_0 = 4.34 \cdot 10^{24} Z(1 + X) \text{ см}^2/\text{г.} \quad (5.4)$$

Здесь X и Z – весовые доли водорода и тяжелых элементов соответственно. Такое представление непрозрачности предполагает, что она вызывается фотоионизацией тяжелых элементов.

Воспользовавшись тем, что $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$, можем представить κ в виде

$$\kappa = \varkappa_0 \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} P T^{-9/2}. \quad (5.5)$$

Поделив почленно (5.1) на (5.2) и подставив в получающееся уравнение κ из (5.5), получим

$$P dP = \frac{16\pi ac \mathcal{R}^* G}{3\varkappa_0 \mu} \frac{M}{L} T^{15/2} dT. \quad (5.6)$$

Интегрируя это вглубь от поверхности, где T и P считаем равными нулю, извлекая корень из получающегося результата, заменяя образующееся таким образом слева P на $P = (\mathcal{R}^*/\mu) \rho T$ и сокращая на T , окончательно находим, что

$$\rho = \left(\frac{64\pi ac G \mu}{51\varkappa_0 \mathcal{R}^*} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{L} \right)^{1/2} T^{13/4} = 16.4 \sqrt{\frac{\mu}{Z(1+X)}} \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \right)^{1/2} T_7^{13/4}. \quad (5.7)$$

Как видим из этой формулы, строение наружных слоев звезд с лучистым (не конвективным) переносом тепла аппроксимируется политропой.

В тех слоях, где выполняется (5.7), зависимость температуры от r дается следующей простой формулой:

$$T(r) = \frac{4}{17} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R} \left(\frac{R}{r} - 1 \right). \quad (5.8)$$

Она получается, если подставить (5.3) в (5.2), затем в правую часть ввести ρ^2 , следующее из (5.7), и результат проинтегрировать.

5.3. Остыивание белых карликов

Состоит в следующем.

В основе рассмотрения энергетики белых карликов лежит их простейшая модель, ныне ставшая классической. Ее основные предположения состоят в следующем.

Большая часть массы белого карлика – это изотермический газовый шар, поддерживаемый давлением полностью вырожденного электронного газа. Изотермический он потому, что теплопроводность сильно вырожденного электронного газа велика, и любые неоднородности температуры ионной компоненты

газа очень быстро выравниваются. Снаружи имеется тонкая газовая оболочка из невырожденного газа. Градиент температуры в ней определяется лучистой теплопроводностью. Эта газовая оболочка играет роль теплоизолятора, регулирующего скорость оттока тепла от горячих внутренних слоев наружу, к гораздо более холодной атмосфере, откуда оно и излучается.

Основное приближение классической теории остывания белых карликов состоит в следующем. Принимается, что существует резкая граница между внутренними слоями, давление в которых у этой границы создается полностью вырожденными нерелятивистскими электронами с $P = K_1(\rho/\mu_e)^{5/3}$, и оболочкой, состоящей из невырожденного газа, в которой давление электронного газа равно $P = (\mathcal{R}^*/\mu_e) \rho T$. Граница определяется условием равенства этих давлений, так что, обозначив плотность и температуру на ней соответственно через ρ_* и T_i , мы имеем

$$K_1 \left(\frac{\rho_*}{\mu_e} \right)^{5/3} = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu_e} \rho_* T_i. \quad (5.9)$$

Введя сюда выражение для K_1 через мировые постоянные (формула (2.21), с. 422)

$$K_1 = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{m_e m_u^{5/3}} \quad (5.10)$$

и $\mathcal{R}^* = k/m_u$, легко получить, что

$$\rho_* = \frac{\pi}{3} \frac{(20m_e k)^{3/2}}{h^3} m_u \mu_e T_i^{3/2}, \quad (5.11)$$

или в числах

$$\rho_* = 2.38 \cdot 10^{-8} \mu_e T_i^{3/2} \text{ г/см}^3. \quad (5.12)$$

По определению T_i , это есть температура ионов не только на (искусственно вводимой!) границе, отделяющей вырожденные недра от невырожденной наружной оболочки, но и во всех вырожденных слоях белого карлика, то есть в основной его массе.

Далее, применим соотношение (5.7) к границе раздела невырожденной оболочки и ядра, где $\rho = \rho_*$ и $T = T_i$, и скомбинируем его с (5.11). Учитывая, что $a = (8\pi^5 k^4)/(15c^3 h^3)$ (см. с. 130), после элементарной выкладки находим

$$\frac{L}{M} = \frac{8\pi^4}{17 \cdot 625} \frac{h^3}{m_e^3 m_u c^2} \frac{G}{\alpha_0} \frac{\mu}{\mu_e^2} T_i^{7/2}, \quad (5.13)$$

так что

$$\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{M}} = \mathfrak{B} \mathfrak{D} T_i^{7/2}, \quad (5.14)$$

где

$$\mathfrak{B} = 1.504 \cdot 10^{-28}, \quad \mathfrak{D} = \frac{\mu}{\mu_e^2 Z(1+X)}. \quad (5.15)$$

Отсюда

$$T_i = (\mathfrak{B} \mathfrak{D})^{-2/7} \left(\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{M}} \right)^{2/7} = 0.890 \cdot 10^8 \mathfrak{D}^{-2/7} \left(\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{M}} \right)^{2/7} \text{ К.} \quad (5.16)$$

Согласно (5.16), светимость белого карлика — это термометр, измеряющий температуру ионов его изотермического вырожденного ядра. Этой температурой одновременно определяется и плотность на внутренней границе невырожденной наружной оболочки белого карлика, даваемая формулой (5.12).

При $Z = 0.1$ и $X = 0$ мы имеем $\mu = 1.379$ и $\mathfrak{D} = 3.448$, так что (5.16) дает

$$T_i = 6.25 \cdot 10^7 \left(\frac{\mathfrak{L}}{\mathfrak{M}} \right)^{2/7} \text{ К.} \quad (5.17)$$

Значения температуры ионов T_i в недрах углеродных белых карликов различной светимости с $\mathfrak{M} = 0.6$, а также плотности ρ_* у основания их наружных невырожденных оболочек, даваемые формулой (5.12), приведены в Табл. X.5.1. Стока с $\mathfrak{L} = 10^2$ в этой таблице относится к объекту с $T_{\text{eff}} \sim 150\,000$ К, который является промежуточным между ядром планетарной туманности и рождающимся из него белым карликом. Последние две строки таблицы, как мы вскоре узнаем, являются „лишними“, так как белых карликов с $\mathfrak{L} = 10^{-4.5}$, а тем более с $\mathfrak{L} = 10^{-5}$ в окрестностях Солнца не обнаружено, и вряд ли они вообще существуют, во всяком случае в галактическом диске. Тем не менее приводимые в этих строках данные оказываются полезны при обсуждении границ применимости излагаемой ниже теории остывания белых карликов.

Прежде чем переходить непосредственно к обсуждению остывания белых карликов, убедимся, что толщина их невырожденных наружных слоев мала по сравнению с радиусом. Пусть r_* — значение радиуса, при котором температура в оболочке достигает T_i . Согласно (5.8), мы имеем

$$T_i = \frac{4}{17} \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{GM}{R} \left(\frac{R}{r_*} - 1 \right) \approx 5.4 \cdot 10^6 \mu \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{R}} \frac{R - r_*}{R}. \quad (5.18)$$

Отсюда следует, что при $T_i \sim (10^6 \div 10^7)$ К, то есть, согласно данным Табл. X.5.1, при $\mathfrak{L} \lesssim 10^{-2}$, толщина невырожденной „кожуры“ белого карлика составляет не более нескольких процентов его радиуса, или $\sim 10^{-4} R_\odot \sim 10^7$ см. Градиент температуры в этой „кожуре“, обволакивающей изотермическое ядро белого карлика с температурой $\sim 10^7$ К, поистине колossalен, ~ 1 К/см. Это на четыре порядка больше, чем в недрах Солнца: $1.5 \cdot 10^7 \text{ К} / 7 \cdot 10^{10} \text{ см} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ К/см}$.

Таблица X.5.1:

Остыивание углеродного
белого карлика с $\mathfrak{M} = 0.6$

\mathfrak{L}	$T_i, \text{ К}$	$\rho_*, \text{ г/см}^3$	$\tau, \text{ лет}$
10^2	$2.70 \cdot 10^8$	$2.11 \cdot 10^5$	—
1	$7.23 \cdot 10^7$	$2.93 \cdot 10^4$	$2.96 \cdot 10^6$
10^{-2}	$1.94 \cdot 10^7$	$4.07 \cdot 10^3$	$7.95 \cdot 10^7$
10^{-3}	$1.00 \cdot 10^7$	$1.52 \cdot 10^3$	$4.06 \cdot 10^8$
10^{-4}	$5.20 \cdot 10^6$	$5.66 \cdot 10^2$	$2.11 \cdot 10^9$
$10^{-4.5}$	$3.75 \cdot 10^6$	$3.46 \cdot 10^2$	$4.85 \cdot 10^9$
10^{-5}	$2.70 \cdot 10^6$	$2.11 \cdot 10^2$	$1.10 \cdot 10^{10}$

Из формулы (5.16) видно, что уменьшение светимости свидетельствует об охлаждении недр белого карлика. Сейчас мы рассмотрим этот процесс более подробно. Это позволит сделать важные выводы об эволюции белых карликов и получить оценки не только их возрастов, но даже возраста диска Галактики.

Время остывания недр белого карлика до достижения температуры T_i , которое мы сейчас будем находить, не следует путать со временем высвечивания тепловой энергии ионов при постоянной светимости (кельвиновское время для белых карликов, см. ниже).

Так как ионный газ не вырожден, мы имеем, очевидно,

$$L = -\frac{3}{2} \frac{M \mathcal{R}^*}{A} \frac{dT_i}{dt}, \quad (5.19)$$

где A — атомный вес ионов ($A = 12$ для ^{12}C и т. д.). Из (5.16) находим

$$\frac{dT_i}{dt} = (\mathfrak{B} \mathfrak{D})^{-2/7} \frac{2}{7} \frac{\mathfrak{L}^{-5/7}}{\mathfrak{M}^{2/7}} \frac{d\mathfrak{L}}{dt}. \quad (5.20)$$

Подставляя это в (5.19), получаем

$$\mathfrak{L} = -\frac{3}{7} \frac{M_\odot}{L_\odot} \mathcal{R}^* A^{-1} (\mathfrak{B} \mathfrak{D})^{-2/7} \mathfrak{M}^{5/7} \mathfrak{L}^{-5/7} \frac{d\mathfrak{L}}{dt}. \quad (5.21)$$

Поскольку $\mathfrak{L}^{-5/7-1} d\mathfrak{L} = -7/5 d\mathfrak{L}^{-5/7}$, из (5.21), интегрируя и полагая, что в

начальный момент, при $t = 0$, светимость была \mathfrak{L}_0 , получаем

$$t = \frac{3}{5} \frac{M_\odot}{L_\odot} \mathcal{R}^* A^{-1} (\mathfrak{B} \mathfrak{D})^{-2/7} \left[\left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \right)^{5/7} - \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}_0} \right)^{5/7} \right]. \quad (5.22)$$

Из (5.21) и (5.17) следует, что скорость уменьшения светимости быстро убывает с \mathfrak{L} и T_i , именно,

$$-\frac{d\mathfrak{L}}{dt} \propto \mathfrak{L}^{12/7} \propto T_i^6. \quad (5.23)$$

Поэтому спустя короткое время после начала остывания ($\gtrsim 10^6$ лет) вторым членом в квадратных скобках в (5.22) можно пренебречь по сравнению с первым, и мы приходим к следующему выражению для времени τ , которое требуется белому карлику массы \mathfrak{M} для достижения им светимости \mathfrak{L} из-за остывания его недр:

$$\tau = \frac{3}{5} \frac{M_\odot}{L_\odot} \mathcal{R}^* A^{-1} (\mathfrak{B} \mathfrak{D})^{-2/7} \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \right)^{5/7}. \quad (5.24)$$

Подставив сюда численные значения постоянных и перейдя в измерении времени от секунд к годам (1 год = $3.156 \cdot 10^7$ с), окончательно получаем

$$\tau = 6.06 \cdot 10^6 \left(\frac{A}{12} \right)^{-1} \mathfrak{D}^{-2/7} \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \right)^{5/7} \text{ лет.} \quad (5.25)$$

Это основная формула классической теории остывания белых карликов. Она дает *возраст белого карлика* с известными массой, светимостью и химическим составом его недр (множители A и \mathfrak{D}).

Рассмотрим подробнее, каков возраст белых карликов из ^{12}C , имеющих массу $\mathfrak{M} = 0.6$, определяемый по их светимостям. При принимаемом нами значении $\mathfrak{D} = 3.45$ мы имеем

$$\tau = 4.26 \cdot 10^6 \left(\frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}} \right)^{5/7} \text{ лет.} \quad (5.26)$$

У белого карлика с $\mathfrak{M} = 0.6$ время достижения им светимости $\mathfrak{L} = 10^{-2}$ составляет $\sim 8 \cdot 10^7$ лет. Светимость в $\mathfrak{L} = 10^{-3}$ требует для своего достижения в $10^{5/7} = 5.18$ раз больше времени: $\sim 4 \cdot 10^8$ лет. Чтобы светимость нашего белого карлика опустилась до $\mathfrak{L} = 10^{-4}$, требуется $\sim 2 \cdot 10^9$ лет. Наконец, чтобы светимость упала до $\mathfrak{L} = 10^{-4.5}$, белый карлик должен прожить около $5 \cdot 10^9$ лет. Углеродных белых карликов со светимостью $\mathfrak{L} = 10^{-5}$ в окрестностях Солнца, то есть в диске Галактики, определенно нет.

В последнем столбце Табл. X.5.1 данные о возрасте чисто углеродных белых карликов разной светимости даны с большей точностью, чем только что приводившиеся оценки. В действительности большинство одиночных белых карликов состоит из смеси ^{12}C и ^{16}O . В какой пропорции они находятся, надежно сказать трудно, поскольку сечение реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ известно плохо (см. п. 2.1 Гл. VIII). Обычно принимают, что их концентрации равны, так что $A = 14$. Для учета этого числа, приведенные в последнем столбце Табл. X.5.1, следует умножить на $12/14=0.857$.

Откладывая пока обсуждение подробностей, укажем уже сейчас, что при светимостях $\mathfrak{L} \lesssim 10^{-4}$ изложенная только что теория остывания белых карликов нуждается в серьезных корректировках. Оказывается, что оценки их возрастов, даваемые формулой (5.25), для белых карликов низкой светимости существенно занижены. Так, в окрестностях Солнца белые карлики наименьшей светимости имеют $\mathfrak{L} \approx 10^{-4.3}$. Согласно аккуратной теории охлаждения отсюда следует оценка возраста диска Галактики $\sim 8 \cdot 10^9$ лет.

Формула (5.25) — это стандартное представление основного результата теории остывания белых карликов. Более естественным кажется, однако, иметь выражение, дающее светимость белого карлика в функции его возраста t (в годах). Оно легко получается „обращением“ формулы (5.25):

$$\mathfrak{L} = 3.13 \cdot 10^9 \left(\frac{A}{12} \right)^{-7/5} \mathfrak{D}^{-2/5} \frac{\mathfrak{M}}{t^{7/5}}. \quad (5.27)$$

Согласно этой формуле, светимость белого карлика убывает на одну звездную величину, то есть в $\sqrt[5]{100} = 2.512\dots$ раз, когда время его высыпчивания возрастает в $\sqrt[5]{100} = 1.93$ раза, или примерно вдвое.

Сделаем еще замечание, касающееся изменения кельвиновского времени при остывании белого карлика. Запас тепловой энергии его ионов составляет

$$E_i = \frac{3}{2} \frac{M}{Am_u} kT_i \quad \text{эрг.} \quad (5.28)$$

Если бы светимость белого карлика оставалась постоянной, то согласно (5.28) тепловая энергия ионов могла бы обеспечить его светимость в течение кельвиновского времени τ_K , равного

$$\tau_K = \frac{E_i}{L} = \frac{3}{2} \frac{M_\odot}{L_\odot} \frac{kT_i}{Am_u} \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{L}}. \quad (5.29)$$

Подставляя сюда T_i из (5.16) и сравнивая результат с (5.24), убеждаемся, что

$$\tau_K = \frac{5}{2} \tau. \quad (5.30)$$

Это замечательное своей простотой соотношение показывает, что постепенное остывание недр белого карлика и обусловленное этим уменьшение его светимости вызывает *увеличение* кельвиновского времени. Причина этого очевидна: уменьшение запаса кинетической энергии ионов сопровождается еще более быстрым уменьшением темпа ее расходования.

В заключение этого пункта заметим, что численные коэффициенты в формулах, приведенных здесь, не следует рассматривать как точные. Они могут содержать „ошибки“ в десятки процентов. Во-первых, коэффициент \varkappa_0 в формуле Крамерса (5.3) разные авторы принимают разным (возможность чего подчеркивается у нас наличием в ряде формул множителя \mathfrak{D} в различных степенях). Во-вторых, граница между вырожденным ядром и невырожденной оболочкой также может вводиться по-разному. Например, можно принимать, что она проходит там, где обсуждавшийся в п. 4.1 Гл. III (с. 141) параметр вырождения D равен единице, так что

$$\frac{\rho_*}{\mu_e m_u} = \frac{2(2\pi m_e k T_i)^{3/2}}{h^3}. \quad (5.31)$$

В-третьих, перенос энергии в оболочке может осуществляться не только излучением, но и конвекцией. Самое же главное — сделанное в самом начале этого пункта и по сути дела никак не обоснованное предположение, что единственным источником энергии свечения белых карликов является остывание ионного газа их недр, представляющего собой идеальный газ. Обоснование этого предположения, выяснение его точности и границ применимости см. в следующем пункте.

Историческое замечание. Изложенная выше теория остывания белых карликов известна на Западе как теория Л. Местела, который опубликовал ее в Monthly Notices в 1952 г. Однако за два года до этого в Астрономическом журнале вышла статья С.А.Каплана, в которой впервые было рассмотрено остывание белых карликов и получен основной результат теории их остывания — формула $\tau \propto (M/L)^{5/7}$. Поэтому изложенное выше по справедливости следует называть *теорией Каплана – Местела*.

5.4. Кристаллизация

Средняя энергия взаимодействия двух ионов с зарядом Z равна, очевидно, $(Ze)^2/r_i$, где r_i — среднее расстояние между ионами, определяемое условием $(4\pi/3)r_i^3 N_i = 1$, где $N_i = \rho/(\mu_i m_u)$ — концентрация ионов. Очевидно, что мерой отклонения ионного газа от идеальности служит отношение кулоновской энергии к тепловой энергии иона kT :

$$\Gamma_c = \frac{(Ze)^2}{r_i k T} = 2.7 \cdot 10^{-3} \frac{Z^2 N_i^{1/3}}{T}.$$

При $\Gamma_c \ll 1$ роль кулоновских поправок мала, и газ близок к идеальному. В противоположном предельном случае $\Gamma_c \gg 1$ мы имеем дело с жидкостью или с кристаллом. Детальные расчеты показали, что кристаллизация происходит при $\Gamma_c \approx 170$, так что для температуры плавления T_m последняя формула дает

$$T_m \approx \frac{(Ze)^2}{\Gamma_c k} \left(\frac{4\pi}{3} \frac{\rho}{2Zm_u} \right)^{1/3} = 1.1 \cdot 10^3 Z^{5/3} \rho^{1/3} \text{ K.}$$

Глава XI

КОЕ – КАКАЯ ФИЗИКА

???

? . ? . ????????

1. ТЕРМОДИНАМИКА ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА

1.1. Идеальный невырожденный газ

Все студенты-астрономы в свое время, безусловно, „проходили“ вопросы, излагаемые в первых двух пунктах этого раздела. Однако опыт показывает, что у многих от этого

мало что осталось. Мы не хотим строить все дальнейшее изложение на песке туманных воспоминаний читателя или на зыбкой надежде, что он честно ползет за справками в курсы физики. Поэтому было решено дать сводку самого необходимого, благо на это нужно не так уж много места.

В этом пункте напоминаются основные факты, относящиеся к термодинамике невырожденного газа. Рассмотрим единичную массу такого газа. Пусть ρ — его плотность, $V \equiv 1/\rho$ — удельный объем, то есть объем, приходящийся на единицу массы, T — температура, P — давление. Будем для определенности считать, что газ находится в цилиндре с площадью основания 1 см^2 и высотой, численно равной V . Считаем, что этот цилиндр теплоизолирован, то есть обмена энергией со стенками не происходит. Подведем к нему тепло dQ . В результате газ в объеме нагреется на dT . Коэффициент пропорциональности между dQ и dT в этом случае есть *удельная теплоемкость при постоянном объеме* c_v :

$$dQ = c_v dT, \quad V = \text{const.} \quad (1.1)$$

Будем теперь считать, что одно из оснований нашего цилиндрического объема — это поршень в длинном цилиндре. Тогда, подведя то же тепло dQ и медленно отодвинув поршень, можно добиться того, что давление в газе останется неизменным. Обозначим коэффициент пропорциональности между dQ и приращением температуры в этом случае через c_p , так что $dQ = c_p dT$. Величина c_p есть *удельная теплоемкость при постоянном давлении*. Тепло dQ частично расходуется здесь на нагрев газа (на это уходит энергия $c_v dT$), а частично — на работу $P dV$, совершаемую при перемещении поршня на dV под действием силы давления P . Поэтому

$$dQ = c_p dT = c_v dT + P dV, \quad P = \text{const.} \quad (1.2)$$

Теперь нам понадобится *уравнение состояния идеального газа*, которое считается известным читателю. Его можно записать в разных формах. Мы в нашем курсе чаще всего берем его в виде

$$P = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T. \quad (1.3)$$

Здесь μ — средний молекулярный вес и \mathcal{R}^* — универсальная газовая постоянная:

$$\mathcal{R}^* \equiv k/m_u = 8.314 \cdot 10^7 \text{ эрг/(К· моль)},$$

где $k = 1.381 \cdot 10^{-16}$ эрг/К — постоянная Больцмана и $m_u = 1.661 \cdot 10^{-24}$ г — атомная единица массы (1/12 массы атома ^{12}C). Она очень близка к массе протона m_p и к массе атома водорода m_{H} :

$$m_p = 1.00727 m_u; \quad m_{\text{H}} = 1.008 m_u.$$

В подавляющем большинстве случаев различия между m_u , m_p и m_{H} можно не делать.

Так как $\rho = 1/V$, то уравнение состояния (1.3) можно переписать в виде

$$PV = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} T. \quad (1.4)$$

В термодинамике обычно используется именно эта его форма. Далее, поскольку $\rho = \mu m_u N$, где N — концентрация частиц, то (1.3) эквивалентно следующему:

$$P = NkT. \quad (1.5)$$

Вводя, наконец, число Авогадро

$$N_{\text{A}} \equiv 1/m_u = 6.02214 \cdot 10^{23} \text{ (моль)}^{-1},$$

можем представить (1.4) также в форме

$$PV = (N_{\text{A}}/\mu) kT. \quad (1.6)$$

Согласно уравнению состояния (1.4),

$$P dV + V dP = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} dT.$$

Для изобарического процесса ($P = \text{const}$), очевидно, $dP = 0$, и поэтому

$$P dV = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} dT, \quad P = \text{const}, \quad (1.7)$$

так что (1.2) можно представить также в виде

$$dQ = c_v dT + \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} dT, \quad P = \text{const}. \quad (1.8)$$

Сопоставление (1.1) и (1.8) дает

$$c_p - c_v = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu}. \quad (1.9)$$

Обозначим через U внутреннюю энергию единицы массы газа (размерность — эрг/г). В *одноатомном* идеальном газе каждая частица имеет три степени свободы. Если газ не вырожден, то на одну степень свободы в расчете на частицу приходится энергия $kT/2$. Поэтому $U = (3/2)NkT/\rho$, или, так как $\rho = \mu m_u N$ и $\mathcal{R}^* = k/m_u$, то

$$U = \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} T = \frac{3}{2} PV. \quad (1.10)$$

Помимо трех степеней свободы поступательного движения, всегда имеющихся у частиц идеального газа, в различных температурных областях может оказаться „размороженным“ также то или иное число внутренних степеней свободы, связанных с вращательной и колебательной энергией молекул. Пусть в некоторой (достаточно широкой) области температур частицы газа обладают f степенями свободы. Ясно, что формула (1.10) заменится тогда на следующую:

$$U = \frac{f}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} T. \quad (1.11)$$

Так как давление в идеальном газе целиком обусловлено скоростью переноса импульса пересекающими единичную площадку частицами, то оно не должно зависеть от внутренней (колебательной и вращательной) энергии частиц. Поэтому уравнение состояния и все формулы по (1.9) включительно сохраняют свой вид при любом $f \geq 3$.

Если при подводе тепла объем, занимаемый газом, сохраняется, то это тепло целиком идет на увеличение внутренней энергии газа, то есть $dQ = dU$ при $V = \text{const}$. Из (1.1), (1.11) и (1.9) находим тогда

$$c_v = \frac{f}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu}, \quad c_p = \left(\frac{f}{2} + 1 \right) \frac{\mathcal{R}^*}{\mu}. \quad (1.12)$$

Отношение

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{2}{f} \quad (1.13)$$

называется *показателем адиабаты* газа. При $f = 3$ имеем $\gamma = 5/3$.

Удельная энтропия S (на единицу массы) вводится следующим общим соотношением:

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{P dV}{T}. \quad (1.14)$$

Если состояние системы изменяется медленно (квазистатически), то энтропия является *функцией состояния*. Это означает, что разность энтропий $S_1 - S_2$ в состояниях 1 и 2 не зависит от того, каким образом совершился (квазистатический) переход $1 \rightarrow 2$. Внутренняя энергия U также есть функция состояния, так что, вообще говоря, $U = U(T, V)$ (для идеального газа $U = U(T)$, зависимости от V нет). Поэтому

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV,$$

и выражение (1.14) для dS можно записать в виде

$$dS = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + \frac{P}{T} \right] dV. \quad (1.15)$$

Поскольку S — это функция состояния, то dS — полный дифференциал. Значит, должно выполняться соотношение

$$\frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V \right]_T = \frac{\partial}{\partial T} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + \frac{P}{T} \right]_V,$$

откуда

$$P = T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_V - \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T. \quad (1.16)$$

Напомним, что выражение

$$M(x, y) dx + N(x, y) dy$$

представляет собой полный дифференциал некоторой функции только тогда, когда

$$\frac{\partial M(x, y)}{\partial y} = \frac{\partial N(x, y)}{\partial x}.$$

Применим общую формулу (1.15) к идеальному невырожденному газу. Учитывая (1.11) и (1.13), а также то, что $V = 1/\rho$ и согласно (1.13) $f/2 = (\gamma - 1)^{-1}$, находим

$$dS = (\gamma - 1)^{-1} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{dT}{T} - \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{d\rho}{\rho}. \quad (1.17)$$

Отсюда для удельной энтропии идеального газа получаем

$$S = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \ln \left(\frac{T^{1/(\gamma-1)}}{\rho} \right) + \text{const}, \quad (1.18)$$

что с помощью уравнения состояния (1.3) можно переписать также в форме

$$S = (\gamma - 1)^{-1} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \ln(P/\rho^\gamma) + \text{const}' . \quad (1.19)$$

Значения постоянных интегрирования в (1.18) и (1.19) найти из одних только термодинамических соображений нельзя. Впрочем, для нас это неважно, так как обычно приходится иметь дело лишь с изменениями S , и эти аддитивные постоянные сокращаются.

Процесс, происходящий без обмена энергией с окружающей средой ($dQ = 0$), называется *адиабатическим*. Если он происходит медленно (квазистатически), то энтропия остается постоянной (изэнтропический процесс). В силу (1.18) и (1.19) температура и давление связаны в этом случае с плотностью следующим образом (*уравнения адиабаты*):

$$P/P_0 = (\rho/\rho_0)^\gamma, \quad T/T_0 = (\rho/\rho_0)^{\gamma-1}, \quad (1.20)$$

откуда следует также, что

$$P/P_0 = (T/T_0)^{\gamma/(\gamma-1)} . \quad (1.21)$$

Последние формулы часто записывают в форме

$$\frac{dP}{P} + \gamma \frac{dV}{V} = 0; \quad \frac{dP}{P} - \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{dT}{T} = 0; \quad \frac{dT}{T} + (\gamma-1) \frac{dV}{V} = 0. \quad (1.22)$$

Здесь подразумевается, что изменения состояния происходят адиабатически, с сохранением энтропии: $S = \text{const}$. Поэтому в (1.22) в соответствии с принятыми в термодинамике обозначениями следовало бы писать $(dT/T)_S$ и т. д., а не просто dT/T и т. д., однако для сокращения записи мы этого не делаем. Другая распространенная форма записи (1.22):

$$\left(\frac{d \ln P}{d \ln \rho} \right)_S = \gamma; \quad \left(\frac{d \ln P}{d \ln T} \right)_S = \frac{\gamma}{\gamma-1}; \quad \left(\frac{d \ln T}{d \ln \rho} \right)_S = \gamma - 1. \quad (1.23)$$

1.2. Равновесное излучение

Рассмотрим теперь термодинамические свойства равновесного излучения. У фотонного газа имеются два принципиальных отличия от обычного нерелятивистского невырожденного идеального газа. Во-первых, он является ультрарелятивистским. Во-вторых, это есть система с переменным числом частиц: с ростом температуры концентрация фотонов в равновесном поле излучения растет как T^3 . Эти обстоятельства существенно сказываются на термодинамике равновесного излучения.

Обозначим через $e_{изл}$ объемную плотность энергии ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3}$) равновесного фотонного газа, через P_r — соответствующее давление излучения. Для всякого ультраквантитативистского газа давление составляет одну треть от объемной плотности энергии, и поэтому $P_r = e_{изл}/3$.

Дайте кинетический вывод этой формулы, воспользовавшись следующим:
 1) давление в идеальном газе — это скорость передачи импульса единичной площадке („стенке“) частицами, ударяющими о нее с одной стороны;
 2) в ультраквантитативистском (в частности, фотонном) газе скорости частиц можно считать равными скорости света c .

Соотношение $P_r = e_{изл}/3$ в комбинации с простыми термодинамическими соображениями позволяет установить, что $e_{изл} \propto T^4$. Действительно, обозначим через U_r энергию фотонного газа в расчете на единицу массы вещества (размерность — $\text{эрг} \cdot \text{г}^{-1}$). Тогда $U_r = e_{изл}(T)V$, где $V = 1/\rho$ — удельный объем. Итак, $U_r = U_r(T, V)$. Соотношение (1.16), являющееся, напомним, прямым следствием определения энтропии, в рассматриваемом случае принимает вид

$$\frac{e_{изл}}{3} = \frac{1}{3} T \frac{de_{изл}}{dT} - e_{изл},$$

откуда

$$4 \frac{dT}{T} = \frac{de_{изл}}{e_{изл}}.$$

Интегрируя, находим

$$e_{изл}(T) = a T^4, \quad (1.24)$$

где a — постоянная интегрирования. Это есть закон Стефана — Больцмана. Значение постоянной a из одних только термодинамических соображений получить нельзя.

С учетом (1.24) имеем $U_r = a T^4 V$, и поэтому (1.15) записывается в этом случае в форме

$$dS = 4a T^2 V dT + \frac{4}{3} a T^3 dV, \quad (1.25)$$

откуда непосредственно следует выражение для энтропии равновесного фотонного газа, содержащегося в объеме V :

$$S = \frac{4}{3} a T^3 V. \quad (1.26)$$

Итак, если давление в газе создается в основном излучением, то при медленных адиабатических изменениях $T^3/\rho = \text{const}$. Отсюда, в частности, видно, что в этом предельном случае отношение числа фотонов к числу частиц газа при изэнтропических изменениях остается постоянным.

Равновесное излучение может рассматриваться как идеальный газ с показателем адиабаты $4/3$. В самом деле, при квазистатическом адиабатическом изменении состояния энтропия остается постоянной. Поэтому $dS = 0$, и согласно (1.25)

$$T^2 V dT + \frac{1}{3} T^3 dV = 0,$$

откуда

$$\frac{dT}{T} + \frac{1}{3} \frac{dV}{V} = 0.$$

Сопоставление с третьей формулой (1.22) дает показатель адиабаты, равный $4/3$.

1.3. Идеальный газ в поле излучения

Внутри звезд из-за высокой температуры плотность лучистой энергии может оказаться не пренебрежимо малой по сравнению с плотностью энергии теплового движения частиц.

В этом случае нельзя пренебречь и давлением излучения по сравнению с газовым. Как ясно из пп. 1.1 и 1.2, термодинамические свойства равновесного фотонного газа и обычного одноатомного идеального газа существенно различны. Так, показатели адиабаты для них равны соответственно $4/3$ и $5/3$ и т.д. Теперь нам предстоит изучить термодинамику смеси одноатомного идеального газа с равновесным фотонным газом. Основной вопрос, который нас будет интересовать, — как в этом случае происходят медленные адиабатические изменения. Ясно, что показатель адиабаты будет „где-то“ между $4/3$ и $5/3$ — но как его найти? Ответ оказывается неожиданным: единого показателя адиабаты γ , которым описывались бы сразу все три соотношения (1.22), не существует.

Будем исходить из выражения для *внутренней энергии на единицу массы* U (эрг/г). Она слагается из энергии поступательного движения частиц $(3/2)(\mathcal{R}^*/\mu)T$ и энергии фотонного газа $aT^4 V$, где V — удельный объем ($V = 1/\rho$):

$$U = \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} T + a T^4 V. \quad (1.27)$$

Газ мы считаем невырожденным, а поле излучения равновесным, поскольку условия внутри звезд очень близки к термодинамическому равновесию. (Едва ли где-либо в природе отыщется место, где поле излучения было бы ближе к равновесному, чем в недрах звезд. Впрочем, полного равновесия нет и здесь, иначе не существовало бы потока излучения из недр звезды наружу). Что касается предположения об отсутствии вырождения, то оно оправдано тем, что, как оказывается, в вырожденных слоях звезд вклад излучения в энергетику

пренебрежимо мал. Подчеркнем, что в рассматриваемом случае согласно (1.27) $U = U(T, V)$, тогда как для идеального газа из одних только частиц $U = U(T)$.

При квазистационарном изменении состояния согласно закону сохранения энергии должно быть

$$dQ = dU + P dV.$$

Но так как $U = U(T, V)$, то

$$dU = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV,$$

и поэтому в силу (1.27)

$$dU = \left(\frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} + 4aT^3 V \right) dT + aT^4 dV.$$

Подставляя это в правую часть выражения для dQ и переходя от V к $\rho = 1/V$, находим, что при *адиабатических изменениях* состояния ($dQ = 0$) должно выполняться соотношение

$$\left(\frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} + 4a \frac{T^3}{\rho} \right) \frac{dT}{T} = \left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} + \frac{4}{3} a \frac{T^3}{\rho} \right) \frac{d\rho}{\rho}. \quad (1.28)$$

Привлечем теперь *уравнение состояния*, имеющее в данном случае вид

$$P = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T + \frac{a}{3} T^4 \quad (1.29)$$

и утверждающее, что полное давление слагается из газового P_g и лучистого P_r :

$$P_g = \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \rho T, \quad P_r = \frac{a}{3} T^4. \quad (1.30)$$

Логарифмируя (1.29), получаем

$$\ln P = \ln \left(\frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \right) + \ln \rho + \ln T + \ln \left(1 + \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{a}{3} \frac{T^3}{\rho} \right),$$

откуда легко найти (проверьте!)

$$\left(1 + \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{a}{3} \frac{T^3}{\rho} \right) \frac{dP}{P} = \left(1 + 4 \frac{\mu}{\mathcal{R}^*} \frac{a}{3} \frac{T^3}{\rho} \right) \frac{dT}{T} + \frac{d\rho}{\rho}. \quad (1.31)$$

Адиабатические изменения состояния смеси из идеального газа частиц и равновесного фотонного газа по существу полностью описываются совокупностью двух дифференциальных соотношений (1.28) и (1.31). Однако по давней

традиции, восходящей к Эддингтону, эти соотношения принято записывать в другой, эквивалентной, но более наглядной форме. Обозначим через β долю, которую газовое давление составляет в полном давлении, так что

$$P_g = \beta P, \quad P_r = (1 - \beta) P, \quad (1.32)$$

и введем эту естественную для обсуждаемой задачи безразмерную переменную в (1.31) и (1.28). Согласно (1.30) и (1.32),

$$\frac{1 - \beta}{\beta} = \frac{\mu}{R^*} \frac{a}{3} \frac{T^3}{\rho}. \quad (1.33)$$

С помощью (1.33) соотношения (1.31) и (1.28) можно представить в форме

$$\frac{dP}{P} = \beta \frac{d\rho}{\rho} + (4 - 3\beta) \frac{dT}{T}, \quad (1.34)$$

$$3(8 - 7\beta) \frac{dT}{T} = 2(4 - 3\beta) \frac{d\rho}{\rho}. \quad (1.35)$$

Первое из них есть прямое следствие уравнения состояния (1.29) и поэтому должно выполняться при любом (не обязательно адиабатическом) изменении состояния системы, второе же справедливо лишь для изэнтропических процессов.

Теперь нам осталось сделать совсем немного. Введем для разбираемой задачи обобщенный показатель адиабаты Γ_1 , определив его равенством ($S = \text{const}$)

$$\frac{dP}{P} = \Gamma_1 \frac{d\rho}{\rho}, \quad (1.36)$$

или

$$\Gamma_1 = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \right)_S, \quad (1.36a)$$

так что $P \propto \rho^{\Gamma_1}$. Определение (1.36) обобщает обычное уравнение адиабаты идеального газа (см. первые формулы в (1.20), (1.22) и (1.23)). Исключая из (1.34) и (1.35) dT/T , приходим к явному выражению для Γ_1 через β :

$$\Gamma_1 = \frac{32 - 24\beta - 3\beta^2}{24 - 21\beta}. \quad (1.37)$$

Его можно переписать также в двух других формах, которые иногда оказываются удобнее:

$$\Gamma_1 = \frac{5}{3} - \frac{1}{3}(1 - \beta) \frac{5 + 3(1 - \beta)}{1 - 7(1 - \beta)} = \frac{4}{3} + \frac{1}{3}\beta \frac{4 - 3\beta}{8 - 7\beta}. \quad (1.37a)$$

Таблица XI.1.1:
 Адиабатические показатели Γ_i одноатомного газа,
 находящегося в поле равновесного излучения

$1 - \beta$	Γ_1	Γ_2/Γ_1	Γ_3/Γ_1
0.00	1.667	1.000	1.000
0.05	1.603	0.966	0.978
0.1	1.563	0.949	0.966
0.2	1.511	0.938	0.956
0.3	1.476	0.937	0.954
0.4	1.449	0.941	0.957
0.5	1.426	0.947	0.961
0.6	1.405	0.956	0.967
0.7	1.386	0.965	0.974
0.8	1.368	0.976	0.982
0.9	1.350	0.991	0.991
1.0	1.333	1.000	1.000

Формула (1.37) принадлежит Эддингтону (1918 г.). При малых $1 - \beta$, когда роль излучения несущественна, Γ_1 близко к $5/3$, то есть к показателю адиабаты газа, как это и должно быть. В противоположном предельном случае малых β , когда доминирует излучение, Γ_1 близко к $4/3$. Изменение Γ_1 между этими крайними значениями происходит монотонно (Табл. XI.1.1).

Можно ввести два других адиабатических показателя, Γ_2 и Γ_3 , по аналогии со второй и третьей формулами в (1.22) определив их следующим образом (С. Чандрасекар, 30-е годы):

$$\frac{dP}{P} = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_2 - 1} \frac{dT}{T}, \quad \frac{dT}{T} = (\Gamma_3 - 1) \frac{d\rho}{\rho}, \quad (1.38)$$

или

$$\frac{\Gamma_2}{\Gamma_2 - 1} = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln T} \right)_S, \quad \Gamma_3 - 1 = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_S. \quad (1.38a)$$

В случае обычного идеального газа все три показателя Γ_i совпадают между собой, постоянны и равны γ (то есть $5/3$ для одноатомного газа). Уравнения, описывающие адиабатические изменения, в этом случае легко интегрируются, см. формулы (1.20) — (1.22). Когда мы имеем дело со смесью частиц и фотонов равновесного поля излучения, положение оказывается сложнее. Здесь уже $\Gamma_1 \neq$

$\Gamma_2 \neq \Gamma_3$, более того, значения Γ_i при адиабатических изменениях не остаются постоянными, так как β меняется вдоль адиабаты.

Выражение для Γ_2 через β получается исключением $d\rho/\rho$ из (1.34) — (1.35) и последующим сопоставлением результата с первой из формул (1.38):

$$\Gamma_2 = \frac{32 - 24\beta - 3\beta^2}{24 - 18\beta - 3\beta^2}, \quad (1.39)$$

или

$$\begin{aligned} \Gamma_2 &= \frac{5}{3} - \frac{1}{3}(1-\beta) \frac{10 - 2(1-\beta)}{1 + 8(1-\beta) - (1-\beta)^2} = \\ &= \frac{4}{3} + \frac{1}{3}\beta \frac{1}{8 - 6\beta - \beta^2}. \end{aligned} \quad (1.39a)$$

Сравнение (1.31) со второй формулой (1.38) дает Γ_3 :

$$\Gamma_3 = \frac{32 - 27\beta}{24 - 21\beta}, \quad (1.40)$$

или

$$\Gamma_3 = \frac{5}{3} - \frac{1}{3}(1-\beta) \frac{8}{1 + 7(1-\beta)} = \frac{4}{3} + \frac{1}{3}\beta \frac{1}{8 - 7\beta}. \quad (1.40a)$$

Хотя $\Gamma_1 \neq \Gamma_2 \neq \Gamma_3$ (при β , не равных 0 и 1), отличия адиабатических показателей друг от друга невелики — менее 10% (Табл. XI.1.1). И все же между Γ_1 , Γ_2 и Γ_3 следует делать четкое различие, беря тот из адиабатических показателей, который отвечает рассматриваемой задаче. Так, в критерии наступления конвекции фигурирует Γ_2 , тогда как Γ_3 встречается при изучении пульсационной неустойчивости. Показатель же Γ_1 играет важнейшую роль в вопросах, связанных с вековой устойчивостью и колебаниями звезд. О последнем скажем несколько слов уже сейчас. Введем среднее по звезде значение $\bar{\Gamma}_1$, взвешенное по давлению:

$$\bar{\Gamma}_1 = \int_V \Gamma_1 P dV / \int_V P dV. \quad (1.41)$$

Оказывается, что значение $\bar{\Gamma}_1 = 4/3$ является критическим: при $\bar{\Gamma}_1 \leq 4/3$ гидростатическое равновесие неустойчиво. Как было показано выше, в полностью ионизованном газе, находящемся в поле излучения, $\Gamma_1 > 4/3$. Это значит, что учет одного только давления излучения не может вызвать нарушения механического равновесия. Однако если роль давления излучения велика, то показатель Γ_1 оказывается близок к критическим $4/3$, и „запас прочности“ у звезды мал. Учет других факторов, помимо давления излучения, например начидающегося при высоких температурах рождения электрон-позитронных пар, может приводить к тому, что $\bar{\Gamma}_1$ опускается ниже критического значения $4/3$, и звезда теряет устойчивость.

Найдем еще энтропию одноатомного идеального газа, находящегося в равновесном поле излучения. Будем исходить из основного термодинамического соотношения

$$TdS = dU + P dV.$$

Подставив в него U и P из (1.27) и (1.29), легко получить

$$dS = 4 \frac{a T^2}{\rho} dT - \frac{4}{3} a T^3 \frac{d\rho}{\rho^2} + \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{dT}{T} - \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{d\rho}{\rho},$$

откуда

$$S = \frac{4}{3} \frac{a T^3}{\rho} + \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \ln \left(\frac{T^{3/2}}{\rho} \right) + \text{const.} \quad (1.42)$$

Таким образом, энтропия смеси газа и излучения равна сумме энтропий двух ее составляющих — одноатомного газа (формула (1.18) с $\gamma = 5/3$) и равновесного излучения (формула (1.26)).

2. КУЛОНОВСКИЕ ПОПРАВКИ

2.1. Минимум для астронома-прагматика

Подавляющее большинство астрофизиков буквально с пеленок настолько привыкает к тому, что любую космическую плазму — от межгалактической до внутризвездной — можно рассматривать как обычный идеальный газ, что совершенно не задумывается над тем, почему, собственно, это так.

А ведь это вовсе не очевидный, хотя и поистине замечательный факт. Он во многом определяет картину астрономического мира. Поэтому не пожалеем места для подробного обсуждения этого важного вопроса. Без этого вся теория строения звезд была бы построена на песке.

Дело сводится к выяснению роли кулоновского взаимодействия составляющих плазму заряженных частиц. В сильно ионизованном газе сколько-нибудь значительные макроскопические пространственные заряды существовать не могут. Взаимное кулоновское отталкивание частиц ведет к очень быстрому рассасыванию пространственного заряда. По любым звездным временным масштабам это происходит мгновенно. Поэтому внутризвездную, да и вообще космическую плазму всегда можно считать макроскопически электронейтральной. Следствие этого — практически полное отсутствие кулоновского взаимодействия удаленных макроскопических объемов между собой. Однако в микромасштабах электронейтральности нет, и здесь пренебрегать кулоновским взаимодействием нельзя. При оценке его роли определяющим параметром является отношение энергии кулоновского взаимодействия в расчете на частицу к тепловой энергии kT . Если это отношение мало, вещество близко по своим свойствам к идеальному газу, а кулоновское взаимодействие — это малая поправка, вызывающая небольшие отклонения от идеальности. В этом случае говорят о *горячей разреженной плазме*. Она и рассматривается в настоящем разделе. По существу, центральный вопрос здесь — в каких областях плоскости (ρ, T) плазму (без магнитного поля) с заданной точностью можно считать обычным идеальным газом.

Сразу же укажем, что у звезд ГП с массами $M \gtrsim M_\odot$ плотности и температуры таковы, что приближение идеального газа применимо с достаточно высокой точностью. Иное дело — звезды малых масс, ядра красных гигантов и особенно белые карлики, где энергия кулоновского взаимодействия не всегда мала по сравнению с кинетической энергией частиц. В этих случаях вещество по своим свойствам иногда оказывается подобно жидкости или даже твердому телу.

Итак, рассмотрим горячую разреженную плазму. Любой имеющийся в ней или помещаемый в нее заряд вызывает ее поляризацию — притягивает к себе разноименные с ним заряды, создавая некоторый их избыток, и отталкива-

ет одноименные, отчего они оказываются в недостатке. С этой тенденцией к разделению зарядов конкурирует хаотическое тепловое движение частиц, стремящееся сгладить, замыть все неоднородности. В результате устанавливается некоторое равновесное распределение. В первом приближении его можно считать сферически-симметричным. Качественная картина, таким образом, такова: любая заряженная частица создает вокруг себя в плазме облако нейтрализующего ее пространственного заряда противоположного знака, а тем самым — электростатическую потенциальную яму, на дне которой она и находится. Поэтому для удаления из плазмы каждой из составляющих ее заряженных частиц требуется затратить некоторую энергию. Значит, *кулоновская поправка к внутренней энергии* плазмы должна быть *отрицательна*. Соответственно отрицательна и кулоновская добавка к давлению, так что *давление в плазме* должно быть *ниже*, чем в идеальном газе той же температуры и плотности.

Согласно нарисованной только что картине, для горячей разреженной плазмы должна существовать некая фундаментальная длина, порождаемая происходящими в ней электростатическими взаимодействиями. Ее называют *дебаевской длиной*, или длиной экранирования. Она характеризует размеры облаков пространственного заряда, нейтрализующих, или, точнее, экранирующих точечные заряды. Можно сказать также, что дебаевская длина — это характерный масштаб разделения зарядов в плазме.

С дебаевской длиной r_D непосредственно связан другой характерный параметр плазмы — число частиц N_D в сфере радиуса $r = r_D$ — так называемой *сфере Дебая*: $N_D = (4\pi/3)r_D^3 N$, где N — средняя концентрация частиц в плазме. Для разреженной плазмы N_D велико: $N_D \gg 1$.

Такова качественная картина. Переходим к количественным результатам. Для читателей, больше интересующихся практическими рецептами, чем физикой дела, сформулируем в готовом виде и кратко обсудим два важнейших результата. Первый из них — это уравнение состояния горячей разреженной плазмы. В описанном выше дебаевском приближении оно имеет вид

$$P = NkT \left(1 - \frac{1}{18N_D} \right), \quad (2.1)$$

где

$$N_D = 1.38 \cdot 10^3 N \left(\frac{T}{Z^2 N} \right)^{3/2} = 1.77 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{\mu}{(Z^2)^3}} \frac{T^3}{\rho}. \quad (2.2)$$

Второй результат — выражение для дебаевского радиуса

$$r_D = 6.90 \sqrt{\frac{T}{Z^2 N}} = 8.89 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{\mu}{Z^2}} \frac{T}{\rho}. \quad (2.3)$$

В этих формулах μ — средний молекулярный вес и $\overline{Z^2}$ — средневзвешенное по всем частицам значение Z_i^2 , где Z_i — зарядовое число частиц i -го сорта (вес — относительная концентрация частиц N_i/N с зарядами eZ_i):

$$\overline{Z^2} = \frac{1}{N} \sum Z_i^2 N_i. \quad (2.4)$$

Для полностью ионизованной водородно-гелиевой смеси $\overline{Z^2}$ заключено между 1 (чистый H) и 2 (дважды ионизованный He). Для плазмы, состоящей из свободных электронов и ионов только одного сорта с зарядом eZ и массой $m_u A$, имеем $\overline{Z^2} = Z$ и, при пренебрежении массой электронов по сравнению с массой ионов, $\mu = A/(Z + 1)$.

Проиллюстрируем эти формулы несколькими астрофизическими примерами. Близ основания солнечной короны $N \sim 10^8$, $T \sim 10^6$, и дебаевский радиус оказывается порядка 1 см (при среднем расстоянии между частицами $\sim 10^{-3}$ см), а число частиц в сфере Дебая $\sim 10^8 \div 10^9$. В типичной газовой туманности, скажем, планетарной, $N \sim 10^3 \div 10^4$, $T \sim 10^4$, так что $r_D \sim (10 \div 20)$ см, а $N_D \sim 10^7$. В обоих случаях число частиц в сфере Дебая очень велико, а значит, вещество с высочайшей точностью можно считать идеальным газом. То, что в этих двух случаях мы имеем дело с горячей разреженной плазмой, не кажется удивительным. Ведь повседневный смысл слов „горячий“ и „разреженный“ формировался по земным стандартам, а по ним и корона, и туманности в самом деле и очень горячие, и очень разреженные. Иное дело — центр Солнца, где плотность составляет ~ 150 г/см³, а температура ~ 15 млн кельвинов. Всякий, безусловно, согласится с тем, что там горячо, но мало кто отважится назвать столь плотное вещество разреженным. Но... число частиц в сфере Дебая составляет здесь $N_D \sim 5$, а значит, и в этом случае плазма должна считаться разреженной, хотя и не очень сильно. Физическая терминология расходится в этом случае с обычательским здравым смыслом.

Поскольку $N_D \sim 5$, согласно (2.1) для центра Солнца уравнение состояния идеального газа дает давление с погрешностью $\sim 1\%$ (вклад давления излучения, как оказывается, меньше кулоновской поправки). Далее, как показывают расчеты моделей Солнца, в большей части его недр отношение T^3/ρ остается почти постоянным, мало меняясь вдоль радиуса, а тогда согласно (2.2) для большей части вещества в недрах Солнца число частиц в сфере Дебая N_D тоже, что и в центре Солнца. Поэтому применять уравнение состояния идеального газа к внутренним слоям Солнца вполне правомерно. Разумеется, это не относится к тем сравнительно близким к поверхности слоям, где ионизацию основных составляющих солнечного вещества — водорода и гелия — нельзя считать полной. Здесь уравнение состояния весьма сложно.

Отметим, что к оценке точности ($\sim 1\%$), обеспечиваемой для недр Солнца

Рис. X.2.1:
Число частиц \mathcal{N}_D в сфере Дебая в центрах химически однородных звезд.

простейшим уравнением состояния $P = NkT$, следует относиться лишь как к порядковой: так как $\mathcal{N}_D \sim 5$, то условие применимости дебаевского приближения $\mathcal{N}_D \gg 1$ выполняется здесь на самом пределе.

Кривая, приведенная на рис. X.2.1, дает число частиц в сфере Дебая для центров химически однородных звезд в функции массы звезды (химический состав: $X = 0.70$, $Y = 0.27$, $Z = 0.03$; соответствующее $\bar{Z}^2 = 1.18$).

Перейдем теперь к выводу приведенных формул.

2.2. Дебаевское экранирование

Найдем электростатический потенциал точечного заряда в почти идеальной плазме с учетом ее поляризации. Пусть, как и ранее, N_i — средняя концентрация частиц с зарядами eZ_i (для электронов $Z = -1$), N — суммарная средняя концентрация всех заряженных частиц: $N = \sum N_i$. В среднем плазма электрически нейтральна:

$$\sum eZ_i N_i = 0. \quad (2.5)$$

Выделим некоторый точечный заряд eZ . Обозначим потенциал электростатического поля, создаваемого им в плазме, через φ . Считаем, что это поле в среднем сферически-симметрично, так что $\varphi = \varphi(r)$, где r — расстояние от заряда. Как всегда в электростатике, потенциал φ удовлетворяет уравнению

Пуассона ($r \neq 0$)

$$\Delta\varphi = -4\pi \rho_E. \quad (2.6)$$

Здесь ρ_E — плотность пространственного заряда в нейтрализующем облаке:

$$\rho_E = \sum eZ_i n_i, \quad (2.7)$$

где $n_i = n_i(r)$ — концентрация частиц i -го сорта в облаке. Она, в свою очередь, определяется ходом потенциала φ . Поскольку потенциальная энергия частицы с зарядом eZ_i в поле с потенциалом φ есть, очевидно, $eZ_i \varphi$, то по формуле Больцмана

$$n_i = N_i \exp\left(-\frac{eZ_i \varphi}{kT}\right). \quad (2.8)$$

Множитель перед экспонентой определяется очевидным условием, что вдали от заряда, где $\varphi \rightarrow 0$, концентрация должна стремиться к средней. Мы имеем, таким образом, дело с нелинейной задачей о расчете самосогласованного электрического поля: потенциал определяется распределением объемного заряда в нейтрализующем облаке, а само это распределение, в свою очередь, управляется ходом потенциала коллективного поля.

Предположение о малости энергии кулоновского взаимодействия по сравнению с тепловой энергией позволяет линеаризовать уравнения, так как вариации концентраций, обусловленные кулоновскими силами, в этом случае должны быть малы. Разлагая экспоненту в формуле Больцмана (2.8), получаем тогда приближенно

$$n_i = N_i - N_i \frac{eZ_i}{kT} \varphi.$$

Подставляем это в (2.7). Воспользовавшись условием квазинейтральности (2.5) и обозначив через \bar{Z}^2 усредненное по всем частицам значение Z_i^2 (формула (2.4), с. 503), получаем из уравнения Пуассона (2.6) следующее линейное уравнение для сферически-симметричного потенциала самосогласованного поля:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{4\pi e^2 \bar{Z}^2 N}{kT} \varphi. \quad (2.9)$$

Это основное уравнение разбираемой задачи. Нас интересует его решение, обращающееся в 0 на бесконечности, а при $r \rightarrow 0$ переходящее в кулоново поле голого заряда eZ :

$$\varphi \rightarrow 0 \quad \text{при} \quad r \rightarrow \infty; \quad \varphi \rightarrow \frac{eZ}{r} \quad \text{при} \quad r \rightarrow 0. \quad (2.10)$$

Прежде всего заметим, что из структуры левой части уравнения (2.9) очевидно, что множитель при φ справа имеет размерность $(\text{длина})^{-2}$. Таким образом, в задаче имеется характерная длина

$$r_D = \sqrt{\frac{kT}{4\pi e^2 Z^2 N}}. \quad (2.11)$$

Ее называют *радиусом Дебая*, или *длиной экранирования*. Далее, заметив, что

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{1}{r} \frac{d^2(r\varphi)}{dr^2},$$

можем переписать уравнение (2.9) в форме

$$\frac{d^2(r\varphi)}{dr^2} = \frac{r\varphi}{r_D^2},$$

откуда

$$r\varphi = A e^{r/r_D} + B e^{-r/r_D}.$$

Первое из условий (2.10) дает $A = 0$, согласно второму $B = eZ$. Поэтому электростатический потенциал точечного заряда eZ в плазме — *дебаевский потенциал* — имеет вид

$$\varphi = \frac{eZ}{r} e^{-r/r_D}. \quad (2.12)$$

При $r \ll r_D$ влияние пространственного заряда несущественно, и дебаевский потенциал близок к кулоновскому. Напротив, при $r \gg r_D$ из-за сильной экранировки центрального заряда окружающими его противоположно заряженными облаком частиц потенциал быстро (экспоненциально) стремится к нулю. Можно сказать, что r_D — это характерный линейный размер области, в которой точечный заряд создает в плазме ощутимое поле. Грубо говоря, при $r < r_D$ поле есть и близко к кулоновскому, а при $r > r_D$ поля вообще нет.

Добавка $\tilde{\varphi}$ к кулоновскому потенциальному центрального точечного заряда eZ/r , обусловленная поляризацией плазмы, составляет, как видим,

$$\tilde{\varphi} \equiv \varphi - \frac{eZ}{r} = - \frac{eZ}{r_D} \frac{1 - e^{-\rho}}{\rho}, \quad (2.13)$$

где обозначено $\rho = r/r_D$. Этим выражением описывается потенциальная яма, создаваемая дебаевским облаком. Ее глубина равна eZ/r_D . Таким образом, взаимодействие точечного заряда eZ с порождаемым им в плазме вокруг себя зараженным облаком энергетически эквивалентно чисто кулоновскому взаимодействию зарядов $+eZ$ и $-eZ$, разнесенных на расстояние, равное дебаевскому радиусу. Далее, видно, что характерный линейный размер поляризационной потенциальной ямы от величины поляризующего заряда не зависит и составляет r_D . Итак, по сути дела, дебаевская длина определяет все — и глубину потенциальной ямы, и ее размеры. Подчеркнем еще, что поляризационное облако — это неравномерность в пространственном распределении именно заряда, а не общей концентрации частиц (см. задачу 6°, с. 512).

Критерий применимости полученных результатов очевиден: чтобы имело смысл говорить о сферически-симметричном непрерывно распределенном заряде, в облаке должно быть много частиц. Поскольку его характерный размер равен r_D , это значит, что число частиц N_D в сфере Дебая должно быть велико: $N_D = (4\pi/3)r_D^3 N \gg 1$. С учетом определения дебаевского радиуса (2.11) этот критерий можно переписать в форме

$$N \ll \frac{1}{36\pi} \left(\frac{kT}{e^2 \bar{Z}^2} \right)^3 = 1.90 \cdot 10^6 \left(\frac{T}{\bar{Z}^2} \right)^3, \quad (2.14)$$

или

$$\frac{\rho}{T^3} \ll 3.15 \cdot 10^{-18} \frac{\mu}{(\bar{Z}^2)^3}. \quad (2.15)$$

Итак, для применимости дебаевского описания плазма должна быть разреженной (малые N) и горячей (большие T). Точнее говоря, отношение N/T^3 должно быть по порядку меньше 10^6 , или $\rho/T_6^3 \ll 1$.

Проверьте правильность порядков численных коэффициентов в формулах (2.1), (2.2), (2.3), (2.14) и (2.15).

2.3. Термодинамика разреженной плазмы

Получим теперь выражения для основных термодинамических параметров разреженной плазмы — внутренней энергии, давления и энтропии в функции температуры T и концентрации частиц N .

Начнем с *внутренней энергии* полностью ионизованного газа, точнее, получим кулоновскую добавку $e_{\text{кул}}$ к объемной плотности энергии поступательного движения частиц такого газа $e_{\text{кин}} = (3/2)NkT$. Объемная плотность электростатической энергии системы частиц, взаимодействие которых между собой описывается дебаевским потенциалом, равна, очевидно (ср. с энергией грави-

тационного взаимодействия системы материальных точек, п. II.2.1)

$$e_{\text{кул}} = \frac{1}{2} \sum eZ_j N_j \tilde{\varphi}_j,$$

где $\tilde{\varphi}_j$ — потенциал в месте расположения произвольной частицы с зарядом eZ_j , то есть на дне той потенциальной ямы, которую создает частица за счет поляризации окружающей ее плазмы. Он дается, очевидно, пределом при $r \rightarrow 0$ выражения (2.13) с $Z = Z_j$. Поэтому

$$e_{\text{кул}} = -\frac{1}{2} \sum e^2 Z_j^2 N_j / r_D = -\frac{1}{2} \frac{e^2 \bar{Z}^2 N}{r_D}. \quad (2.16)$$

Заметим, что любой заряд, независимо от его знака, дает отрицательный вклад в кулоновскую энергию плазмы, так как окружает себя экранирующим облаком с зарядом противоположного знака. Подстановка в последнюю формулу явного выражения для r_D из (2.11) дает окончательно

$$e_{\text{кул}} = -\sqrt{\pi} \left(e^2 \bar{Z}^2 \right)^{3/2} \left(\frac{N^3}{kT} \right)^{1/2}, \quad (2.17)$$

что, очевидно, можно записать также в форме

$$e_{\text{кул}} = -A \sqrt{\frac{\rho^3}{T}}, \quad (2.18)$$

где

$$A = \sqrt{\frac{\pi}{k}} \left(\frac{e^2 \bar{Z}^2}{\mu m_u} \right)^{3/2}. \quad (2.19)$$

Гораздо нагляднее, однако, другое представление для $e_{\text{кул}}$, получающееся из (2.16), если наряду с (2.11) учесть также, что $N_D = (4\pi/3)r_D^3 N$:

$$e_{\text{кул}} = -\frac{NkT}{6N_D} = -\frac{1}{9N_D} e_{\text{кин}}. \quad (2.20)$$

Из него, в частности, видно, что *условие применимости теории Дебая* $N_D \gg 1$ есть одновременно условие того, что *кулоновская энергия плазмы мала по сравнению с ее тепловой энергией*.

Для получения *давления* плазмы можно поступить по-разному. Один путь — воспользоваться следующим соотношением, заблаговременно „заготовленным” в п. II.2.4 в качестве одного из следствий теоремы вириала:

$$P = \frac{2}{3} e_{\text{кин}} + \frac{1}{3} e_{\text{кул}}. \quad (2.21)$$

В комбинации с (2.20) оно сразу дает уравнение состояния плазмы, декларированное в п. 2.1:

$$P = NkT \left(1 - \frac{1}{18\mathcal{N}_D} \right). \quad (2.22)$$

Заметим, что при получении соотношения (2.21) мы считали взаимодействие между частицами кулоновским, тогда как (2.20) найдено с использованием дебаевского потенциала. Однако противоречия или какой-либо непоследовательности здесь нет — формула (2.21) точная, выражение же (2.20) — лишь приближенное (приближение Дебая).

Другой путь получения давления плазмы — чисто термодинамический (он дает одновременно и энтропию). Внутренняя энергия дебаевской плазмы в расчете на 1 г есть сумма энергии идеального газа $U_{\text{ид}}$ и кулоновской поправки $e_{\text{кул}} V$, где $e_{\text{кул}}$ дается (2.18) и $V \equiv 1/\rho$ — удельный объем. Итак,

$$U = U_{\text{ид}} - \frac{A}{T^{1/2}V^{1/2}}. \quad (2.23)$$

Давление и энтропию дебаевской плазмы естественно искать в аналогичной форме

$$P = P_{\text{ид}} - \frac{A_p}{T^{p_1}V^{p_2}}, \quad S = S_{\text{ид}} - \frac{A_s}{T^{s_1}V^{s_2}},$$

где A_p , A_s и p_i , s_i — подлежащие определению постоянные, $P_{\text{ид}}$ и $S_{\text{ид}}$ — обычные давление и энтропия идеального газа с теми же T и ρ , что и у плазмы. (Возможность такого представления P и S можно строго доказать).

Привлекаем основное термодинамическое тождество

$$TdS = dU + PdV.$$

Приравнивая члены при dT и dV слева и справа, имеем

$$\begin{aligned} T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_V &= \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V, \\ T \left(\frac{\partial S}{\partial V} \right)_T &= \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + P. \end{aligned}$$

Вводя в эти соотношения наши предполагаемые выражения для S , U и P , по обычной схеме метода неопределенных коэффициентов находим

$$P = P_{\text{ид}} - \frac{A}{3} \left(\frac{\rho^3}{T} \right)^{3/2}, \quad S = S_{\text{ид}} - \frac{A}{3} \left(\frac{\rho}{T^3} \right)^{1/2}. \quad (2.24)$$

Почему у плазмы внутренняя энергия меньше, чем у идеального газа той же температуры и плотности?

Заключительное замечание: всюду в этом параграфе молчаливо предполагалось, что вырождения нет и релятивистские эффекты несущественны. Первое из этих условий ограничивает применимость дебаевской теории по температуре снизу, а второе — сверху.

3. УПРАЖНЕНИЯ

1° Показать, что удельные теплоемкости идеального одноатомного газа, находящегося в равновесном поле излучения, равны

$$c_v = \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{8 - 7\beta}{\beta}, \quad c_p = c_v + \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} \frac{(4 - 3\beta)^2}{\beta^2}.$$

Рассмотреть предельные случаи $\beta \rightarrow 1$ и $\beta \rightarrow 0$ и дать физическую интерпретацию результатов.

2° Показать, исходя из определяющих их уравнений, что адиабатические показатели Γ_i для одноатомного газа, находящегося в поле равновесного излучения, удовлетворяют соотношению

$$\Gamma_1 \Gamma_2 - \Gamma_2 \Gamma_3 = \Gamma_1 - \Gamma_2.$$

3° Показать, что адиабатические изменения P , ρ и T в одноатомном идеальном газе, находящемся в поле равновесного излучения, описываются параметрическими уравнениями (С. Чандraseкар, 1951 г.)

$$\begin{aligned} T &= \text{const} \cdot D^{2/3} e^{8D/3}, \\ \rho &= \text{const} \cdot D e^{8D}, \\ P &= \text{const} \cdot (1 + D) D^{5/3} e^{32D/3}, \end{aligned} \tag{3.1}$$

причем параметр $D \equiv (1 - \beta)/\beta$, где β — доля газового давления в полном давлении.

Указание: исходить из выражения (1.42) для энтропии, скомбинировав его с (1.34) и (1.35).

4° Рассчитать суммарный заряд экранирующего облака, окружающего точечный заряд eZ .

5° Показать, что доля полного заряда экранирующего облака, обусловленная электронами, составляет

$$\frac{N_e}{\overline{Z^2} N},$$

где N_e — невозмущенная электронная концентрация. Убедиться, далее, что для плазмы, состоящей из ионов с зарядом eZ и свободных электронов, эта

доля равна $(1 + Z)^{-1}$, так что не менее половины всего экранирующего заряда создают ионы.

6° Рассчитать число ΔN_i избыточных (по сравнению со средним) частиц типа i в экранирующем облаке и убедиться, что 1) оно не зависит от температуры и 2) $\sum_i \Delta N_i = 0$, так что средняя по облаку суммарная концентрация частиц всех типов в точности равна N .

В частности, найти число избыточных электронов и протонов в поляризационном облаке, окружающем протон в чисто водородной плазме.

7° Показать, что для чисто водородной плазмы с различающимися электронной и ионной температурами T_e и T_i радиус Дебая дается обычным выражением (2.11), если под T понимать среднее гармоническое T_e и T_i :

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{T_e} + \frac{1}{T_i} \right).$$

При $T_i \gg T_e$ вклад в экранирование дают только электроны. В чем физический смысл этого?

8° Пусть X_i — весовая доля ионов с зарядом eZ_i , A_i — их массовое число. Показать, что параметр $\zeta \equiv \overline{Z^2}/\mu$, фигурирующий в формулах (2.2) и (2.3), можно представить в следующей форме, часто используемой в астрофизической литературе:

$$\zeta = \sum_{+} Z_i (1 + Z_i) \frac{X_i}{A_i},$$

где \sum_{+} означает, что суммирование идет только по ионам.

9° Показать, что в дебаевском приближении теплоемкость c_v полностью ионизованного газа равна

$$c_v = \frac{3}{2} \frac{\mathcal{R}^*}{\mu} + \frac{A}{2} \left(\frac{\rho}{T^3} \right)^{1/2},$$

где A определено согласно (2.19). Она больше, чем у идеального газа. Почему?

Глава XII

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. ЛИТЕРАТУРА

1. А.В. Засов, К.А. Постнов — *Общая астрофизика, 2-е изд.* (Век-2, Фрязино, 2011).

Этот учебник можно рекомендовать тем читателям, кто далек от астрономии. Здесь они найдут необходимую им общую астрофизическую информацию.

2. A.S. Eddington — *The Internal Constitution of the Stars* (Cambridge University Press, Cambridge, 1926).

Эта книга по существу положила начало теории строения звезд. Безнадежно устаревшая, тем не менее она и сегодня, почти век спустя после ее появления, читается с большим интересом. Эддингтон был не только замечательным теоретиком, но и подлинным мастером слова. Читая эту книгу, вы не будете терять времени зря.

3. S. Chandrasekhar — *Introduction to the Study of Stellar Structure* (University of Chicago Press, 1939) (Русский перевод: С. Чандрасекар — *Введение в учение о строении звезд*, Изд. иностранной литературы, Москва, 1948).

Классическая монография, часто цитируемая до сих пор. Она написана буквально на кануне создания количественной теории водородных термоядерных реакций в звездах и потому сегодня кажется архаичной. Теория политроп изложена в ней в ряде вопросов гораздо подробнее, чем у нас. Теория механического равновесия „холодных“ белых карликов — теория Чандрасекара — также, естественно, рассмотрена подробно.

4. A.C. Phillips — *The Physics of Stars, 2nd ed.* (John Wiley and Sons, Chichester, 1999).

Это подлинный педагогический шедевр. Можно рекомендовать для первоначального изучения физики звезд. Написана физиком для студентов-физиков. При небольшом объеме она содержит обсуждение очень широкого круга вопросов — от звездных атмосфер до нейронных звезд и вспышек сверхновых, причем с соблюдением разумного баланса физики и астрономии.

5. O.R. Pols — *Stellar Structure and Evolution* (Utrecht, 2011) (см. http://www.astro.ru.nl/~onnop/education/stev_utrecht_notes/).

Лекционные разработки к учебному курсу для студентов-астрономов. Без глубокого анализа физики процессов, делающих звезды такими, какие они есть. Очень астрonomично. Всячески рекомендую.

6. C.J. Hansen, S.D. Kawaler, V. Trimble — *Stellar Interiors. Physical Principles, Structure and Evolution, 2nd ed.* (Springer-Verlag, Berlin, 2004).

Очень популярный у специалистов и студентов вполне современный серьезный учебник. Читается легко. Даётся подробное качественное описание эволюции как одиночных, так и двойных звезд. Наряду с материалом, так сказать, „обязательным“ для

учебного руководства по физике и эволюции звезд, обсуждается также гелио- и звездная сейсмология. Физика нейтронных звезд и вспышек сверхновых не рассматриваются. Учебник снабжен большим числом интересных задач. При каждой из глав приводится (уже, к сожалению, несколько устаревший) детально прокомментированный перечень рекомендуемой литературы.

7. R. Kippenhahn, A. Weigert, A Weiss — *Stellar Structure and Evolution, 2nd ed.* (Springer, Berlin, 2012).

Подробный учебник промежуточного уровня между студенческим и аспирантским, написанный с немецкой педантичностью. Все основные вопросы физики недр звезд рассматриваются достаточно подробно. Затем детально излагаются методы и результаты расчетов эволюционных моделей одиночных звезд. Обсуждаются также конечные продукты звездной эволюции, теория радиальных и нерадиальных пульсаций звезд, вращающиеся звезды.

8. P.G. Cox, R.T. Giuli — *Principles of Stellar Structure, vol. 1 & 2* (Gordon and Breach Science Publishers, 1968).

По этому двухтомнику целое поколение изучало физику звезд. Все основные вопросы физики звездных недр — уравнение состояния, выработка и перенос энергии излучением и конвекцией и т. п., рассматриваются весьма подробно. Изучаются лишь одиночные невращающиеся звезды. Обсуждение звездной эволюции к сегодняшнему дню устарело, и в переиздании этого компендиума [A. Weiss, W. Willebrandt. H.-C. Thomas, H. Ritter — *Cox & Giuli's Principles of Stellar Structure, Extended 2nd ed.* (Cambridge Scientific Publishers, Cambridge, 2004)] оно опущено, как, к сожалению, опущен и ряд классических результатов.

9. A. Maeder — *Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars* (Springer-Verlag, Berlin, 2009).

Наряду с вращающимися в книге подробно рассматриваются и невращающиеся звезды. Ряд глав автор книги рекомендует использовать как материал для студенческих лекционных курсов по физике и эволюции звезд. Охвачен очень широкий круг вопросов. Широко представлены результаты многочисленных расчетов звездной эволюции.

10. I. Iben, Jr. — *Stellar Evolution Physics. Vol. I. Physical Processes in Stellar Interiors* (Cambridge University Press, Cambridge, 2013).

Первый том замечательной двухтомной монографии (общим объемом почти в полторы тысячи страниц!). Начальные главы вполне подходят в качестве мастерски представленного введения в физику звезд. Детальность и глубина анализа рассматриваемых далее вопросов — как физических основ теории звезд, так и результатов расчетов их моделей — не имеют аналогов в мировой литературе. О степени детальности рассмотрения можно судить по тому, что обсуждению результатов расчетов эволюции звезды

с массой в $1 M_{\odot}$ на фазе горения водорода отведено более 50 страниц. Столь же детально обсуждаются и выполненные автором (специально для этой книги) расчеты эволюции звезд с массами $5 M_{\odot}$ и $25 M_{\odot}$. Однако по широте охвата материала эта монография (оба ее тома) существенно уступает учебникам Hansen et al. и Kippenhahn et al. (нет, в частности, гелиосеймологии, физики вспышек сверхновых, звездных пульсаций, эволюции двойных звезд).

11. I. Iben, Jr. — *Stellar Evolution Physics. Vol. II. Advanced Evolution of Single Stars* (Cambridge University Press, Cambridge, 2013).

Детально изучаются физические процессы, играющие важную роль на продвинутых стадиях эволюции звезд. Приводятся и подробно обсуждаются также результаты расчетов эволюции звезд малых, промежуточных и больших масс, начиная с фазы горения гелия и далее.

12. G.S. Bisnovatyi-Kogan — *Stellar Physics. Vol. 1: Fundamental Concepts and Stellar Equilibrium. 2000. Vol. 2: Stellar Evolution and Stability, 2nd ed.* (Springer, Heidelberg, 2010). [Существенно переработанная и расширенная версия первоначального русского издания книги Г.С. Бисноватый-Коган — *Физические вопросы теории звездной эволюции* (Наука, Москва, 1989).]

Название русского издания точно передает содержание этой монографии, предназначеннной специалистам. У читателя предполагается хорошее знание теоретической физики. Поражают широта и глубина знаний автора. К сожалению, некоторые разделы книги настолько перегружены плотно упакованной информацией, что напоминают телефонный справочник.

13. D.D. Clayton — *Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, 2nd ed.* (University of Chicago Press, Chicago, 1983).

Монография высокого уровня, которая, впрочем, вполне может служить и для первоначального изучения процессов нуклеосинтеза в звездах. Успех первого издания, увидевшего свет в 1968 г., потребовал стереотипного переиздания книги, с добавленем лишь нового обширного предисловия автора с многочисленными кратко прокомментированными ссылками на появившиеся за 15 лет публикации. Обсуждение вопросов звездной эволюции в этой книге к настоящему времени устарело. Что же касается нуклеосинтеза в звездах, особенно на не слишком продвинутых стадиях их эволюции, то здесь книга Clayton'a остается классикой.

14. Ch. Iliadis — *Nuclear Physics of Stars* (WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2007).

Подробное обсуждение практически всех ядерных реакций, происходящих в звездах. Изложение ведется с позиций специалиста по ядерной физике. Рассматриваются все фазы термоядерного горения в звездах, включая самые поздние, а также взрывной

нуклеосинтез и нейтронные реакции. Большой раздел посвящен описанию методики ядерно-физических экспериментов.

15. P.P. Eggleton — *Evolutionary Processes in Binary and Multiple Stars* (Cambridge University Press, Cambridge, 2006).

Значительная часть книги ($\sim 1/3$ ее объема) отведена обсуждению строения и эволюции одиночных звезд. Изложение материала нетрадиционно. Очень полезное дополнительное чтение.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ И АСТРОНОМИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Гравитационная постоянная	$G = 6.67408 \cdot 10^{-8}$ дина · см ² · г ⁻²
Скорость света	$c = 2.99792458 \cdot 10^{10}$ см/с
Постоянная Планка	$\hbar = 6.626070 \cdot 10^{-27}$ эрг · с $\hbar = h/(2\pi) = 1.054572 \cdot 10^{-27}$ эрг · с
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/(\hbar c) = 1/137.036$
Комптоновская длина волны	$\lambda_c = \hbar/(m_e c) = 3.861593 \cdot 10^{-11}$ см
Томсоновское сечение электронного рассеяния	$\sigma_0 = 0.665246 \cdot 10^{-24}$ см ²
Заряд электрона	$e = 4.8032068 \cdot 10^{-10}$ CGSE
Масса электрона	$m_e = 9.109384 \cdot 10^{-28}$ г $m_e c^2 = 0.510999$ МэВ
Атомная единица массы	$m_u = 1.660539 \cdot 10^{-24}$ г $m_u c^2 = 931.494$ МэВ
Масса нейтрона	$m_n = 1.674927 \cdot 10^{-24}$ г
Масса протона	$m_p = 1.672622 \cdot 10^{-24}$ г
Масса атома водорода	$m_H = 1.6735344 \cdot 10^{-24}$ г
Радиус первой боровской орбиты	$r_i = 0.529177 \cdot 10^{-8}$ см
Постоянная Больцмана	$k = 1.380649 \cdot 10^{-16}$ эрг · K ⁻¹
Постоянная плотности излучения	$a = 7.56577 \cdot 10^{-15}$ эрг/(см ³ K ⁴)
Постоянная Стефана	$\sigma = ac/4 = 5.670567 \cdot 10^{-5}$ эрг/(см ² K ⁴ с)
Газовая постоянная	$\mathcal{R}^* = k/m_u = 8.314460 \cdot 10^7$ эрг/(K · г)
Число Авогадро	$N_A = 6.022141 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Температура, отвечающая 1 эВ	$1 \text{эВ}/k = 11.6045 \cdot 10^3$ К $1 \text{эВ} = 1.602177 \cdot 10^{-12}$ эрг
Масса Солнца	$M_\odot = (1.9891 \pm 0.0004) \cdot 10^{33}$ г
Радиус Солнца	$R_\odot = (6.95508 \pm 0.00026) \cdot 10^{10}$ см
Светимость Солнца	$L_\odot = (3.847 \pm 0.003) \cdot 10^{33}$ эрг/с
Эффективная температура Солнца	$T_{\text{eff}} = (5779 \pm 2)$ К
Ускорение силы тяжести на поверхности Солнца	$g_\odot = 2.738 \cdot 10^4$ см/с ²
Химический состав атмосферы Солнца	$X = 0.7393, Y = 0.2485, Z = 0.0122$ $(4.57 \pm 0.02) \cdot 10^9$ лет
Возраст Солнца	
Эддингтоновская масса	$M_\star = \left(c\hbar / (G m_u^{4/3}) \right)^{3/2} = 1.8798 M_\odot$
Чандрасекаровский предел массы (при $\mu_e = 2$)	$M_\diamond = 1.456 M_\odot$

См. следующую страницу!

Источники данных:

Физические постоянные

См. сайт

<https://www.nist.gov/pml/fundamental-physical-constants>

Здесь nist — это аббревиатура от National Institute of Standards and Technology. Все приводимые на этом сайте стандартные значения физических констант нами округлены (кроме гравитационной постоянной).

Есть более простой способ доступа к тем же данным. Достаточно набрать в Google одно слово —

CODATA

Потом кликнуть на Fundamental Physical Constants from NIST — и все готово. Аббревиатура CODATA означает Committee on Data for Science and Technology.

Астрономические постоянные

Используемые нами значения астрономических постоянных заимствованы из различных надежных источников. Параметры Солнца, приведенные в нашей сводке, чрезвычайно близки к рекомендованным МАС в Resolution B3 on recommended nominal conversion constants for selected solar and planetary properties, принятой в 2015 г. Предлагаемые МАС обозначения и численные значения основных параметров Солнца в системе СИ таковы:

Величина	Обозначение	Численное значение
Радиус Солнца	R_{\odot}^N	6.957×10^8 м
Светимость Солнца	L_{\odot}^N	3.828×10^{26} Вт
Эффективная т-ра Солнца	$T_{\text{eff}\odot}^N$	5772 К
Грав. пост. $G \times$ масса Солнца	$(GM)_{\odot}^N$	1.3271244×10^{20} м ³ с ⁻²

Для получения массы Солнца величину $(GM)_{\odot}^N$ следует разделить на значение гравитационной постоянной G , приведенное в нашем списке Физических постоянных (и взятое из сводки CODATA). Это дает $M_{\odot}^N = 1.9885 \cdot 10^{33}$ г.

Мы всюду пользуемся традиционными обозначениями M_{\odot} , R_{\odot} , L_{\odot} и T_{eff} и используем значения этих величин, приведенные в **нашем** списке Астрономических постоянных. Пересчет на новый международный стандарт не составляет труда (в каждом конкретном месте, но не во всем объеме книги!). По существу необходимости в нем нет.

3. НОБЕЛЕВСКИЕ ПРЕМИИ ПО АСТРОФИЗИКЕ

B списке приводятся формулировки того, за что Нобелевский комитет присудил премии.

Чтобы получить подробные сведения о каждом из лауреатов, включая их биографии, нобелевские лекции и др., достаточно в GOOGLE набрать

Nobel Prizes in Physics

и потом кликнуть на

All Nobel Prizes in Physics

1967

Hans Albrecht BETHE (1906 – 2005)

for his contributions to the theory of nuclear reactions, especially his discoveries concerning the energy production in stars.

1974

Martin RYLE (1918 – 1984)

Antony HEWISH (1924 –)

for pioneering research in radio astrophysics: Ryle for his observations and inventions, in particular of the aperture synthesis technique, and Hewish for his decisive role in the discovery of pulsars.

1978

Arno Allan PENZIAS (1933 –)

Robert Woodrow WILSON (1936 –)

for their discovery of cosmic microwave background radiation.

1983

Subramanyan CHANDRASEKHAR (1910 – 1995)

for his theoretical studies of physical processes of importance to the structure and evolution of the stars.

William Alfred FOWLER (1911 – 1995)

for his theoretical and experimental studies of nuclear reactions of importance in the formation of the chemical elements in the universe.

1993

**Russel Alan HULSE (1950 –)
Joseph Norton TAYLOR, Jr. (1941 –)**

for the discovery of a new type of pulsar, a discovery that has opened up new possibilities for the study of gravitation.

2002

**Raymond DAVIS, Jr. (1914 – 2006)
Masatoshi KOSHIBA (1926 –)**

for pioneering contributions to astrophysics, in particular for detection of cosmic neutrinos.

Riccardo GIACCONI (1931 –)

for pioneering contributions to astrophysics, which have led to the discovery of cosmic X-ray sources.

2006

**George F. Smoot (1945 –)
John C. Mather (1946 –)**

for the discovery of the black body form and anisotropy of the cosmic microwave background radiation.

2011

Saul PERLMUTTER (1959 –)
Adam Guy REISS (1969 –)
Brian Paul SCHMIDT (1967 –)

for the discovery of the accelerating expansion of the universe through observations of distant supernovae.

2017

Rainer WEISS (1932 –)
Barry Clark BARISH (1936 –)
Kip Stephen THORNE (1940 –)

for decisive contributions to the LIGO detector and the observation of gravitational waves.

4. СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

В список включены главным образом обозначения, встречающиеся более чем в одном месте

a	постоянная плотности планковского излучения, эрг/(см ³ К ⁴); 130
A	массовое число ядра атома; 260
A	приведенное массовое число; 281
b_c	структурный множитель (давление излучения); 129
c	скорость света, см/с
c	постоянная в соотношении масса – радиус (политропы); 172, 187
c_p	удельная теплоемкость при постоянном давлении, эрг/(г · K); 489
c_v	удельная теплоемкость при постоянном объеме, эрг/(см ³ · K); 489
c_1	безразмерный структурный множитель; 119, 192
d	дейtron
D	параметр вырождения электронного газа; 141
D	концентрация дейtronов, см ⁻³ ; 311
e	заряд электрона; 525
e_l	заряд частицы типа l ($l = i, k$); 78
e^+	позитрон
e^-	электрон
$e_{изл}$	объемная плотность энергии излучения, эрг·см ⁻³ ; 76
$e_{кин}$	объемная плотность энергии движения частиц, эрг·см ⁻³ ; 67
$e_{кул}$	объемная плотность энергии кулоновского взаимодействия, эрг·см ⁻³ ; 78
$e_{тепл}$	объемная плотность тепловой энергии газа, эрг·см ⁻³ ; 66
E	энергия
E	полная энергия звезды, эрг; 67, 68
$E_{макр}$	энергия макроскопических движений вещества звезды, эрг; 75
\bar{E}_e	средняя энергия электронов в вырожденном газе, эрг; 423
E_r	энергия возбужденного уровня ядра (резонанса), кэВ; 298
E_D	дебаевская энергия, эрг; 291
E_G	гамовская энергия, кэВ; 269
E_G	гравитационная энергия связи звезды, эрг; 62, 181, 192
E_G^*	характерная гравитационная энергия (белые карлики), эрг; 448
E_K	кинетическая энергия вещества звезды, эрг; 77
E_M	полная энергия магнитного поля звезды, эрг; 80
E_N	полная запасенная в звезде ядерная энергия, эрг; 92
E_N	высота кулоновского барьера, кэВ; 274
E_R	полная энергия излучения в звезде, эрг; 76

E_T	тепловая энергия звезды, эрг; 66
E_U	внутренняя энергия газа звезды, эрг; 195, 196, 214, 457
E_{Rot}	кинетическая энергия вращения звезды, эрг; 94
E_{nucl}	энергия связи атомного ядра, МэВ; 262
E_0	энергия гамовского максимума, кэВ; 277
E_ν	энергия нейтрино, МэВ; 330
\bar{E}_ν	средняя энергия испускаемых нейтрино, МэВ; 355
$f(v)$	максвелловская функция распределения скоростей; 267
$F(x)$	вспомогательная функция (вырожденный электронный газ); 420
g	ускорение силы тяжести, см/с ² ; 175
G	гравитационная постоянная, дина · см ² · г ⁻² ; 525
h	постоянная Планка, эрг · с; 525
\hbar	постоянная Планка, деленная на 2π , эрг · с; 525
H	энталпия, эрг/г; 426
H	поток энергии, эрг/(см ² · с); 31, 217
H	концентрация протонов, см ⁻³ ; 311
H	напряженность магнитного поля, гаусс; 79
H	вектор напряженности магнитного поля; 80
H_ν	поток излучения частоты ν , эрг/(см ² · с · Гц); 135
3He	концентрация ядер ^3He , см ⁻³ ; 313
4He	концентрация альфа-частиц, см ⁻³ ; 313
I	момент инерции; 191
k	постоянная Больцмана, эрг · K^{-1} ; 525
K	политропная постоянная; 168
K_1	численный коэффициент (давление НР вырожденного газа); 144, 422
K_2	численный коэффициент (давление УР вырожденного газа); 146, 422
l_ν	длина свободного пробега нейтрино в веществе, см; 330
L	светимость звезды, эрг/с; 217
L_E	эддингтоновская светимость, эрг/с; 137
L_\odot	светимость Солнца, эрг/с; 525
m	масса частицы, г; 273
m_e	масса электрона, г; 525
m_l	масса частицы типа l ($l = i, k$), г; 61, 267
m_n	масса нейтрона, г; 525
m_{nuc}	масса атомного ядра, г; 262
m_p	масса протона, г; 525
m_u	атомная единица массы, г; 525
m_α	масса альфа-частицы, г; 257
M	масса звезды, г; 20
M	приведенная масса, г; 267
M_\star	фундаментальная звездная масса $M_\star = 1.8798 M_\odot$; 130, 139, 446

\mathcal{M}	приведенная масса в атомных единицах массы; 267
\mathcal{M}_i	масса частицы типа i в атомных единицах массы; 267
M_r	масса шара радиуса r , г; 40
M_{\odot}	масса Солнца, г; 525
M_{\diamond}	чандрасекаровский предел массы белого карлика, г; 69, 454
n	индекс политропы; 168
N	концентрация частиц, см^{-3} ; 66
N_A	число Авогадро, моль $^{-1}$; 525
\mathcal{N}_D	число частиц в сфере Дебая, см^{-3} ; 502
N_e	концентрация свободных электронов, см^{-3} ; 141
N_l	концентрация частиц типа l ($l = i, k$), см^{-3} ; 266
\mathcal{N}_{\star}	число нуклонов в объекте с $M = M_{\star}$; 139
p	протон
p	импульс частицы; 273
p	безразмерное давление; 173
p_c	безразмерное давление в центре звезды; 109, 190
p_F	импульс Ферми (вырожденный электронный газ); 419
P	давление, дина/ см^2 ; 9
P	период осевого вращения, с; 48, 49
P_c	давление в центре звезды, дина/ см^2 ; 108
P_e	давление электронного газа, дина/ см^2 ; 150
P_g	давление газа, дина/ см^2 ; 76, 129
P_i	давление ионной компоненты газа, дина/ см^2 ; 150
P_r	давление излучения, дина/ см^2 ; 76, 129
P_1	характерное давление (вырожденный газ), дина/ см^2 ; 420
q	доля массы звезды; 173
Q, Q_{ik}	энерговыделение в расчете на одну реакцию, МэВ; 257, 285
r	расстояние от центра звезды, см; 40
r	расстояние между сталкивающимися ядрами, см; 273
r_0	точка остановки налетающей частицы с энергией E_0 , см; 291
r_1	эмденовская единица длины, см; 176
r_1	единица длины (теория белых карликов), см; 431
r_C	точка остановки налетающей частицы, см; 268
r_D	дебаевский радиус, см; 290, 506
r_N	сумма радиусов сталкивающихся ядер, см; 274
r_p	радиус протона, см; 259, 274
R	радиус звезды, см; 217
\mathcal{R}^*	универсальная газовая постоянная, эрг/($K \cdot \text{г}$); 525
R_G	шварцшильдовский радиус, см; 27, 57
R_{ik}	скорость реакции между ядрами типов i и k , $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$; 266
R_{\odot}	радиус Солнца, см; 525

R_*	фундаментальная длина (теория белых карликов), см; 446
S	удельная энтропия газа; 491
$S, S(E)$	S -фактор сечения ядерной реакции, кэВ·барн; 269, 271
S_0	S -фактор при энергии гамовского максимума, кэВ·барн; 280
t	время, возраст звезды, с, год; 32
t	безразмерная температура; 199
t_c	безразмерная центральная температура; 125
t_g	время гравитационного самосжатия шара, с; 43, 45
t_N	ядерное эволюционное время звезды, год; 258
t_T	тепловое время звезды, год; 66
$t_{1/2}$	период полураспада, с, год; 307
T	температура, K ; 9
T	вероятность туннельного преодоления кулоновского барьера; 275
T_c	температура в центре звезды, K ; 125
T_n	температура в единицах 10^n кельвинов ($n=6, 7, 8, 9$); 283
\bar{T}	средняя по массе температура звезды, K ; 123
T_{eff}	эффективная температура, K ; 31, 525
U	потенциальная энергия частицы, эрг; 273
U	внутренняя энергия газа, эрг/г; 491, 495
U	гомологический инвариант (переменная Милна); 227
U_r	энергия равновесного излучения в единице массы, эрг/г; 494
v	скорость, см/с
v_e	скорость убегания с поверхности звезды, см/с; 56
V	гомологический инвариант (переменная Милна); 227
V	удельный объем, см ³ /г; 489
x	доля радиуса звезды; 173
x	параметр релятивизации (вырожденный электронный газ); 419
X, X_H	весовая доля водорода в веществе;
X_l	весовая доля ядер типа l ($l = i, k$) в веществе; 285
Y	весовая доля гелия в веществе;
Z	весовая доля тяжелых элементов в веществе;
Z	зарядовое число атомного ядра; 260
Z_l	зарядовое число атомного ядра типа l ($l = i, k$); 268
α	постоянная тонкой структуры; 525
α	вспомогательный параметр (энерговыделение в pp -цепочках); 324
α_G	гравитационный аналог постоянной тонкой структуры; 140
α_ν	коэффициент поглощения излучения частоты ν , см ⁻¹ ; 135
β	доля газового давления в полном давлении; 129
β_c	доля газового давления в полном давлении в центре звезды; 129
γ	показатель адиабаты; 491

γ'	показатель политропы; 168
Γ	ширина резонанса, эВ, кэВ; 294, 298
Γ_i	обобщенные показатели адиабаты ($i = 1, 2, 3$); 497, 498, 499
δ_{ik}	символ Кронекера; 266
Δ	ширина гамовского максимума, кэВ; 279
$\varepsilon, \varepsilon_{ik}$	темпер энерговыделения, эрг/(г·с); 285
ε	структурный множитель (полная энергия политропы); 194
ε	отношение скоростей реакций (p, γ) и (p, α) на ядре ^{15}N ; 366
ε_{CN}	энерговыделение в CN-цикле, эрг/(г·с); 376
ε_F	энергия электрона с импульсом Ферми, эрг; 427
$\varepsilon(p)$	энергия электрона с импульсом p , эрг; 427
$\bar{\varepsilon}$	средний темп энерговыделения на единицу массы, эрг/(г·с); 128
\mathcal{E}	энергия связи ядра в расчете на нуклон, МэВ; 262
$\mathcal{E}_{3\alpha}$	энергетический выход З α -процесса, эрг/(г·с); 387
\mathcal{E}	темпер энерговыделения в pp-цепочках на единицу массы, эрг/(г·с); 323
ζ	безразмерное расстояние (белые карлики); 430
ζ	вспомогательный параметр (электронное экранирование); 290
ζ_1	поправочный множитель (политропы); 186
ζ_1	безразмерный радиус белого карлика; 434
$\theta(\xi)$	функция Эмдена; 176, 178
λ	де-бройлевская длина волны, см; 147
λ	де-бройлевская длина волны, деленная на 2π , см; 268
λ_C	комптоновская длина волны электрона, деленная на 2π , см; 525
λ_C	комптоновская длина волны электрона, см; 525
λ_{ik}	скорость реакции между ядрами типов i и k при $N_i = N_k = 1$; 281
μ	молекулярный вес; 105, 123
μ_e	электронный молекулярный вес; 142
μ_1	безразмерная масса политропы; 185
$\tilde{\mu}_1$	безразмерная масса белого карлика; 437
ν	нейтрино
$\tilde{\nu}$	антинейтрино
ν	температурный показатель скорости ядерной реакции; 283
ν_1	поправочный множитель (политропы); 186
ξ	скорость счета нейтрино в детекторе; единица SNU; 331, 336
ξ	расстояние в эмденовских единицах длины; 176
ξ_1	радиус политропы в эмденовских единицах длины; 183
ρ	плотность, г/см ³ ; 40, 9
ρ_c	центральная плотность, г/см ³ ; 110
$\bar{\rho}$	средняя плотность, г/см ³ ; 45
ρ_E	объемная плотность заряда; 505
$\bar{\rho}_r$	средняя плотность шара радиуса r , г/см ³ ; 47, 109

ρ_0	плотность при параметре вырождения $D = 1$, г/см ³ ; 144
ρ_1	плотность, отделяющая НР электронный газ от УР, г/см ³ ; 147
ρ_2	критическая плотность начала процесса нейтронизации, г/см ³ ; 146
σ	постоянная Стефана, эрг/(см ² К ⁴ с); 525, 217
σ	безразмерная плотность; 173
σ_c	безразмерная плотность в центре политропы; 188
$\sigma(v), \sigma(E)$	поперечное сечение столкновения, см ² ; 266, 267
σ_0	томсоновское сечение электронного рассеяния, см ² ; 525
σ_ν	сечение взаимодействия нейтрино с веществом, см ² ; 330
τ	время жизни возбужденного ядра, с; 294
τ	безразмерный параметр, определяющий скорость ТЯР; 279, 281
τ	отношение центральной температуры звезды к средней по массе; 201, 189
$\tau_i(k)$	время выгорания ядер типа k на ядрах типа i , с, час, год; 286
τ_{CN}	период CN-цикла, годы; 361
ρ_E	объемная плотность заряда; 505
$\bar{\rho}_r$	средняя плотность шара радиуса r , г/см ³ ; 47, 109
ρ_0	плотность при параметре вырождения $D = 1$, г/см ³ ; 144
ρ_1	плотность, отделяющая НР электронный газ от УР, г/см ³ ; 147
ρ_2	критическая плотность начала процесса нейтронизации, г/см ³ ; 146
τ	безразмерный параметр, определяющий скорость ТЯР; 279, 281
τ	отношение центральной температуры звезды к средней по массе; 201, 189
τ	время остывания белого карлика, годы; 483
$\tau_i(k)$	время выгорания ядер типа k на ядрах типа i , с, час, год; 286
ϕ_c	безразмерный гравитационный потенциал в центре звезды; 191
φ	гравитационный потенциал, эрг/г \equiv см ² /с ² ; 51
φ	дебаевский потенциал; 290, 506
φ_R	потенциал центробежной силы, см ² /с ² ; 54
Φ	потенциал, отсчитанный от поверхности (политропы, белые карлики); 175, 426
$\psi(\zeta)$	изотермическая функция Эмдена; 236
$\psi(\zeta)$	безразмерный потенциал (белые карлики); 431
$\Psi(E)$	максвелловское распределение по энергиям; 276
ω	угловая скорость, обороты/с; 48
ω	безразмерная гравитационная энергия связи звезды; 63
ω	статистический множитель в формуле Брейта – Вигнера; 298
ω_1	безразмерный структурный множитель; 192
\mathfrak{M}	масса в массах Солнца: $\mathfrak{M} = M/M_\odot$
\mathfrak{R}	радиус в радиусах Солнца: $\mathfrak{R} = R/R_\odot$
\mathfrak{L}	светимость в светимостях Солнца: $\mathfrak{L} = L/L_\odot$
\mathfrak{L}_E	эддингтоновская светимость в светимостях Солнца: $\mathfrak{L}_E = L_E/L_\odot$