

именее массивные (*красные карлики*). Солнце (желтая звезда) — средняя звезда, расположенная где-то в центральной части главной последовательности. На диаграмме положение Солнца отмечено крестиком.

Справа вверху от главной последовательности расположены *красные гиганты* и *красные сверхгиганты*. Гиганты с поверхностной температурой порядка 4000 К примерно на 10 звездных величин ярче звезд главной последовательности с той же поверхностной температурой. Над гигантами располагаются очень редкие звезды, называемые сверхгигантами. Примером сверхгиганта может служить Бетельгейзе (α Ориона) — переменная звезда класса M2 — M3. Ее видимая визуальная величина меняется от $+0^m,4$ до $-1^m,3$, а абсолютная звездная величина составляет около -3^m . Она примерно на 16 звездных величин ярче, а ее радиус примерно в 1000 раз больше звезды класса M3 главной последовательности. Но своему радиусу сверхгигант может быть даже в 10 раз больше гиганта и иметь в 100 раз большую светимость.

Слева внизу от главной последовательности располагаются *белые карлики* — слабые голубые или желтые звезды, которые лежат на диаграмме Герцшпрунга — Рессела на 9—10 звездных величин ниже главной последовательности. По массе белые карлики сравнимы с Солнцем, а по размерам — с Землей. Следовательно, плотность белых карликов чрезвычайно велика — порядка 10^5 — 10^6 г/см³. Соответственно очень велико и ускорение свободного падения на поверхности этих звезд, а толщина атмосферы составляет всего несколько десятков сантиметров.

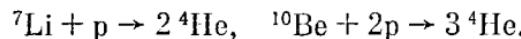
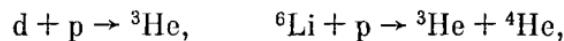
Для полноты укажем еще, что между гигантами и главной последовательностью параллельно ей идет полоса звезд с промежуточными параметрами, называемых *субгигантами*. Аналогично, ниже главной последовательности также параллельно ей располагаются *субкарлики* — звезды с промежуточными свойствами между белыми карликами и звездами главной последовательности.

Массы звезд заключены в пределах от 0,03 до $60 M_{\odot}$. Светимость стационарных звезд лежит в интервале от 10^{-4} до $10^5 L_{\odot}$, а радиусы — от 10 км (нейтронные звезды) до $10^3 R_{\odot}$ (сверхгиганты).

§ 102. Краткие сведения об эволюции звезд

1. По двум причинам вопрос об эволюции звезд будет затронут весьма кратко и схематично. Во-первых, он относится к астрономии и астрофизике. Во-вторых, теория эволюции звезд весьма сложна и очень далека от завершения. Многие вопросы этой теории совсем неясны или ясны недостаточно. Достаточно подробное и доступное изложение вопросов эволюции звезд можно найти, например, в книге И. С. Шкловского «Звезды, их рождение, жизнь и смерть» (М.: Наука, 1984).

2. В процессе гравитационного сжатия протозвезды температура ее недр непрерывно повышается. Когда она поднимется до миллиона кельвинов, начинаются первые термоядерные реакции с участием протонов и легких ядер с низким кулоновским барьером (дейтерий, литий, бериллий, бор):



По из-за малого содержания в протозвезде этих элементов продолжительность указанных реакций по звездным масштабам невелика — всего порядка миллиона лет.

В результате освобождения термоядерной энергии в указанных реакциях температура и давление в протозвезде повышаются. Возросшее давление замедляет гравитационное сжатие протозвезды. Когда легкие ядра с низким кулоновским барьером будут израсходованы, гравитационное сжатие протозвезды усиливается, что приведет к дальнейшему повышению ее температуры. Наконец, когда температура достигнет порядка 10 млн кельвинов, вступят в игру протон-протонный, а за ним углеродно-азотный циклы, являющиеся основными источниками выделения термоядерной энергии. Возросшее давление звездной плазмы стабилизирует звезду — ее гравитационное сжатие приостанавливается. С этого момента протозвезда и становится звездой, вступающей на главную последовательность. Место вступления ее на главную последовательность определяется первоначальной массой протозвезды. Чем больше эта масса, тем выше оказывается протозвезда на главной последовательности.

Ввиду того что водорода в звезде много — она почти целиком состоит из водорода, — «выгорание» водорода охватывает несравненно более длительное время, чем «выгорание» дейтерия, лития, бериллия и бора. Звезды в верхней части главной последовательности более массивны и обладают более высокими температурами. Поэтому в них процесс «выгорания» водорода происходит более быстро и охватывает время порядка ста миллионов лет. Напротив, у менее массивных и менее горячих звезд, как Солнце, этот процесс длится 10—15 млрд лет. Еще более медленно происходит эволюция звезд, находящихся в нижней части главной последовательности, — красных карликов.

Выходя на главную последовательность, звезда длительное время остается там, почти не меняя своих свойств. Поэтому основная часть звезд наблюдается именно на главной последовательности. Однако по мере «выгорания» водорода состояние звезды все же неуклонно, но очень медленно изменяется, так что изображающая звезду точка на диаграмме Герцшпрунга — Рессела перемещается и может уйти с главной последовательности.

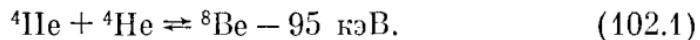
3. Характер эволюции звезды существенно зависит от того, происходит в ее недрах перемешивание вещества или нет. Вычисления на моделях показывают, что если бы эволюция звезды сопровождалась полным перемешиванием (вследствие чего ее химический состав оставался бы однородным по всему объему звезды), то изображающая ее точка на диаграмме Герцшпрунга — Рессела перемещалась бы от главной последовательности влево. Наоборот, при полном отсутствии перемешивания изображающая точка перемещалась бы вправо от главной последовательности. Беглый взгляд на диаграмму Герцшпрунга — Рессела показывает, что на ней нет звезд, расположенных вблизи главной последовательности вверху и слева. Зато имеется очень много звезд справа от нее — это красные гиганты и субгиганты. Следовательно, перемешивание вещества в недрах звезды в процессе смещения ее из главной последовательности играет лишь второстепенную роль. В массивных звездах, масса которых превышает примерно $3 M_{\odot}$, перенос тепла в основном осуществляется лучеиспусканием. В звездах с массами, меньшими примерно M_{\odot} , он осуществляется главным образом конвекцией, т. е. перемешиванием вещества.

Эволюция звезд, масса которых меньше приблизительно массы Солнца, происходит настолько медленно, что время пребывания таких звезд в пределах главной последовательности превышает возраст Галактики (около $1,2 \cdot 10^{10}$ лет). В звездах с малыми массами (меньшими $0,3 M_{\odot}$) преобладающим механизмом теплопередачи является конвекция. У таких звезд температура в центре недостаточно высока, чтобы водородный цикл работал полностью. Он обрывается на образовании изотопа гелия ^3He , а изотоп ^4He уже не синтезируется. При несколько больших массах (но меньших примерно $3 M_{\odot}$) эволюция звезды заканчивается на образовании изотопа ^4He . Основной интерес представляет эволюция звезд, первоначальная масса которых превышает примерно $3 M_{\odot}$. На ней мы и сосредоточим внимание.

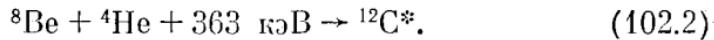
4. Энерговыделение в звезде после ее образования и выхода на главную последовательность длительное время происходит преимущественно в центральной ее части за счет «выгорания» водорода. После выгорания водорода в центральной части звезды образуется центральное гелиевое ядро и окружающая его оболочка, богатая водородом. Звезда по своему составу становится сильно неоднородной. Ядерные реакции в ядре звезды прекращаются, но интенсивно происходят в ее оболочке. Таким образом, основное энерговыделение из центральной части переносится в оболочку. В результате оболочка сильно раздувается. Звезда сходит с главной последовательности и превращается в красный гигант или сверхгигант. Размеры звезды сильно увеличиваются (см. § 101, пункт 3). Однако массы красных гигантов могут и не намного превышать массу Солнца. Благодаря большой поверх-

ности светимость красного гиганта очень велика, несмотря на пониженную температуру его поверхности.

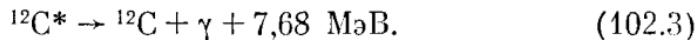
По мере «выгорания» водорода в оболочке звезды масса центрального гелиевого ядра возрастает, а его гравитационное сжатие усиливается. Это приводит к возрастанию плотности и температуры гелиевого ядра звезды. Когда эти величины достигают значений примерно 10^6 г/см³ и 10⁸ К соответственно, начинает эффективно идти реакция «сгорания» гелия. На короткое мгновение (порядка 10^{-16} с) создается неустойчивое ядро бериллия:



Это ядро может тут же распасться на две α -частицы, но может успеть захватить еще одну α -частицу, в результате чего образуется ядро углерода в возбужденном состоянии:

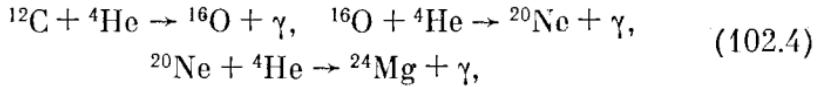


Возбуждение снимается γ -излучением:



В результате синтеза ядра ^{12}C из трех ядер ^4He освобождается энергия 7,22 МэВ. Скорость генерации энергии в звезде при этой реакции пропорциональна примерно $(T/10^8)^{30}$. Значит, «сгорание» гелия в этой реакции эффективно лишь при температуре, превышающей 10⁸ К.

Когда накопится достаточное количество изотопа углерода ^{12}C , гелий начинает «выгорать» также в реакциях



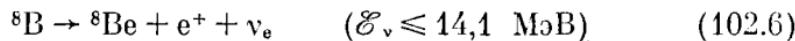
сопровождающихся дальнейшим и, наконец, полным исчерпанием гелия. Эти реакции требуют все более и более высокой температуры порядка $10^8 - 1,5 \cdot 10^8$ К. В результате завершения этих реакций получается ядро звезды, состоящее из изотопов углерода ^{12}C , кислорода ^{16}O , неона ^{20}Ne и магния ^{24}Mg .

5. Все ядерные реакции в недрах Солнца и звезд недоступны непосредственному наблюдению. Существует лишь единственный косвенный метод наблюдения реакций, происходящих при участии слабого взаимодействия. В таких реакциях образуются нейтрино, а они практически не поглощаются, пропуская всю толщу звездного вещества. Как указывалось в § 74, для регистрации солнечных нейтрино Б. М. Понтекорво предложил воспользоваться реакцией



Эта реакция имеет порог 0,81 МэВ и в принципе может быть использована для регистрации солнечных нейтрино почти всех

энергий. Однако реально в реакции (102.5) ядро ^{37}Ar с подавляющей вероятностью получается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения примерно 5 МэВ. Это увеличивает эффективный порог реакции до 5,8 МэВ. Поэтому реакция (102.5) может быть использована практически для регистрации быстрых нейтрино. Такие нейтрино на Солнце получаются только в одной из завершающих реакций водородного цикла, а именно



(см. предыдущий параграф, пункт 10). Как указывалось в § 74, такие «борные» нейтрино были зафиксированы в опытах Дэвица. Однако их число оказалось примерно в 3—4 раза меньше наименьшего теоретического предела, найденного на основе современных моделей Солнца. Причина этого расхождения еще не ясна, хотя гипотезы для его объяснения и предлагались.

6. Переходим к рассмотрению завершающих стадий эволюции звезды. Как уже было сказано, в начальной стадии гравитационное сжатие звезды прекращается в результате освобождения энергии при ядерных реакциях. Возникает вопрос, существуют ли силы, способные приостановить гравитационное сжатие, когда источники ядерной энергии будут исчерпаны? Единственными силами, противостоящими гравитационным, тогда окажутся силы давления звездного вещества.

При высоких плотностях звездного вещества последнее существует только в форме «голых» атомных ядер и электронов. Давление газа создается движением электронов и атомных ядер. Но это есть не только тепловое движение, исчезающее при абсолютном нуле температуры. На него накладывается еще *квантовое движение*, не прекращающееся и при абсолютном нуле. Будем рассматривать звездную плазму как идеальный газ, состоящий из электронов и положительно заряженных ядер, компенсирующих заряд электронов (газ из одних только электронов был бы вообще неустойчив). Отвлечемся от атомных ядер и сосредоточим внимание только на электронах.

Обозначим через n число электронов в единице объема. Пусть газ находится при абсолютном нуле температуры. Движение электронов квантовано. Число возможных квантовых состояний с импульсом меньше p_{\max} пайдется, если объем октанта импульсного пространства $(1/8)(4\pi/3)p_{\max}^3$ разделить на объем квантовой фазовой ячейки h^3 , т. е. это число пропорционально p_{\max}^3 . Максимальному импульсу соответствует максимальный уровень энергии, называемый *уровнем Ферми*. Согласно принципу Паули в каждом квантовом состоянии может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами. При абсолютном нуле температуры электроны заполняют все энергетические уровни ниже уровня Ферми. Уровни, лежащие выше

уровня Ферми, окажутся свободными. Таким образом, число электронов в единице объема будет пропорционально $\rho^3 \text{ макс или } p^3$. Давление электронного газа $P_{\text{газ}}$ пропорционально $n v p \propto v p^4$, где v — скорость электрона (см. т. II, § 59). Если газ перелятивистский, то $v \propto p$, и, следовательно,

$$P_{\text{газ}} \propto \overline{p}^5 \propto \overline{n}^{5/3} \propto \rho^{5/3} \text{ (перелятив.),} \quad (102.7)$$

где ρ — плотность электронного газа.

Если же газ ультраперелятивистский, то скорость v можно считать постоянной и равной скорости света c . В этом случае $P_{\text{газ}} \propto \rho^{4/3}$, т. е.

$$P_{\text{газ}} \propto \overline{n}^{4/3} \propto \rho^{4/3} \text{ (ультраперелятив.),} \quad (102.8)$$

Электронный газ (как и газ любых ферми-частиц) при абсолютном нуле температуры называется *вырожденным*. Чем больше n , тем больше высоких энергетических уровней будет заполнено электронами. Пусть теперь температура T отлична от нуля. Тогда появится кинетическая энергия теплового движения электронов. Если она будет мала по сравнению с кинетической энергией квантового движения, то тепловым движением можно пренебречь и пользоваться формулами для вырожденного газа. Чем больше плотность газа, тем ближе он к состоянию вырождения. Так, плотность газа свободных электронов в металлах настолько велика, что при комнатных температурах и даже при температурах порядка 10 000 К он может считаться вырожденным.

7. Возникает сомнение в применимости к плотному вырожденному газу формул для идеального газа. Однако *вырожденный электронный газ тем ближе к идеальному, чем больше его плотность*. Это парадоксальное заключение легко понять. Идеальный газ — это такой газ, кинетическая энергия частиц которого настолько велика, что силами взаимодействия между ними можно пренебречь. Количественно это условие означает, что кинетическая энергия частиц газа очень велика по сравнению с потенциальной энергией их взаимодействия. Но это как раз и имеет место для электронного газа при высоких плотностях. Действительно, плотность кинетической энергии частиц перелятивистского газа пропорциональна $n p^2 \propto \rho^{5/2}$. Плотность потенциальной энергии кулоновского отталкивания электронов пропорциональна $n e^2/r$, где r — среднее расстояние между электронами. Иными словами, потенциальная энергия пропорциональна $\rho^{4/2}$. Таким образом, с возрастанием ρ кинетическая энергия растет быстрее, чем потенциальная. Может показаться, что это не справедливо для ультраперелятивистского газа, так как плотность кинетической энергии частиц такого газа пропорциональна $\rho^{4/3}$, т. е. меняется с ρ так же, как и плотность потенциальной энергии отталкива-

ния между электронами. Но это неверно, так как в приведенном рассмотрении учтено кулоновское взаимодействие только между электронами, но не приняты во внимание атомные ядра, наличие которых необходимо, чтобы сделать плазму квазинейтральной. Отталкивание между электронами в среднем компенсируется притяжением их к атомным ядрам. Поэтому с большой степенью приближения электронный газ в звездной плазме может рассматриваться как газ незаимодействующих частиц.

Выше ничего не было сказано о давлении газа, состоящего из атомных ядер. Однако из-за больших масс скорости атомных ядер, а с ними и давление, производимое ядрами, малы по сравнению с теми же величинами для электронов. В звездах главной последовательности газ атомных ядер еще не вырожден. Только при экстремально высоких температурах и плотностях, когда атомные ядра релятивистские, их давление становится сравнимым с электронным давлением. А в случае ультрарелятивистских ядер давление вообще не зависит от массы частиц, т. е. для атомных ядер становится таким же, как и для электронов.

Количественное рассмотрение вырожденного газа Ферми-частиц дается в дополнении к этому параграфу.

8. Итак, при высоких плотностях развиваются громадные силы давления вырожденного электронного газа. Способно ли такое давление приостановить гравитационное сжатие звезды? Гравитационное давление в центре звезды

$$\mathcal{P}_g \propto M^2/R^4 \propto M^{2/3}\rho^{4/3} \quad (102.9)$$

(см. задачу к предыдущему параграфу). Давление вырожденного нерелятивистского электронного газа возрастает с плотностью ρ быстрее, чем \mathcal{P}_g , а именно по формуле (102.7). Если бы электронный газ оставался нерелятивистским, то соответствующим выбором плотности ρ всегда можно было бы добиться, чтобы давление газа $\mathcal{P}_{\text{газ}}$ превышало гравитационное давление \mathcal{P}_g . Следовательно, в нерелятивистском случае давление электронного газа всегда было бы в состоянии стабилизировать звезду любой массы.

Но при очень высоких плотностях ($\rho \gg 2 \cdot 10^6 \text{ г}/\text{см}^3$) электронный газ становится ультрарелятивистским, а в этом случае, как показывает формула (102.8), давление газа меняется с плотностью так же, как и гравитационное давление. Последнее, однако, пропорционально также $M^{2/3}$. Поэтому стабилизация звезды определяется значением ее массы. При массах, меньших некоторого критического значения $M_{\text{кр}}$, давление газа превышает гравитационное давление. В этом случае звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа.

Если же $M > M_{\text{кр}}$, то гравитационное давление начинает превышать давление электронного газа, и последнее уже не в состоянии приостановить гравитационное сжатие звезды.

Критическое значение массы $M_{\text{кр}}$ называется *чандрасекаровским пределом* по имени Чандрасекара (р. 1910), установившего существование такого предела. Чандрасекаровский предел определяется из условия, чтобы давление вырожденного электронного газа в центре звезды было равно гравитационному давлению. Численные расчеты показывают, что

$$M_{\text{кр}} \approx \frac{5.75}{\mu^2} M_{\odot}, \quad (102.10)$$

где μ — число нуклонов в ядре, приходящихся на один электрон атома. Если вещество состоит из относительно легких ядер (гелиевое ядро звезды состоит из ядер изотопа ${}^4\text{He}$), для которых $N = Z$, то $\mu = 2$ и предыдущая формула переходит в

$$M_{\text{кр}} \approx 1.44 M_{\odot}. \quad (102.11)$$

С учетом вращения (а оно действует против тяготения), которое у белых карликов может быть очень быстрым, предельная масса повышается до $2 M_{\odot}$.

Таким образом, при $M < M_{\text{кр}}$ звезда может быть стабилизирована давлением вырожденного электронного газа независимо от того, будет ли этот газ нерелятивистским или релятивистским. Такие звезды образуются из красных гигантов, плотные ядра которых в результате термоядерных реакций (101.6) сбрасывают свои оболочки и начинают вести самостоятельное существование. Это белые карлики. Они характеризуются малыми размерами, очень большими плотностями (порядка 10^6 — 10^7 г/см³) и высокими температурами. Массы белых карликов порядка солнечной, а геометрические размеры порядка размеров Земли. Поскольку «ядерное горючее» в недрах белых карликов израсходовано, их излучение происходит за счет охлаждения. А так как поверхность белых карликов очень мала, то и светимость их также очень мала — в сотни и тысячи раз меньше солнечной. Поэтому остывание белых карликов происходит очень медленно и длится несколько миллиардов лет.

Вещество недр белых карликов отличается высокой прозрачностью и теплопроводностью. Высокая прозрачность связана с тем, что в силу принципа Паули все квантовые состояния электронов в недрах белого карлика заполнены. Поглощение же квантов света связано с переходом электронов из одного квантового состояния в другое. Между заполненными квантовыми состояниями эти переходы невозможны. Невозможно и поглощению световых квантов. Исключение составляют только квантовые состояния вблизи уровня Ферми, которые заполнены электронами не целиком. Поэтому только быстрые электроны вблизи уровня Ферми могут поглощать кванты излучения. Из-за вырождения электронного газа велика и теплопроводность вещества белого карлика, аналогично тому, что имеет место в металлах при обыч-

ных температурах. Вследствие высокой прозрачности и теплопроводности в недрах белого карлика не могут возникать большие перепады температуры. Перепад температуры происходит в тонком поверхностном слое белого карлика, где электронный газ не вырожден. Толщина этого слоя порядка 1 % радиуса карлика. В нем температура возрастает от нескольких тысяч кельвинов (на границе поверхности) до десятков миллионов, а затем вплоть до центра звезды почти не меняется.

9. При достаточно высоких плотностях равновесие звезды начинает нарушаться *процессом нейтронизации* звездного вещества. Как известно, при β^- -распаде ядра часть энергии уносится электроном, а остальная часть — пейтринио. Энергия каждой из этих двух частей подвержена случайному вариациям, но их сумма остается постоянной. Эта постоянная величина называется *верхней границей β^- -распада*. Так вот, если энергия Ферми превышает верхнюю границу β^- -распада, то становится более и более вероятным процесс, обратный β^- -распаду: ядро поглощает электрон, а его зарядовое число Z уменьшается на единицу — *электронный захват* (см. § 74). Вновь образовавшееся ядро может также захватить электрон, и т. д. В результате таких процессов концентрация электронов в звезде уменьшается, уменьшается и давление вырожденного электронного газа, поддерживающее звезду в равновесии. Это ведет к дальнейшему гравитационному сжатию звезды, а с ним и к дальнейшему повышению средней и максимальной энергии электронов вырожденного газа — вероятность захвата электронов ядрами возрастает. Такие процессы могут привести к образованию нейтронизбыточных ядер. В конце концов нейтронов может накопиться так много, что звезда будет состоять преимущественно из пейтронов. Такие звезды называются *нейтронными*. Нейтронная звезда, конечно, не может состоять из одних только пейтронов, так как необходимо давление электронного газа, чтобы предотвратить превращение пейтронов в протоны. В пейтронной звезде имеется небольшая примесь (около 1—2 %) электропроводов и протонов. Благодаря тому что пейтропы не испытывают кулоновского отталкивания, средняя плотность вещества внутри нейтронной звезды очень высока — примерно такая же, как в атомных ядрах. При такой плотности радиус нейтронной звезды с массой порядка M_{\odot} примерно в 10^5 раз меньше солнечного, т. е. составляет не более 10 км. Нейтронная звезда сильно неоднородна и имеет сложную внутреннюю структуру. Но этого вопроса мы касаться не будем. Ограничимся замечанием, что упругость вырожденного нейтронного газа в звезде достаточна для противодействия гидростатическому давлению, если только масса звезды не превосходит определенного значения. Вопрос о верхнем пределе массы не вполне выяснен. Теоретические расчеты на моделях показывают, что верхний предел массы нейтронной звезды определяется

оценочной формулой

$$M_{\text{пр}} \approx (2 - 3) M_{\odot}. \quad (102.12)$$

При массе $M \gtrsim 1,2 M_{\odot}$ нейтронные звезды образуются в результате гравитационного коллапса (быстрого сжатия) звезд. Начальная температура в центре образовавшейся нейтронной звезды очень высока (порядка 10^{11} К). Но уже через время порядка 10—100 с температура в центре понижается до 10^9 К за счет излучения нейтрино.

10. Существование нейтронных звезд было предсказано теоретически еще в 1938 г. Р. Оппенгеймером (1904—1967) и Г. Болковым. Однако из-за их ничтожной визуальной яркости их обнаружение выходило далеко за пределы возможностей оптических телескопов, даже самых мощных (ожидалась видимая звездная величина нейтронной звезды, находящейся даже на минимальном расстоянии — порядка 10 световых лет, составляла всего $27''$). Положение изменилось после второй мировой войны, когда для исследования неба стали применять радиотелескопы. Начиная с 1964 г. на радиотелескопе Кембриджской лаборатории Кембриджского университета, возглавляемой Хьюищем, исследовались вариации радиоизлучения от дискретных космических источников. Летом 1967 г. аспирантка Хьюища Жаклин Белл обратила внимание на один довольно необычный источник, посылающий, как выяснилось позднее, строго периодические радиоимпульсы. После этого в той же лаборатории, а позднее и в других лабораториях были открыты и исследованы аналогичные источники радиоизлучения, которые были названы *пульсарами*. Периоды правильных пульсаций таких источников лежат в пределах 0,00154 до 3,75 с. До 1982 г. самым быстрым пульсаром с периодом 0,033 с считался пульсар, находящийся в Крабовидной туманности (см. пункт 12). В 1982 г. был открыт пульсар с периодом 0,00154 с. Всего к концу 1987 г. было открыто 4 миллисекундных пульсара с периодами 0,00154; 0,003054; 0,0054; 0,006 с.

У пульсаров, расстояние до которых известно, можно подсчитать мощность радиоизлучения. У пульсара Крабовидной туманности она достигает 10^{35} эрг/с, что примерно в 25 раз больше мощности излучения Солнца ($3,83 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Но есть и пульсары с мощностью излучения до 10^{38} эрг/с.

Спустя короткое время пульсары были отождествлены с предсказанными теоретически быстро вращающимися *нейтронными звездами*. Быстрое вращение нейтронной звезды связано с тем, что в силу закона сохранения момента импульса величина R^2/T должна сохраняться во времени. А так как из-за высокой проводимости плазменного вещества сохраняется и магнитный поток (см. т. III, § 74), то не должна меняться во времени и величина HR^2 . Поэтому нейтронная звезда должна быть сильно намагничена. Например, при образовании нейтронной

звезды радиусом $R = 10$ км из обычной звезды ($R \approx 10^6$ км) скорость вращения звезды и ее магнитное поле должны возрасти в 10^{10} раз. Но напряженность магнитного поля в некоторых пульсарах может достигать и 10^{12} Гс. Существенно, что направления магнитного поля и оси вращения, вообще говоря, не совпадают. С этими особенностями и связано радиоизлучение нейтронной звезды. Действительно, при падении направлений оси вращения и магнитной звезды и ее магнитного момента последний должен вращаться, т. е. меняться во времени. А изменяющийся магнитный диполь излучает электромагнитные волны (см. т. III, § 141, задача 1). При этом излучение происходит преимущественно в направлении, перпендикулярном к магнитному моменту, и сосредоточено в пределах узкого конуса с углом раствора порядка 10° . Когда Земля попадает в пределы этого вращающегося конуса, обнаруживается максимум излучения. С этим и связан периодический импульсный характер излучения.

Благодаря потери энергии на излучение вращение нейтронной звезды непрерывно замедляется. Так, период пульсара, расположенного в Крабовидной туманности, регулярно увеличивается на $3,6 \cdot 10^{-8}$ секунд в сутки, или на $4,2 \cdot 10^{-13}$ секунд в секунду. У других пульсаров регулярное увеличение периода вращения заметно меньше. Но и у них относительное изменение периода вращения меньше чем 10^{-14} . Только самые лучшие кварцевые часы отличаются таким удивительным постоянством хода.

Нейтронная звезда может быть источником и рентгеновского излучения. Для этого вблизи нее должна находиться другая звезда, образующая вместе с ней двойную систему. Сплошное рентгеновское излучение возникает в результате *акреции*, т. е. захвата вещества из другой звезды и его падения на нейтронную. Если масса нейтронной звезды порядка солнечной, то при таком падении получается кинетическая энергия порядка 10^{20} эрг на грамм захваченного вещества (100 МэВ на нуклон). Для объяснения наблюдаемой интенсивности рентгеновского излучения (она того же порядка, что и интенсивность радиоизлучения) необходимо предположить, что масса вещества, захватываемая нейтронной звездой в год, составляет около 10^{-9} солнечных масс. По некоторым двойным системам оценена масса нейтронных звезд ($M \approx \approx (1,4 - 3) M_\odot$).

Пульсар Крабовидной туманности является пока единственным пульсаром, от которого наблюдаются импульсы оптического излучения с периодом 0,033 с, т. е. с тем же периодом, что и импульсы рентгеновского излучения. Высокая интенсивность ультрафиолетовой части излучения указывает на то, что поверхность этой нейтронной звезды очень горяча. В спектре этой звезды отсутствуют какие бы то ни было спектральные линии как излучения, так и поглощения.

11. Если на конечной стадии эволюции звезды ее масса окажется больше предельной (102.12), то нерелятивистскими формулами пользоваться уже нельзя. В частности, нельзя пользоваться формулой (102.9), полученной на основании ньютоновской теории тяготения. В этом случае рассмотрение всех вопросов возможно только в рамках *общей теории относительности*. Поэтому мы должны довольствоваться лишь сообщением некоторых результатов.

Общая теория относительности приводит к выводу, что в рассматриваемом случае квантовомеханическое внутреннее давление вещества уже не в состоянии противостоять гравитационному давлению. Произойдет беспредельное катастрофическое сжатие звезды (гравитационный коллапс). Этот вывод не требует никаких предположений относительно конкретных свойств вещества (например, предположения, что вещество ведет себя как идеальный газ).

Для удаленного наблюдателя (т. е. наблюдателя, находящегося вне гравитационного поля звезды) радиус звезды асимптотически стремится к так называемому *гравитационному радиусу*

$$r_g = 2GM/c^2. \quad (102.13)$$

Гравитационный радиус Солнца равен 2,95 км, Земли — 0,886 см. Сфера радиусом r_g называется *сферой Шварцшильда* (1873—1916), впервые получившего точное решение уравнений гравитации общей теории относительности для сферически-симметричного гравитационного поля. При приближении радиуса звезды к гравитационному радиусу скорость сжатия для удаленного наблюдателя бесконечно замедляется, так что звезда «застывает» в своем развитии. Излучение звезды по мере приближения ее радиуса к гравитационному становится все более слабым. В пределе звезда полностью изолируется от внешнего наблюдателя («самозамыкается»). Такая звезда называется *черной дырой*.

Никакие сигналы (свет, нейтрино и любые частицы), посланные в пределах сферы Шварцшильда, не могут выйти наружу и достигнуть внешнего наблюдателя. По этой причине сфера Шварцшильда называется *горизонтом событий черной дыры*. Впрочем, удаленный наблюдатель никогда не заметит, что тело, падающее на черную дыру, пересечет горизонт событий, так как по его часам для этого требуется бесконечное время. По часам свободно падающего наблюдателя из-за замедления хода часов в гравитационном поле (см. т. IV, § 109) это время, конечно, определяется временем свободного падения. Дело в том, что при приближении к сфере Шварцшильда гравитационное поле стремится к бесконечности, как это показывает общая теория относительности.

Во внешнем пространстве наличие черной дыры проявляется в ее гравитационном поле, вращающем моменте и электрическом заряде, если сколлапсировавшая звезда была заряжена. На расстояниях, очень больших по сравнению с радиусом сферы Шварцшильда, гравитационное поле определяется законом всемирного тяготения Ньютона, а движение других тел, взаимодействующих с черной дырой, подчиняется законам ньютоновской механики.

Отметим одну особенность *вращающихся черных дыр*, которая может быть понята также на основе общей теории относительности. У вращающейся черной дыры вне горизонта существует область, называемая *экзосферой*, попав в которую вещество вовлекается во вращение вокруг черной дыры, что замедляет вращение и приводит к потере вращательной энергии черной дыры. Это может произойти, например, тогда, когда тело, попавшее в экзосферу, распадается на две части, одна из которых продолжает падать на черную дыру, а другая вылетает из экзосферы в направлении вращения. При этом, конечно, сохраняется полный вращающий момент системы, состоящей из черной дыры и влетевшего тела, но может произойти перераспределение энергии между ними. В результате часть энергии вращения черной дыры может быть унесена вылетевшей частью распавшегося тела.

Но из-за *квантовых эффектов* потеря энергии происходит и у невращающихся черных дыр, на что обратил внимание Хоукинг в 1974 г. Не имея возможности остановиться на этом вопросе, заметим, что Хоукинг показал, что невращающаяся черная дыра массой M излучает частицы (фотоны, нейтрино, гравитоны) с такой скоростью, как если бы она была черным телом, нагретым до температуры

$$T = \frac{\pi c^3}{8\pi kGM} = \frac{6,2}{M/M_\odot} 10^{-8} \text{ К.} \quad (102.14)$$

Так, при $M = 3M_\odot$ эта формула дает $T \approx 2 \cdot 10^{-8}$ К. Таким образом, существует возможность уменьшения массы черной дыры путем «квантового испарения». Однако температуры (102.14) для черных дыр, возникающих в процессе коллапса звезд, слишком низки, и для таких черных дыр «квантовое испарение» не имеет значения. Время жизни этих черных дыр более чем на 50 порядков превышает возраст Вселенной. Для черных дыр с массой около 10^{15} г время жизни около 10^{10} лет. Но черные дыры столь малых масс при коллапсе звезд не образуются. Возможно, малые черные дыры возникают на *ранней стадии* эволюции Вселенной из первоначальных неоднородностей крайне плотного расширяющегося вещества. Масса таких черных дыр по теории $M \approx c^3/V\rho G^3$, где ρ — плотность вещества. Квантовое испарение черных дыр существенно только для малых черных

дыр, масса которых меньше или порядка 10^{15} г. Заключительный этап эволюции черной дыры такой массы заканчивается взрывом, при котором из дыры массой m порядка $3 \cdot 10^9$ г за последнее 0,1 с выделяется громадная энергия — порядка $mc^2 \approx 10^{30}$ эрг!

12. Черные дыры с достоверностью еще не обнаружены. Если они существуют, то их наблюдение осложняется тем обстоятельством, что они могут проявлять себя *только своим гравитационным полем*. Изложим одну из идей, предложенных для обнаружения черных дыр. Если черная дыра образует двойную систему с обычной (видимой) звездой, то она — источник рентгеновского излучения, которое возникает при аккреции вещества обычной звезды на черную дыру. Но источниками рентгеновского излучения являются также белые карлики и нейтронные звезды, образующие двойные системы с обычными звездами. Поиски источников рентгеновского излучения нельзя проводить наземными приборами из-за поглощения рентгеновских лучей земной атмосферой. Для серьезных поисков должны применяться только рентгеновские телескопы, установленные на борту искусственных спутников Земли. Масса обычной (видимой) звезды может быть оценена по ее спектру, а доплеровское смещение спектральных линий при обращении видимой звезды вокруг центра масс ее и невидимого компонента позволяет определить период обращения. По этим данным, как показывается в астрономии, можно оценить и массу невидимой компоненты двойной звезды. Если эта масса окажется меньше $1,44 M_{\odot}$, то невидимой компонентой будет белый карлик; если она больше этой величины, но меньше $3 M_{\odot}$, то это — нейтронная звезда; если же она превосходит $3 M_{\odot}$, то только черная дыра.

Рентгеновский телескоп был впервые установлен на борту итalo-американского спутника «Ухуру», запущенного 12 декабря 1970 г. К весне 1972 г. спутник накопил информацию, достаточную для составления детального каталога 125 рентгеновских источников. Внимание астрономов привлек рентгеновский источник, расположенный в созвездии Лебедя и получивший название «Лебедь X-1». В результате исследований на спутнике «Ухуру» и с помощью рентгеновских телескопов на высотных баллонах удалось в 1971 г. с большой точностью установить положение источника. В том же году были зарегистрированы изменения рентгеновской светимости источника и наблюдалось резкое возрастание излучения радиоисточника, расположенного в том же месте неба. Естественно, что оба источника были отождествлены. Тем самым положение Лебедя X-1 было определено с точностью до угловой секунды. В том же месте была обнаружена горячая голубая спектрально-двойная звезда с периодом 5,6 сут, расположенная на расстоянии 2000 пк от Солнца. Оказалось, что и рентгеновское излучение Лебедя X-1 содержит компоненту с тем же периодом. На этом основании было сделано заключение, что

указанныя звезда и рентгеновский источник образуют двойную систему. Масса звезды больше $20 M_{\odot}$, а невидимой компоненты больше $8 M_{\odot}$. Поэтому естественно предположить, что рентгеновским источником является черная дыра, хотя к этому предположению следует относиться с осторожностью.

13. Как показывают наблюдения, нейтронные звезды (пульсары), вероятно, чаще всего возникают при вспышках сверхновых. Вспышка сверхновой — это гигантский по своим масштабам взрыв звезды. В таком взрыве выбрасывается вещество с массой порядка солнечной и много больше. Средняя скорость выброшенного вещества порядка 10^9 см/с. В момент вспышки сверхновой светимость звезды возрастает в миллиарды раз, так что на короткое время (порядка месяца) звезда по своей яркости становится сравнимой с целой галактикой, состоящей из миллиардов звезд.

В течение нескольких месяцев взорвавшаяся звезда излучает столько света, сколько излучает Солнце за миллиард лет (около 10^{50} эрг). Но электромагнитное излучение уносит лишь малую часть полной энергии, освобожденной сверхновой. Кинетическая энергия разлетающегося вещества примерно в 10 раз больше. Еще большую энергию (примерно в 100 раз — по сравнению с электромагнитным излучением) уносят пейтритоны, которые в основном испускаются во вспышке, длившейся около секунды. После взрыва большая часть массы звезды оказывается рассеянной и наблюдается в виде туманности. В центре звезды остается слабая звездочка — пульсар, которая в некоторых случаях может превратиться в черную дыру.

В каждой галактике сверхновые вспыхивают редко. За прошедшие 1000 лет в нашей Галактике наблюдались по крайней мере шесть сверхновых: в 1006, 1054, 1181, 1572, 1604 и 1667 гг. Особую роль в астрономии сыграла сверхновая 1054 г., появление которой было зафиксировано в китайских летописях. На месте взорвавшейся звезды в настоящее время наблюдается Крабовидная туманность, имеющая форму довольно правильного эллипса, угловые размеры которого приблизительно равны $4'' \times 6''$. В центре туманности наблюдается маленькая звездочка 16-й видимой звездной величины — пульсар, о котором уже говорилось в пункте 8. Видимая звездная величина самой туманности $8^m, 5$, т. е. она примерно в 1000 раз ярче, чем эта звездочка. В ближайшей к нам галактике — Большом Магеллановом облаке — последняя сверхновая вспыхнула в феврале 1987 г.

Если бы вспышки сверхновых наблюдались только «близко», т. е. в пределах нашей Галактики, то мы знали бы о сверхновых очень мало. Однако светимость сверхновых настолько велика, что они видны даже в удаленных галактиках. Так, в 1885 г. астроном Гартвиг на астрономической обсерватории в Тарту (Эстония) наблюдал вспышку сверхновой в крупнейшей из галактик — туманности Андромеды. Звезда имела видимый блеск $6^m, 5$, т. е.

люди с хорошим зрением могли видеть ее даже невооруженным глазом (а туманность Андромеды удалена от Земли на расстояние 670 тыс. парсек, т. е. свыше 2 млн световых лет!). Видимый блеск туманности Андромеды равен 4^m, 5, т. е. яркость сверхновой была только в 6,25 раз меньше всей туманности Андромеды. В настоящее время астрономы открывают более 10 сверхновых в год.

Откуда берется энергия, необходимая для взрыва звезды при вспышке сверхновой? Считается, что одним из источников этой энергии является «выгорание» углерода в первой реакции (102.4). В этой реакции выделяется энергия около 1 МэВ = $1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг на нуклон, или 10^{18} эрг на грамм. Чтобы за счет углеродной реакции выделилась энергия 10^{50} эрг, необходимо «сжечь» взрывным образом массу углерода $^{12}_{\text{C}}$, равную $10^{50}/10^{18} = 10^{32}$ г, а если учесть еще кинетическую энергию разлетающегося вещества и энергию, уносимую пейтралю, то потребуется величина, примерно в 100 раз большая. А эта величина в несколько раз превышает массу Солнца.

Другим и притом более мощным источником энергии является гравитационное сжатие звезды. Гравитационная энергия, освобождающаяся при гравитационном сжатии звезды до размеров сферы Шварцшильда, составляет mc^2 , т. е. 938 МэВ на нуклон. При сжатии же до размеров пейтронной звезды эта энергия равна 100 МэВ на нуклон. (Напомним, что энергия связи нуклона в ядре равна 8 МэВ.) Таким образом, при сжатии пейтронной звезды до размеров сферы Шварцшильда освобождается гравитационная энергия 800 МэВ на нуклон. Понятно, что этой энергии недостаточно, чтобы отбросить все вещество, упавшее на сферу Шварцшильда. Может быть сброшена только часть этого вещества.

Механизм взрывного освобождения ядерной и гравитационной энергии, а также механизм самого взрыва еще недостаточно ясны. Эти вопросы усиленно изучаются численными методами на моделях звезд с широким использованием ЭВМ. Интересующихся мы отсылаем к статье Бете и Брауна (В мире науки.— 1985, № 7).

14. В заключение не можем удержаться от искушения сделать следующее замечание. Еще в 1795 г. Лаплас (1749—1827) допускал существование излучающих, но невидимых звезд. Он исходил из ньютоновской корпускулярной гипотезы о природе света. Ньютоновская световая корпускула подчиняется законам ньютоновской механики и подвержена действию гравитационных сил. Обозначим через v скорость корпускулы, меняющуюся во время ее движения. В гравитационном поле звезды движение корпускулы будет финитным, если полная энергия ее отрицательна:

$$mv^2/2 - GMm/r < 0.$$

Такая корпускула не дойдет до бесконечно удаленного наблюдателя, и звезда будет невидимой. Допустим, далее, что в момент испускания скорость корпускулы всегда равна одной и той же величине c . Испускание света происходит с поверхности звезды. Обозначим через r_0 ее радиус. Заменяя в предыдущем неравенстве r на r_0 , а v — на c , получим

$$r_0 < 2GM/c^2.$$

В предельном случае равенства эта формула совпадает с (102.13). Таким образом, если радиус звезды меньше гравитационного, то по Лапласу звезда для удаленного наблюдателя не будет видна.

Этому рассуждению, конечно, нельзя придавать серьезного значения, так как его исходные положения неверны. А сфера радиуса r_0 по своим свойствам в ньютоновской механике не имеет ничего общего со сферой того же радиуса (сферой Шварцшильда) в общей теории относительности. В общей теории относительности сфера Шварцшильда есть *горизонт событий*, и луч света не может выйти из нее наружу. В ньютоновской механике сфера радиуса r_0 этим свойством не обладает: луч света может выйти из этой сферы и дойти до наблюдателя, находящегося на конечном расстоянии, только он не может дойти до бесконечности. Далее, при падении частицы массы m из бесконечности на сферу Шварцшильда гравитационные силы в общей теории относительности совершают работу mc^2 . В ньютоновской механике, как легко подсчитать, эта работа равна $mc^2/2$, т. е. вдвое меньше. Тем не менее, помимо исторического интереса, приведенное рассуждение заслуживает внимания еще и потому, что оно дает наглядный способ запоминания формулы для гравитационного радиуса.

Добавление

ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ ФЕРМИ ПРИ АБСОЛЮТНОМ НУЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

Согласно классическим представлениям при абсолютном нуле температуры движение частиц тела прекращается. Однако вблизи абсолютного нуля классическая физика неприменима. Там существенно проявляются *квантовые свойства вещества*. Поведение электронного и всякого газа из фермионов подчиняется квантовой статистике Ферми — Дирака. Рассмотрим поведение идеального ферми-газа в простейшем случае, когда абсолютная температура равна нулю. Нас будет интересовать в первую очередь электропризывной газ.

Пусть n — общее число частиц в единице объема газа. Найдем число частиц dn в единице объема с импульсами между p и $p + dp$. Число квантовых состояний в указанном интервале равно объему $4\pi p^2 dp$, приходящемуся на этот интервал импульсного пространства, деленному на объем од-

ной квантовой ячейки h^3 . При абсолютном нуле заполняются все низшие квантовые состояния, а все высшие остаются свободными. При этом, согласно принципу Паули, в каждом заполненном состоянии могут находиться два фермиона с противоположно направленными спинами. Таким образом, распределение числа частиц по заполненному пространству импульсов определяется формулой

$$dn = 2 \cdot (4\pi p^2 dp / h^3). \quad (102.15)$$

Согласно условию нормировки

$$\int dn = 8\pi p_F^3 / 3h^3 = n, \quad (102.16)$$

где p_F — максимальное значение импульса, которое может принимать частица при заданном n . Это значение называется *границей Ферми*. Таким образом,

$$p_F = \sqrt[3]{3/8\pi} hn^{1/3} = 3,28 \cdot 10^{-27} n^{1/3}. \quad (102.17)$$

Уравнение (102.15) и дает распределение ферми-частиц в импульсном пространстве. В него не входит температура. Это и понятно, так как оно описывает распределение частиц в импульсном пространстве при абсолютном нуле температуры и в его ближайшей окрестности. Соответствующее состояние ферми-газа называется *вырожденным*. Таким образом, в вырожденном состоянии ферми-газа существует только один независимый макроскопический параметр, например плотность, которым определяются и все остальные параметры.

Границная энергия \mathcal{E}_F , т. е. энергия, соответствующая импульсу $p = p_F$, связана с концентрацией газа соотношением

$$\mathcal{E}_F = \frac{p_F^2}{2m} = \left(\sqrt[3]{\frac{3}{8\pi}} \right)^2 \frac{h^2}{2m} n^{2/3} \quad \text{при } \mathcal{E}_F \ll mc^2, \quad (102.18)$$

$$\mathcal{E}_F = cp_F = \sqrt[3]{\frac{3}{8\pi}} hc n^{1/3} \quad \text{при } \mathcal{E}_F \gg mc^2.$$

Для электронного газа

$$\mathcal{E}_F = 0,584 \cdot 10^{-26} n^{2/3} \text{ эрг} = 3,65 \cdot 10^{-21} n^{2/3} \text{ МэВ при } \mathcal{E}_F \ll mc^2, \quad (102.19)$$

$$\mathcal{E}_F = 9,78 \cdot 10^{-17} n^{1/3} \text{ эрг} = 0,610 \cdot 10^{-10} n^{1/3} \text{ МэВ при } \mathcal{E}_F \gg mc^2.$$

В ультрарелятивистском случае, когда $mc^2 \ll \mathcal{E}_F$, а потому $\mathcal{E} = pc$, энергия Ферми \mathcal{E}_F выражается формулами (102.18) и (102.19) одинаково для всех частиц, независимо от их массы. То же относится и ко всем другим соотношениям в ультрарелятивистском случае. В нерелятивистском приближении это не так. Так, в этом случае \mathcal{E}_F обратно пропорциональна массе частицы m .

Газ может считаться вырожденным, когда его температура ниже так называемой температуры вырождения $T_{\text{выр}}$. Последняя определяется соотношением

$$kT_{\text{выр}} = \mathcal{E}_F. \quad (102.20)$$

Для электропов в перелятивистском случае из формулы (102.19) получаем

$$T_{\text{выр}} = 0,423n^{2/3} \cdot 10^{-10} \text{ К} \quad (\mathcal{E}_F \ll mc^2). \quad (102.21)$$

В ультратрелятивистском случае для всех ферми-частиц (102.19) дает

$$T_{\text{выр}} = 0,708n^{1/3} \text{ К} \quad (\mathcal{E}_F \gg mc^2). \quad (102.22)$$

Для свободных электропов в металлах при обычных плотностях $n \sim \sim 10^{22}$ температура вырождения $T_{\text{выр}} \approx 20000$ К. При плотностях $\rho \sim \sim 10^6 \text{ г/см}^3$ $T_{\text{выр}} \approx 2 \cdot 10^8$ К. В случае ультратрелятивистских частиц той же плотности $T_{\text{выр}} \approx 10^9$ К. Приведенные оценки показывают, что при температуре белых карликов электронный газ действительно может считаться вырожденным.

Рассчитаем теперь давление $\mathcal{P}_{\text{газ}}$ ферми-газа. В перелятивистском случае

$$\mathcal{P}_{\text{газ}} = \frac{1}{3} n m v^2 = \frac{n p^2}{3m} = \frac{1}{3m} \int_0^{p_F} p^2 dm = \frac{\hbar^2}{15m} \cdot \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{5/3} n^{5/3} \quad (\mathcal{E}_F \ll mc^2). \quad (102.23)$$

Здесь давление газа при заданной концентрации частиц n обратно пропорционально массе частицы m . Поэтому давлением газа пуклонов можно пренебречь по сравнению с давлением электронного газа. В релятивистском случае точное вычисление давления газа потребовало бы знания функции распределения не только при $p \ll p_F$, но и во всем интервале изменения импульсов. Такое вычисление довольно громоздко, и мы его приводить не будем. Ограничимся ультратрелятивистским случаем, где все значительно упрощается. В пренебрежении энергией покоя связь между энергией и импульсом частицы принимает вид $\mathcal{E} = pc$, т. е. такой же, как и для фотона. Поэтому можно воспользоваться результатом вычисления давления для фотонного газа (см. т. II, § 61). Когда $\mathcal{E} \gg mc^2$, можно принять приближенно, что все частицы ультратрелятивистские. Тогда

$$\mathcal{P}_{\text{газ}} \approx \frac{1}{3} n \mathcal{E}_F = \frac{1}{3} n c p_F = \sqrt[3]{\frac{1}{72\pi}} \hbar c n^{4/3} \quad (\mathcal{E}_F \geq mc^2). \quad (102.24)$$

Плотность газа $\rho = n m_N$, где n_N и m_N — концентрация и масса пуклонов, так как массой электронов можно пренебречь. Если μ — число пуклонов, приходящееся на один электрон, то $n_N = \mu n_e$, где n_e — концентрация электронов. Таким образом,

$$n_e \approx \rho / \mu m_N. \quad (102.25)$$

Для водородной плазмы $\mu = 1$. Если же вещество состоит из относительно легких ядер, то $N = Z$, а потому $\mu = 2$. Для вырожденного электронного газа легко получить

$$\mathcal{P}_{\text{газ}} = 10^7 (\rho / \mu)^{5/3} \text{ дин/см}^2 \quad (\mathcal{E}_F \ll mc^2), \quad (102.26)$$

$$\mathcal{P}_{\text{газ}} = 1,2 \cdot 10^9 (\rho / \mu)^{4/3} \text{ дин/см}^2 \quad (\mathcal{E}_F \gg mc^2).$$

При $\mathcal{E}_F = mc^2$ плотность вырожденного электронного газа $\rho \approx 2 \times 10^6$ г/см³. Для ориентировки укажем, что при $\rho \approx 10^7$ г/см³ давление вырожденного электронного газа $P_{\text{газ}} \approx 10^{12}$ атм ($\mu \approx 2$).

§ 103. Космические лучи

1. Начало изучения космических лучей относится к августу 1912 г., когда австрийский физик Гесс (1883—1964) поднялся с электроскопами на воздушном шаре для исследования ионизации воздуха. О степени ионизации он судил по скорости разряда электроскопов. Чтобы чувствительность электроскопов не менялась с высотой, они были герметизированы, так что плотность воздуха в них оставалась постоянной. Еще до Гесса аналогичные опыты производились Гоккелем, поднимавшимся на высоту 4000 м над уровнем моря. Но результаты его опытов были сомнительны и подверглись критике, так как он применял прибор, давление воздуха внутри которого изменялось при изменении наружного давления, а поправок на это он не вводил. Для того чтобы выяснить, насколько обоснованной была эта критика, Гесс, наряду с герметизированными электроскопами, захватил и пегерметизированный электроскоп.

Еще к 1902 г. было установлено, что сухой воздух в герметически закрытом сосуде всегда слабо ионизован, даже после того, как совершило распада газообразные радиоактивные вещества, содержащиеся в нем в ничтожных количествах. Если окружить сосуд свинцовой оболочкой с толщиной стенок около 2—3 см для защиты его от внешнего ионизующего излучения, то ионизация значительно уменьшается, но не исчезает полностью. Это заставляет предположить, что источники излучения, вызывающего ионизацию, находятся вне сосуда, в котором заключен воздух.

Наряду с другими предположениями было высказано и предположение, что ионизация вызывается излучением радиоактивных веществ, всегда имеющихся в небольших количествах в почве, горных породах, воде и пр. Если бы это было так, то ионизация воздуха убывала бы с высотой.

Для проверки этого заключения Гесс и совершил свой полет на воздушном шаре. Он обнаружил, что при подъеме на первоначальные 600 м над уровнем моря ионизация воздуха действительно убывала, хотя и медленнее, чем это ожидалось. Но начиная с высоты 600 м она стала возрастать — сначала медленно, а затем все быстрее и быстрее. На высоте 4800 м ионизация стала примерно в четыре раза больше, чем на уровне моря. Гесс пришел к заключению, что результаты его наблюдений лучше всего объясняются предположением, что на границу земной атмосферы из мирового пространства падает излучение очень большой проникающей способности.