

**ЗНАНИЕ**

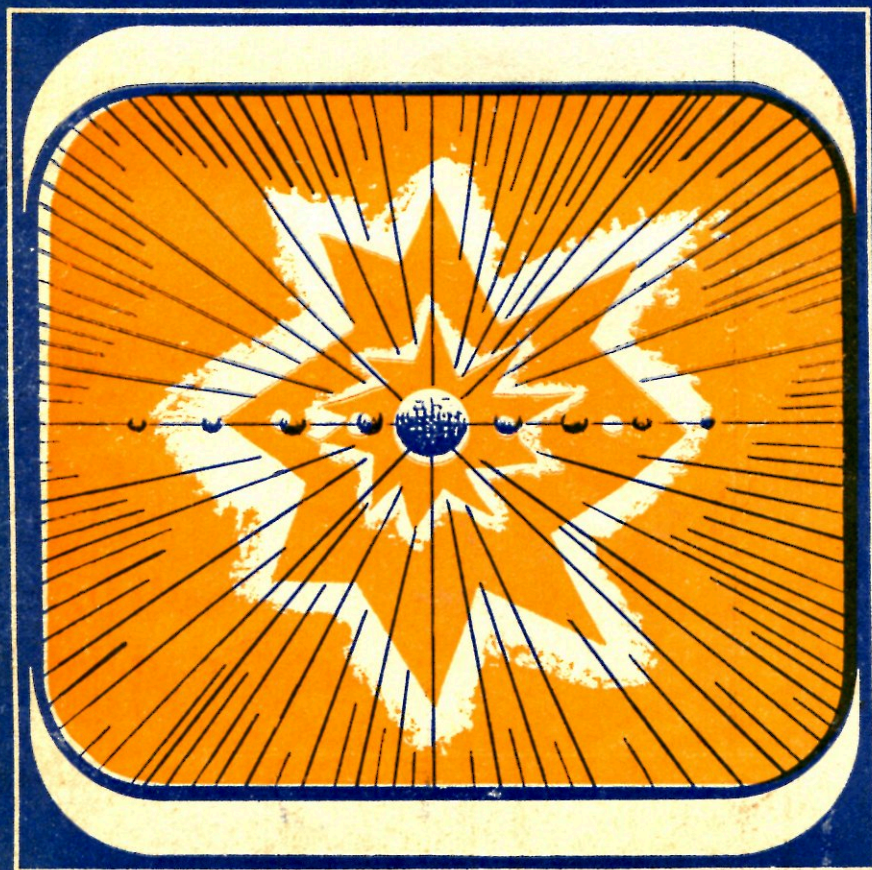
НОВОЕ  
В ЖИЗНИ,  
НАУКЕ,  
ТЕХНИКЕ

СЕРИЯ  
ФИЗИКА

4'79

**Ю.М.Брук**

**ФАЗОВЫЕ  
ПЕРЕХОДЫ  
В СВЕРХ-  
ПЛОТНОМ  
ВЕЩЕСТВЕ**



*Шелест*

НОВОЕ  
В ЖИЗНИ,  
НАУКЕ,  
ТЕХНИКЕ

Серия  
«Физика»  
№ 4, 1979 г.

Издается  
ежемесячно  
с 1946 г.

Ю. М. Брук,  
кандидат физико-математических наук

ФАЗОВЫЕ  
ПЕРЕХОДЫ  
В СВЕРХ-  
ПЛОТНОМ  
ВЕЩЕСТВЕ

Издательство  
«Знание»  
Москва  
1979



Брук Ю. М.

Б 89 Фазовые переходы в сверхплотном веществе. М., «Знание», 1979.

64 с. (Новое в жизни, науке, технике. Серия «Физика», 4. Издается ежемесячно с 1946 г.)

Темой брошюры являются физические процессы и фазовые превращения в сверхплотном веществе белых карликов и нейтронных звезд. Рассказывается о возможных перестройках в веществе в интервале плотностей от  $10^9$  г/см<sup>3</sup> до  $10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Экстремальные условия, существующие в рассматриваемых объектах, характеризуются температурами, достигающими до 100 миллионов градусов, магнитными полями до  $10^{12}$  Гаусс, давлениями до  $10^{12}$  мегабар. Такие условия невозможно создать в земных лабораториях. Для решения физических задач, связанных с поведением вещества в столь экстремальных условиях, широко используются аналогии с задачами обычной ядерной физики и физики твердого тела.

Брошюра рассчитана на широкий круг читателей.

20605

22.66

И я больше всего дорожу Аналогиями, моими самыми верными учителями. Они знают все секреты Природы, и ими меньше всего следует пренебрегать.

*Кеплер*

Едва ли, кроме астрофизики, найдется такая другая область науки, где теснейшим и часто причудливым образом переплетены идеи и образы из атомной и ядерной физики, оптики и спектроскопии, физики низких температур и гидродинамики, теории твердого тела и физики плазмы.

Обычно все эти разделы физической науки изучаются и излагаются в учебниках независимо от гравитации. В астрофизике же именно гравитация определяет специфику многих газодинамических и низкотемпературных, плазменных и твердотельных эффектов и явлений.

Естественным образом включается в это «созвездие наук» и теория фазовых переходов в плотном и сверхплотном веществе.

Сверхплотным мы будем считать вещество, плотность которого превышает  $(10^5 \div 10^6)$  г/см<sup>3</sup>. В макроскопических количествах такое вещество в земных условиях не существует. Можно сказать, правда, что на Земле существует вещество (и сама Земля в значительной степени из него состоит) с плотностью много большей, чем  $10^6$  г/см<sup>3</sup>, — плотность атомных ядер примерно равна  $3 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Но в этой брошюре свойства обычных атомных ядер мы обсуждать не будем. Нас будут интересовать в основном явления, происходящие в макроскопических сгустках плотного и сверхплотного вещества, в том числе и при ядерных плотностях. Примерами таких сгустков сверхплотного вещества являются белые карлики и нейтронные звезды. Сейчас можно считать окончательно установленным существование множества таких звезд, и мы расскажем о них дальше.

Оказывается, что процессы, происходящие в сильно сжатом веществе, имеют много общего с процессами в «обычном» твердом теле. Возникающие аналогии поз-



воляют физикам делать не только астрофизические выводы, но и глубже понять характер взаимодействий элементарных частиц, с новой точки зрения взглянуть на некоторые важные задачи физики твердого тела и ядерной физики.

Взаимное проникновение идей из одного раздела физики в другой не является, конечно, специфичным только для астрофизики. Можно вспомнить, например, что представления о поверхностном натяжении и колебаниях жидкой капли послужили толчком к созданию капельной модели атомного ядра и позволили оценить характерные частоты колебаний ядер. Интуитивно ясно сходство процессов деления атомных ядер и дробления дождевых капель.

Очень существенно, что аналогии не только наталкивают нас на то, как надо пытаться строить новые теории, но часто помогают еще до построения таких теорий получить количественные оценки. Опыт наблюдений, экспериментов и использования аналогий убеждает нас в разумности таких оценок. Мы будем систематически использовать ниже оценки, полученные из качественных аналогий. Часто для грубых оценок можно пользоваться методом размерностей. Важно подчеркнуть, что метод размерностей является весьма эффективным не только для получения «буквенных» зависимостей. Очень часто он позволяет получать и количественные оценки. Пользуясь этим методом, мы не можем, конечно, вычислить числовые коэффициенты в формулах, но, к счастью для нас, эти коэффициенты во многих случаях оказываются числами порядка единицы.

Разумеется, оценки не избавляют нас от необходимости более аккуратного решения физических задач в тех случаях, когда это возможно. Но нужно помнить, что возможность строгого решения не всегда имеется. Основных препятствий здесь чаще всего два — недостаток информации о характере взаимодействий частиц и трудности вычислительной работы. Тем более важным представляется в таких случаях качественный и полуквантитативный анализ упрощенной или модельной физической ситуации. Часто даже «наивные» представления и аналогии оказываются по сути своей более глубокими, чем это кажется на первый взгляд. Системы частиц и те физические процессы, о которых мы будем рассказывать, очень непросты. И тут, пожалуй, вполне

уместно напомнить слова, принадлежащие выдающемуся советскому физико-теоретику Я. И. Френкелю. «Чем сложнее рассматриваемая система, — писал он, — тем, по необходимости, упрощеннее должно быть ее теоретическое описание... Хорошая теория сложных систем должна представлять собой лишь хорошую «карикатуру» на эти системы, утрирующую те свойства их, которые являются наиболее типическими, и умышленно игнорирующую все остальные — несущественные — свойства».

Мы, следуя этим словам, будем стараться «рисовать хорошие карикатуры». Изучение же обсуждаемых нами вопросов на более высоком уровне строгости показывает, что наши карикатуры можно раскрашивать, но не надо перерисовывать.

## Физика — наука экспериментальная

Но у нас нет и не будет реальной возможности осуществить те физические эксперименты, о которых сейчас пойдет речь. В лабораторных условиях можно сжимать вещество, создавая давления порядка нескольких мегабар ( $1 \text{ Мбар} = 10^6 \text{ бар} = 10^{11} \text{ Па} = 10^{12} \text{ дин/см}^2$ ). Примерно на порядок большие давления можно создать при очень сильных взрывах. Природа оказалась, как это ей и подобает, конечно, искуснее человека. Давления, существующие в центральных областях больших планет и звезд, превосходят наши экспериментальные возможности на много порядков. Различные перестройки вещества, фазовые переходы в плотном и сверхплотном веществе можно изучать поэтому только в мысленных экспериментах.

Один из таких экспериментов можно «поставить», «просверлив канал» вдоль радиуса плотного небесного тела и «двигаясь» с измерительным прибором в таком канале. Так как вещество в гравитирующем шаре неоднородно и по своему химическому составу, и по тому, как оно в шаре распределено, такой эксперимент очень сложен для интерпретации.

Можно поэтому в качестве первого шага попробовать обсудить другую «экспериментальную» возможность. Представим себе, что у нас есть некоторое тело, которое мы можем равномерно и неограниченно сжи-



мать со всех сторон. Пусть это тело при обычных, земных условиях состоит из одинаковых атомов, а число этих атомов достаточно велико. Мы могли бы следить за перестройками и фазовыми переходами в нашем «образце» по мере увеличения давления. Такой мысленный эксперимент вызывает, однако, то серьезное возражение, что у нас нет способа создавать искусственным путем сколь угодно большие внешние давления. Но эту-то трудность можно легко обойти, снова вернувшись к гравитирующим шарам.

## Давайте играть в шарики

Предположим, что мы можем построить набор гравитирующих шариков из одинаковых атомов, но разной массы. Конструируя эти шары, будем «закладывать» в центр шарика «прибор», который будет информировать нас о давлении и физическом состоянии вещества. Наша задача сейчас в том, чтобы предсказать, какова будет эта информация. Мы будем считать пока, что наши «эксперименты» происходят при достаточно низкой температуре, а все перестройки обусловлены только изменением давления. Давление  $p_c$  в центре гравитирующего шара может зависеть только от «глобальных» характеристик этого шара — его массы  $M$  и радиуса  $R$ . Сам шар существует благодаря гравитационному взаимодействию, поэтому в формулу для  $p_c$  должна войти и характеристика этого взаимодействия — гравитационная постоянная  $\gamma$ . Из соображений размерности единственно возможной оказывается формула

$$p_c \sim \gamma (M^2/R^4).$$

Легко понять, что такова же по порядку величины и плотность гравитационной энергии  $\omega$ . В самом деле, гравитационная энергия шара  $\sim \gamma (M^2/R)$ , объем его  $\sim R^3$ , следовательно  $p_c \sim \omega$ . Это очень важный для нас результат. Он показывает, что о перестройках в веществе можно говорить на энергетическом языке.

В только что приведенном рассуждении плотность энергии оказалась порядка характерного давления. Из этого вовсе не следует, конечно, что давление равно плотности энергии — это существенно разные величины. Тем не менее и в других физических ситуациях при оцен-

ках подобное равенство по порядку величины имеет место. Мы убедимся в этом на других примерах и будем это использовать в дальнейшем.

Глядя на формулу для  $p_c$ , очень естественно задать такой вопрос: а надо ли иметь шары разной массы, чтобы создавать разные давления  $p_c$ ? Нельзя ли взять один-единственный шар и, не меняя  $M$ , изменять его  $R$ ? Тогда ведь будет соответственно изменяться и  $p_c$ , и мы сможем моделировать вещество с разной плотностью (и давлением) в центре одного-единственного шара. Оказывается, что это не так. В общем случае существует связь между  $M$  и  $R$  — это не независимые параметры. В частности, для металлической планеты, построенной из одинаковых атомов, и для белых карликов, внутреннее давление в которых создается нерелятивистскими электронами, связь  $M$  и  $R$  имеет вид  $MR^3 = \text{const}$ . Поэтому, интересуясь разными перестройками в веществе, мы должны будем выбирать из построенного нами набора шар соответствующей массы. Хотя наша основная цель — изучение вещества при плотностях  $\rho \geq 10^5$  г/см<sup>3</sup>, мы начнем с шаров меньшей массы, плотность в центре которых примерно такая же, как у обычных «земных» материалов.

## Характерные параметры «земных» веществ и фазовый переход диэлектрик—металл

Предположим, что «устройство» одного из наших шаров таково же, как и кристалла поваренной соли NaCl, с тем только отличием, что наш шар построен из атомов с примерно одинаковой массой. Последнее условие нам нужно только для упрощения рассуждений и, как будет ясно из дальнейшего, не является принципиальным. Пусть  $a$  — расстояние между атомами (постоянная кристаллической решетки), а ионы в соседних узлах решетки имеют заряды  $\pm e$ . Если плотность кристалла  $\rho$ , а масса атома (или атомного ядра, массой электронов можно для наших оценок пренебречь) —  $m_{\text{я}}$ , то в 1 см<sup>3</sup> кристалла содержится

$n_{\text{я}} = \frac{\rho}{m_{\text{я}}} = \frac{1}{a^3}$  атомов. Средняя энергия кулоновского



взаимодействия пары ионов по порядку величины равна  $(e^2/a)$ , а электростатическая энергия, заключенная в  $1 \text{ см}^3$ , очевидно,  $\sim n_{\text{я}} \frac{e^2}{a} \sim \frac{e^2}{a^4}$ .

Если взять для  $n_{\text{я}}$  типичное значение  $\sim 10^{23}$  атомов/см<sup>3</sup>, то плотность электростатической энергии окажется по порядку величины такой же, как и модуль Юнга кристалла. (Напомним, что размерности давления и плотности энергии совпадают.)

Обычно понятие о модуле Юнга вводится в механике деформируемого тела и соответствует некоторому давлению. Но сама эта величина вовсе не зависит, конечно, от того, деформируется ли кристалл. Можно сказать, что мы имеем здесь еще одно подтверждение сформулированного раньше утверждения о том, что плотность энергии и характерное давление — величины одного порядка. Этот вывод не зависит от того, ионный ли кристалл мы взяли за основу наших рассуждений или какой-то другой. Единственное, что нам придется изменить в сказанном выше, если кристалл будет не ионным, — это способ вычисления модуля Юнга (или характерной энергии). Порядки величин при этом остаются без изменений.

Типичные значения модуля Юнга «земных веществ» не превосходят величины  $\sim 1$  Мбар. Заметим здесь же, что давления в центральных областях большинства планет (исключая планеты-гиганты) не больше десятков Мбар, а в Юпитере  $p_c$  достигает значения  $\sim 100$  Мбар.

Примерно в том же диапазоне давлений (от нескольких сотен килобар до одного-двух мегабар) происходит фазовый переход диэлектрик—металл. Переходы этого типа сейчас очень интенсивно изучаются в тех лабораториях, которые имеют возможность создавать столь высокие давления.

В отличие от диэлектрика в металле есть свободные (или коллективизированные) электроны. Эта группа электронов, не связанных со своими атомами, ответственна за процессы электро- и теплопроводности, дает свой существенный вклад в теплоемкость и магнитную восприимчивость металла.

Если бы мы поставили задачу создать из атомов металлический образец, мы могли бы рассуждать так. Возьмем нейтральные атомы, построим из них некото-

рую кристаллическую решетку и будем сжимать эту решетку равномерно со всех сторон. Рассуждая об условиях в центре наших гравитирующих шаров, мы должны будем выбирать, соответственно, шары все большей и большей массы.

Внешние электроны каждого атома находятся в среднем на определенных расстояниях от соответствующих ядер. В элементарной квантовой теории (модели атома Бора) эти расстояния называют радиусами внешних орбит. Грубо говоря, когда расстояния между атомами становятся порядка этих радиусов, электроны отрываются от своих атомов и начинают путешествие по всему кристаллу. Отсюда ясно, что сжатие любого диэлектрика обязательно приводит рано или поздно к образованию металла.

Можно рассуждать и на «энергетическом» языке. Энергия электрона на внешней орбите по порядку величины равна  $m_e v_e^2$ . Множитель  $1/2$  в кинетической энергии при оценках порядка величины мы опускаем, кроме того, мы учитываем, что для атомных электронов кинетическая, потенциальная и полная энергии — величины одного порядка (этот факт легко проверяется, если использовать, например, водородоподобную модель атома). Скорость электрона  $v_e$  можно оценить из соотношения неопределенностей

$$v_e \sim \hbar / m_e a_0.$$

Здесь  $a_0$  — размер атома (радиус внешней орбиты). Предположим, что первоначально от каждого атома отрывается по одному электрону, тогда число электронов в  $1 \text{ см}^3$   $n_e = n_{\text{я}}$ . Величина  $m_e v_e^2 n_e \sim (\hbar^2 / m_e a_0^2) \cdot n_e$  и есть та энергия, которую нужно «накачать» в  $1 \text{ см}^3$ , чтобы ионизовать атомы и создать металл. Учтем еще, что  $a_0 \sim 10^{-8} \text{ см}$ , а  $n_e \sim n_{\text{я}} \sim 10^{23} \text{ частиц/см}^3$ , и убедимся теперь, что плотность энергии электронного газа в обычном металле  $\sim 10^{12} \text{ эрг/см}^3$ . Заметьте, что порядок плотности энергии в ионном кристалле примерно таков же. «Накачка» в кристалл энергии  $\sim 10^{12} \text{ эрг/см}^3$  как раз соответствует сжатию, при котором атомы сближаются на расстояния порядка их размеров. Можно сказать, что и для металлов модуль Юнга можно оценивать по плотности энергии. Роль характерной энергии играет теперь энергия электронного газа.



Если взять гравитирующий шар с радиусом и массой примерно такими же, как у Земли, то можно проверить, что условия в центре шара не очень далеки от тех, которые характерны и для ионного кристалла, и для металла. Стоит подчеркнуть, конечно, что не нужно слишком уж буквально применять к Земле рассуждения, приведенные выше. Напомним еще раз, что мы обсуждаем случай шаров, построенных из одинаковых атомов, а Земля к таковым не принадлежит. Внутри Земли вещество находится, вероятно, и в расплавленном состоянии. Существуют два способа превратить кристалл в жидкость — нагреть его или подвергнуть слишком большим деформациям. Температурные эффекты мы пока не учитываем вовсе, считая наши гравитирующие шары холодными. Рисуя «кристаллическую карикатуру» Земли, мы допускаем, что гравитация еще не столь сильна, чтобы сломать кристалл в центре шара. Для реальных планет все сложнее, но замечательно, что шары с параметрами планет Солнечной системы можно было бы, в принципе, построить из кристаллов рассмотренных нами типов (ионных или металлических). Сделать соответствующие простые оценки читатель легко сможет сам.

## Давление электронного газа

По существу мы уже оценили порядок этого давления выше. Давление электронного газа есть основа того, что противодействует сжатию кристаллической решетки. Важно подчеркнуть, что при не слишком высоких температурах скорости, давление и энергия электронов от температуры не зависят. Они определяются квантовым характером электронного газа. Оценку для скорости  $v_e$  мы уже писали:  $v_e \sim (\hbar/m_e a)$ . Если среднее расстояние между электронами  $\sim a$ , а их концентрация, т. е. число электронов в  $1 \text{ см}^3$ ,  $n_e$ , то  $n_e a^3 \sim 1$ . Легко проверить, что при  $a \gg 10^{-11} \text{ см}$   $v_e \ll c$ ,  $c$  здесь скорость света. Поэтому допустимо пользоваться для оценок классическими (нерелятивистскими) формулами. Формулу для энергии электрона можно переписать так:

$$\frac{m_e v_e^2}{2} \sim \frac{\hbar^2}{2 m_e a^2} \sim \frac{\hbar^2}{2 m_e} n_e^{2/3}.$$

Опуская, как и раньше, множитель  $1/2$  и умножая энергию электрона на  $n_e$ , получим характерное значение плотности электронной энергии  $\frac{\hbar^2}{m_e} \cdot n_e^{5/3}$ . Таково же по порядку величины и давление электронного газа. Именно эту величину нужно сравнить теперь с гравитационным давлением. Увеличение последнего ведет к сближению частиц. Перекрытие внутренних электронных орбит означает отрыв внутренних электронов, т. е. дальнейшую ионизацию атомов. Соответственно увеличиваются при этом  $v_e$ ,  $n_e$ , давление и плотность энергии электронов. Напишем здесь для полноты еще условие независимости наших оценок от температуры. Это условие называется критерием вырождения (а электронный газ, соответственно, вырожденным газом) и записывается в виде неравенства  $kT \ll \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{2/3}$ . Здесь справа стоит энергия электрона. При обычных для металлов плотностях это неравенство выполнено вплоть до температур порядка десятка тысяч градусов. Другими словами, металлы раньше испарятся, чем нарушится критерий вырождения. Устойчивое существование металлического гравитирующего шара определяется равенством электронного и гравитационного давлений. Множество шаров этого типа очень велико, в него входят шары с параметрами планет и более массивные, которые планетами уже не назовешь. Такие шары со звездными массами (например, порядка массы нашего Солнца  $\sim 10^{33}$  г) называются белыми карликами. К обсуждению их свойств и процессов внутри них мы сейчас и перейдем.

**Можно ли построить  
два белых карлика  
с одинаковыми массами,  
но разными радиусами?**

Мы уже отмечали выше, что  $MR^3 = \text{const}$ . Попробуем разобраться теперь, что за константа стоит в правой части этого равенства и как такое соотношение получается. Предположим, что масса гравитирующего шара и соответствующее давление  $p_e$  таковы, что атомы



внутри шара уже целиком ободраны, т. е. все электроны уже покинули свои орбиты. Будем пока предполагать, что электроны нерелятивистские, для этого средние расстояния между ними должны быть больше  $\sim 10^{-11}$  см.

Качественно разумной является такая схема. Пусть звезда построена у нас из одинаковых атомов с массовым числом  $A$  и зарядом ядра  $Z$ . Число электронов (в расчете на один атом) тоже равно  $Z$ , и все они свободные. Если масса нуклона равна  $m_p$  (мы считаем, что массы протонов и нейтронов равны), то масса ядра  $m_{\text{я}} \approx Am_p$ . Число ядер в звезде, очевидно,  $\sim (M/m_{\text{я}})$ , а полное число электронов в  $Z$  раз больше. Поделив число электронов на объем звезды  $\sim R^3$  (численные коэффициенты мы опять опускаем), получим характерное значение для концентрации электронов

$$n_e \sim \frac{M}{m_{\text{я}}} Z \frac{1}{R^3} = \left(\frac{M}{m_p}\right) \left(\frac{Z}{A}\right) \frac{1}{R^3}.$$

Теперь мы можем оценить и давление в центральной части такого белого карлика

$$p_e \sim \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{5/3} \sim \frac{\hbar^2}{m_e} \left(\frac{M}{m_p}\right)^{5/3} \left(\frac{Z}{A}\right)^{5/3} \frac{1}{R^5}.$$

Давление  $p_e$  уравнивает гравитационное давление  $p_g \sim \gamma (M^2/R^4)$ . Из равенства  $p_e \sim p_g$  и получается интересное нас соотношение

$$M^{1/3} R \sim \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{\hbar^2}{m_e} \cdot \left(\frac{Z}{A}\right)^{5/3} \cdot \frac{1}{m_p^{5/3}}.$$

Отсюда видно, что имеется довольно жесткая связь трех параметров:  $M$ ,  $R$  и  $(Z/A)$ . Белые карлики с одинаковыми массами и разными радиусами можно строить только из разных атомов. Если же фиксировать отношение  $(Z/A)$ , то тем самым фиксируется и произведение  $MR^3$ . Легко понять, что этот же вывод остается справедливым и для металлической планеты, построенной из одинаковых атомов. В последней формуле в этом случае нужно заменить  $Z$  на  $Z'$  — число действительно «отодранных» от атома электронов.

Написанные в этом разделе формулы позволяют выразить массу и радиус белого карлика также через параметры  $n_e$  и  $(Z/A)$ . Другими словами, задав электронную концентрацию и химический состав — сорт атомов,

из которых мы строим звезды, мы можем вычислить их массы и радиусы. Любителям геометрических построений в пространстве будет интересно, быть может, построить «универсальные» поверхности

$$M = f_1 \left( R, \frac{Z}{A} \right); \quad R = f_2 \left( n_e, \frac{Z}{A} \right); \quad M = f_3 \left( n_e, \frac{Z}{A} \right).$$

Читатель легко получит явные выражения функций  $f_2$  и  $f_3$  и может заняться вычислениями масс и радиусов белых карликов. Надо только помнить, что эти функции описывают белые карлики, давление в которых создается нерелятивистскими электронами. Кроме того, следует учитывать, что мы описали предельную ситуацию, когда атомы в белых карликах полностью ионизованы. Существует, конечно, набор гравитирующих шаров, в которых атомы ионизованы лишь частично. Как и для металлической планеты, в этом случае должно быть вместо  $Z$  введено эффективное число  $Z'$ ,

## Белый карлик

### с ультрарелятивистскими электронами

Рассмотрим теперь гравитирующий шар, в котором средние расстояния между электронами стали порядка  $10^{-11}$  см. Из соотношения неопределенностей мгновенно следует, что  $v_e \sim c$ . Чтобы определить электронное давление, мы воспользуемся методом размерностей, предположив, что  $p_e \sim \hbar^2 c^2 n_e^\gamma$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  — некоторые числа. Выписывая размерности правой и левой частей этого равенства и сравнивая их, мы найдем, что  $\alpha = 1$ ,  $\beta = 1$ ,  $\gamma = 4/3$ . Итак,  $p_e \sim \hbar^2 c^2 n_e^{4/3}$ . Такова же по порядку величины и плотность энергии электронного газа. Критерий вырождения запишется теперь в виде  $kT \ll m_e c^2$ . При рассматриваемых плотностях  $m_e c^2 \sim \hbar^2 c n_e^{1/3}$ . Если подставить численные значения  $m_e$ ,  $c$  и  $\hbar$  в написанное неравенство, то окажется, что  $T \ll 10^{10}$  К.

Расчеты звездной эволюции говорят о том, что реальные температуры внутри белых карликов меньше  $10^{10}$  К, а электронный газ в них всегда вырожден.

Внимательный читатель уже заметил, конечно, что наши рассуждения несколько не корректны. Пока речь шла о нерелятивистских электронах и средних рас-



стояниях между ними, больших  $10^{-10}$  см, мы «забывали» о том, что в квантовой механике электрон описывается волновой функцией. Теперь, когда речь зашла о расстояниях между частицами порядка  $10^{-11}$  см, нам придется все-таки вспомнить об этом. Чтобы говорить точнее, надо приписать электрону характерную длину волны. Такая длина волны сейчас оказывается порядка комптоновской длины для электрона  $\lambda_0 = (\hbar/m_e c)$ , которая приблизительно равна  $3,9 \cdot 10^{-11}$  см. Сжимая электронную систему, мы попали в область, где объем, приходящийся на один электрон, стал порядка  $\lambda_0^3$ . Характерная плотность энергии может быть записана теперь и так:

$$\frac{m_e c^2}{\lambda_0^3} \sim \frac{m_e^4 c^5}{\hbar^3} \sim \hbar c n_e^{4/3}.$$

Очевидно также, что

$$n_e \sim (1/\lambda_0^3) = \frac{m_e^3 c^3}{\hbar^3}.$$

Число атомных ядер  $n_n$  в  $Z$  раз меньше числа электронов. Вычислим теперь плотность вещества в центре гравитирующего шара с ультрарелятивистскими электронами. Эта плотность равна просто произведению  $n_n$  на  $m_n$ . Подставляя численные значения параметров, мы получим  $\sim 10^9$  г/см<sup>3</sup> — число по земным масштабам фантастическое.

Какова же связь между отношением  $(Z/A)$  и параметрами карлика с релятивистскими электронами? Предположим пока, что число электронов в системе не меняется (как мы увидим дальше, часть электронов в столь экстремальных условиях будет поглощаться атомными ядрами). Если предположение об отсутствии перестроек в системе «ядра + электроны» выполнено, то, как и раньше,  $n_e = Z n_n \sim Z \frac{M}{m_n} \cdot \frac{1}{R^3}$ . Приравниваем  $\hbar c n_e^{4/3}$  и  $\gamma (M^2/R^4)$  и учитываем, что  $m_n = A m_p$ . В результате этой простой операции получится соотношение

$$\frac{Z}{A} \sim \left(\frac{m_p}{M}\right) \left(\frac{\gamma M^2}{\hbar c}\right)^{3/4} \sim \left(\frac{\gamma m_p^2}{\hbar c}\right)^{3/4} \left(\frac{M}{m_p}\right)^{1/4},$$

Обратите внимание на то, что в отличие от случая нерелятивистских электронов, радиус  $R$  сократился при

приравнении гравитационного и электронного давлений. Задавая отношение  $(Z/A)$ , мы можем оценить массу звезды  $M$ . Конечно, формулы этого типа применять к реальным звездам нужно очень осторожно. Нельзя забывать об основных предположениях, которые мы сделали выше. Кроме того, мы неявно предположили, что гравитирующие шары такого типа действительно существуют. Мы не будем обсуждать сейчас вопрос об устойчивости звезд с релятивистским электронным газом, хотя этот вопрос и является очень важным и нетривиальным.

Но если, при всех наших предположениях, мы сможем установить (по порядку величины) значение  $M$ , то можем ли мы оценить порядок радиуса  $R$ ? Оказывается, и это возможно. Грубую оценку можно сделать так. Запишем еще раз равенство гравитационного и электронного давлений в таком виде:

$$\gamma (M^2/R^4) \sim (m_e^4 c^5 / \hbar^3).$$

Справа здесь стоит давление электронного газа для вполне конкретного случая, когда  $n_e \lambda_0^3 = 1$ . Отсюда по известной массе можно оценить и радиус. Удобно переписать эту оценку так:

$$R \sim \frac{\hbar}{m_e c} \left( \frac{\gamma m_p^2}{\hbar c} \right)^{1/4} (M/m_p)^{1/2}.$$

Типичные значения для  $M \sim 10^{33}$  г, вычисления дают  $R \sim 10^8$  см =  $10^3$  км. Подчеркнем еще, что выписанная нами связь  $R$  с  $M$  не является сейчас «универсальным» соотношением. По существу эта формула годится только для той конкретной звезды, в которой средние расстояния между электронами  $\approx \lambda_0$ . Экстраполяция же на звезды с другими значениями  $M$  и  $R$  здесь была бы просто незаконна.

Поучительно сравнить это с тем, что мы говорили раньше об «универсальных» соотношениях для звезд с нерелятивистскими электронами. «Универсальность» тех формул была связана с тем, что мы не фиксировали раньше жестко величину  $n_e$ , как сделали это только что.

Но... проследите еще раз за выводом связи между  $M$  и  $(Z/A)$  в этом разделе. Здесь также еще не фиксируется  $n_e$ , а получилось, что  $M$  однозначно опреде-



ляется отношением  $(Z/A)$ . Другими словами, задав сорт атомов и потребовав, чтобы выполнялось условие

$$p_c \sim p_e \sim \hbar c n_e^{1/3},$$

мы приходим к тому, что такая звезда имеет вполне определенную массу. В этом существенное отличие звезд с релятивистскими электронами от звезд с электронами нерелятивистскими. В последнем случае задание сорта атомов и закона  $p_e \sim (\hbar^2/m_e) \cdot n_e^{1/3}$  не приводило к такой однозначности — могли существовать звезды с разными  $M$ , лишь бы  $MR^3 = \text{const}$ .

И еще раз вернемся к началу этого раздела. Мы получили выражение для плотности электронной энергии (или давления), используя соображения размерности. Давайте сделаем это еще раз, но по-другому. Общая формула, связывающая энергию  $E$  и импульс  $q$  частицы в теории относительности, записывается так:  $E^2 = q^2 c^2 + m^2 c^4$ . Применяя эту формулу к электрону и учитывая соотношение неопределенностей  $q_e \sim \hbar n_e^{1/3}$ , мы должны, в принципе, различать два случая. Первый случай, когда  $q_e \sim m_e c$ . При этом энергия электрона  $\sim m_e c^2 \sim q_e c \sim \hbar c n_e^{1/3}$ . Такая ситуация реализуется в белых карликах и обсуждалась выше. Другая возможность заключалась бы в том, что  $q_e \gg m_e c$ , и в этом случае энергию электрона нельзя было бы уже оценивать как  $m_e c^2$ , она была бы  $\sim q_e c \sim \hbar c n_e^{1/3}$ . Именно такой случай называется, строго говоря, ультрарелятивистским. Плотность энергии определяется, как обычно, умножением энергии  $q_e c$  на  $n_e$ .

Мы применяли термин «ультрарелятивистские электроны» для случая  $q_e \sim m_e c$ , потому что с самого начала использовали формулу для давления ультрарелятивистского электронного газа  $p_e \sim \hbar c n_e^{1/3}$ . Это не приводит, конечно, ни к каким недоразумениям при наших оценках. Отметим еще, что случай  $q_e \gg m_e c$  в реально существующих устойчивых белых карликах не реализуется.

Заканчивая этот раздел, сделаем еще совсем маленькое замечание. Релятивистские эффекты в белых карликах начинают сказываться уже при плотностях, примерно на три порядка меньших, чем  $10^9$  г/см<sup>3</sup>. Такую численную оценку мы получили, изучая предельно релятивистскую ситуацию. Фактически электроны стано-

вятся релятивистскими уже при меньших плотностях. И это вовсе не говорит о том, что наши численные оценки в каком-то смысле плохи. Изменение плотности (или объема, приходящегося на одну частицу) на три порядка означает изменение линейных размеров — расстояний между частицами — всего на порядок. С той точностью, с которой мы все время рассуждаем, о лучшем согласии оценок с действительностью трудно и мечтать.

## Захват электронов ядрами

Представим себе, что электроны стали при сжатии звезды релятивистскими. Попытки сильнее сжать звезду приводят к появлению, а потом и интенсификации принципиально нового процесса, связанного с «забытыми» нами пока атомными ядрами. С энергетической точки зрения такой процесс оказывается в целом довольно выгодным.

А происходит вот что. Электроны «бомбардируют» ядра, и часть их поглощается. Внутри ядер электроны вступают в реакцию с протонами. В результате «протон + электрон» превращаются в «нейтрон + нейтрино». Нейтрино обладает очень большой проникающей способностью — оно беспрепятственно покидает ядро и звезду. В атомном же ядре теперь изменилось соотношение чисел протонов и нейтронов. Таких реакций может в каждом ядре произойти и несколько. Чем больше протонов превратится в нейтроны, тем меньше будет заряд ядра  $Z$  и тем меньше останется электронов снаружи от ядер. Общее число нуклонов в ядре — массовое число  $A$  — при такой перестройке в системе, конечно, не меняется. Процесс этот называется часто нейтронизацией или обратным бета-процессом. Обсудим его немного подробнее.

Поскольку теперь в нашу игру вступили атомные ядра, нам придется сказать о них несколько слов. Нуклоны, находящиеся в ядре, взаимодействуют друг с другом, но не разлетаются — они находятся в связанном состоянии. Это значит, что нужно было бы затратить определенную энергию, если бы мы захотели это ядро разрушить. Энергией связи ядра и называется та самая энергия, которая нужна, чтобы отделить частицы друг от друга.



В наших предыдущих рассуждениях мы считали, что массы протонов и нейтронов примерно равны:  $m_p \approx m_n$ . При определении энергии связи ядер прежней точности недостаточно, теперь нужно учитывать, что это величины отличающиеся. Известно, что и масса атомного ядра  $m_{\text{я}}$  не равна в точности сумме масс составляющих его нуклонов. Выражение для энергии связи ядра с массовым числом  $A$  и зарядом  $Z$  очень простое:

$$E_{\text{св}}(A, Z) = [Zm_p + (A-Z)m_n - m_{\text{я}}(A, Z)]c^2.$$

Нейтронизацию обычно описывают, пользуясь языком химических реакций. Условие химического равновесия выглядит для этой реакции так:

$$E_{\text{св}}(A, Z) = E_{\text{св}}(A, Z-1) + E_e(n_e).$$

Второе слагаемое в правой части этого равенства называется химическим потенциалом электронного газа и равно максимально возможному значению электронной энергии, т. е. имеет порядок  $\hbar c n_e^{1/3}$ . Разность  $\Delta_1 = E_{\text{св}}(A, Z) - E_{\text{св}}(A, Z-1)$  можно назвать порогом реакции, физический смысл ее ясен из определения энергии связи. Если реакция идет, то это означает, что  $\Delta_1$  по порядку величины примерно совпадает с энергией электрона. Таким образом можно определить значение электронной энергии и электронной плотности, при которых ядра с  $(A, Z)$  перестроятся в ядра с  $(A, Z-1)$ . Следующий этап перестройки начнется, когда в системе останутся только ядра с  $(A, Z-1)$  и электроны, число которых теперь уже меньше первоначального. Если еще чуть-чуть «поджать» систему, то станет возможной реакция  $(A, Z-1) + e \rightarrow (A, Z-2) + \nu$  ( $\nu$  — нейтрино). Можно снова вычислить  $\Delta_2 = E_{\text{св}}(A, Z-1) - E_{\text{св}}(A, Z-2)$  и значение  $n_e$ , при котором пойдет такая реакция. Она, конечно, опять будет проходить при некоторой фиксированной электронной плотности. Ясно, что возможны и следующие ступеньки нейтронизации. Конечным результатом, как мы уже говорили выше, будет относительное переобогащение ядер нейтронами и уменьшение числа протонов и электронов. Уменьшение же концентрации электронов приводит к ограничениям роста их импульсов и энергий.

## Плазменные колебания и ядерные кристаллы

Один из самых обычных и привычных для нас фазовых переходов — это кристаллизация. Никого не удивляет, что зимой на реке образуется лед. Замерзают порой даже моря.

Но разве не удивительно, что кристаллизация может произойти и в плазменном море, образуемом электронами и атомными ядрами внутри белых карликов? Более того, этот процесс может быть и не связанным с охлаждением системы. К вопросу об охлаждении мы вернемся позже, а в этом разделе постараемся понять, что же за кристаллы можно построить в сильно сжатых звездах.

В ранних теориях белых карликов принималось, что вещество при плотностях, характерных для их внутренних областей, представляет собой жидкую смесь (раствор) ядер (или еще не целиком ионизованных атомов) и электронов. Такая плазменная система по существу мало чем отличается от электронно-ионной плазмы, изучаемой в лабораторных условиях. Ядра, как и частицы в обычной жидкости, могут двигаться совершенно хаотически и без особых усилий перемещаться на довольно значительные расстояния.

Идеи о построении и устойчивости решеток из атомных ядер, погруженных в электронное море, начали разрабатываться около двадцати лет назад. В первой же работе, посвященной этим вопросам и опубликованной советским физиком Д. А. Киржницем, были проанализированы возможности создания кристаллов из ядер и важные следствия существования кристаллических структур для эволюции звезд. Характеристики кристаллических решеток в сильно сжатом веществе изучались также и другим советским теоретиком — А. А. Абрикосовым. Аналогичные результатам Д. А. Киржница выводы о возможности существования кристаллов в белых карликах были получены американским физиком Е. Солпитером.

Опубликование этих работ послужило толчком к довольно радикальному пересмотру представлений о термодинамическом состоянии внутренних областей белых карликов. Некоторые из этих представлений мы и обсудим, не слишком претендуя, конечно, на количествен-



ную точность. Разумно напомнить сначала о том, что такое плазменная частота. Электронейтральная в целом плазма состоит, как мы знаем, из положительных и отрицательных зарядов. Рассмотрим элемент объема, занятого плазмой, который ограничен двумя параллельными плоскими площадками.

Пусть площадь каждой площадки  $S$ , а расстояние между ними  $z$ . Заряды частиц будем считать равными  $\pm e$ , а их концентрацию равной  $n$ . Предположим, что мы смогли разделить заряды в этом объемчике и поместить все положительные заряды на одну площадку, а все отрицательные — на другую. По существу мы создали заряженный плоский конденсатор. Очевидно, что заряд пластин равен  $neSz$ , а емкость конденсатора  $C = (S/4\pi z)$ . Поделив заряд на емкость, мы найдем разность потенциалов между пластинами  $4\pi ne z^2$ , которая, в свою очередь, равна произведению напряженности электрического поля  $E$  на  $z$ . Отсюда  $E = 4\pi ne z$ .

В реальной плазме никаких площадок-пластин, конечно, не существует, но ясно, что взаимное смещение зарядов разных знаков приводит к появлению сил, стремящихся это смещение ликвидировать. Сила, действующая на одну частицу с массой  $m$ , равна  $eE = 4\pi ne^2 z$ , а соответствующее ускорение есть  $\frac{4\pi ne^2}{m} z$ . Обратите

внимание на то, что сила и ускорение частиц пропорциональны их смещению, а направлены они так, чтобы восстановить равновесие. Поэтому это типичная задача о колебаниях, и мы можем сразу же сказать, какова должна быть частота этих колебаний  $\omega_0$ . Очевидно, что  $\omega_0^2 = \frac{4\pi ne^2}{m}$ . Колебания с частотой  $\omega_0$  называют электростатическими, ленгмюровскими или просто плазменными.

Мы могли бы получить связь  $\omega_0$  с  $n$ ,  $e$  и  $m$  и из соображений размерности, но, конечно, без численного коэффициента.

Вернемся теперь к электронно-ядерной плазме. Здесь также должны быть колебания, обусловленные взаимными смещениями зарядов. Но этот случай отличается от рассмотренного простейшего тем, что заряд и масса ядра не равны заряду и массе электрона.

Предположим, что атомные ядра действительно образуют некоторую кристаллическую решетку, т. е. «привязаны» к определенным местам в пространстве. Окру-

жающие их электроны «вольны», конечно, «гулять» по всему этому кристаллу, но в среднем около каждого ядра находится  $Z$  электронов (при полной ионизации они все свободные). Разрушение решетки было бы, очевидно, возможно, если бы ядра могли сильно смещаться из своих положений равновесия. Но малые колебания ядер могут к разрушению решетки и не приводить. В обычных твердых телах колебания кристаллической решетки имеют в основном температурное происхождение. Для ядерного кристалла, напротив, очень важную роль должно играть кулоновское взаимодействие. Колебания плазменного типа должны быть эффективными даже при очень низких температурах.

Наша цель сейчас в том, чтобы оценить частоту и энергию таких колебаний и сравнить ее с потенциальной энергией ядра. Если энергия колебаний значительно меньше глубины потенциальной ямы ядра, то это будет означать, что ядро привязано к своему узлу в кристаллической решетке. Такая задача и рассматривалась впервые в упоминавшейся выше работе Д. А. Киржница.

Удобно разделить всю нашу систему на условные ячейки, имеющие сферическую форму, и такие, что в каждой из них находится одно ядро и  $Z$  электронов. В целом каждая такая ячейка электронейтральна. Радиус ячейки  $r$  определим из естественного условия:  $\frac{4}{3} \pi r^3 n_n = 1$ . Здесь  $n_n$  — концентрация ядер в нашей звезде:

$$n_n \sim \frac{M}{m_n R^3}.$$

Так как число электронов  $Z \gg 1$ , можно считать, что электронное облако «равномерно размазано» по ячейке. Колебания же ядра относительно этого «равномерно размазанного» отрицательного заряда происходят, очевидно, с плазменной частотой

$$\Omega_0^2 \sim \frac{n_n (Ze)^2}{m_n} \sim \frac{Z^2 e^2}{m_n r^3}.$$

Здесь-то нам и оказалась полезной аналогия с плазменным «конденсатором». Оценка потенциальной энергии (глубины ямы) также пишется просто:  $U_0 \sim (Z^2 e^2/r)$  и вряд ли требует пояснений. Оставшаяся нам процедура совершенно элементарна. Характерная энергия колебаний ядра есть  $\hbar \Omega_0$ , поделив ее на  $U_0$ , мы получим



$$\frac{\hbar \Omega_0}{U_0} \sim \left( \frac{\hbar^2}{Z^2 e^2 r m_n} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{r_0}{r} \right)^{1/2},$$

где  $r_0 = \frac{\hbar^2}{m_n Z^2 e^2}$  — параметр, характеризующий ядро с заданными  $A$  и  $Z$ . Типичное значение отношения  $(r_0/r)$  для белых карликов равно по порядку величины  $\sim 10^{-5}$ . Это число получается, если считать плотность вещества в звезде  $\sim 10^6$  г/см<sup>3</sup>, а  $Z \sim 10$ . Тем самым мы убедились в том, что кулоновская ядерная решетка является устойчивой, во всяком случае если не учитывать температурные эффекты. А значит, вещество холодных белых карликов должно быть кристаллическим! Вопрос о влиянии температуры и некоторые другие вопросы, связанные с существованием решетки, мы обсудим дальше.

## Нулевые колебания и разрушение решетки в ионных кристаллах

Те колебания в решетке, образованной атомными ядрами, о которых шла речь выше, носят название нулевых колебаний. Термин «нулевые» подчеркивает то обстоятельство, что они существуют независимо от температуры. Колебания ядер обусловлены кулоновскими силами и существовали бы и при температуре, равной нулю. В этом нет ничего удивительного. Вспомните, например, что и скорости электронов в атоме тоже не зависят от температуры, и это нас не удивляет.

Возникает естественный вопрос: только ли для ядерных решеток существуют нулевые колебания? Оказывается не только. Они есть, конечно, и в обычных земных кристаллических решетках.

Имея в виду воспользоваться в дальнейшем естественными аналогиями, мы вернемся сейчас к обсуждавшейся нами раньше ионной кристаллической решетке. Колебания ионов в этой решетке при достаточно низких температурах есть, очевидно, обычный звук. Скорость звука  $s$  в твердом теле всегда можно оценить, зная плотность  $\rho$  и модуль Юнга  $E$ . По порядку величины  $s^2 \sim (E/\rho)$ . Вспомним, что модуль Юнга  $E \sim n_j (e^2/a)$ , а  $\rho \approx n_j m_j$ . Поэтому и скорость звука

в ионной решетке можно выразить через массу ядер и расстояние между ними:  $s^2 \sim (e^2/m_{\pi} a)$ . В твердом теле могут распространяться звуковые волны разных частот. Но все они, как оказывается, должны быть меньше некоторой характерной для каждого конкретного вещества частоты  $\Omega$ . Причина этого в том, что в кристалле не могут распространяться волны, длина которых меньше характерного размера — постоянной решетки  $a$ . Существование минимальной длины звуковой волны означает одновременно существование максимальной частоты  $\Omega \sim (s/a)$ . Эта частота называется дебаевской частотой. Ее тоже легко выразить через микроскопические параметры:  $\Omega^2 \sim (e^2/m_{\pi} a^3)$ .

Обратите теперь внимание на то, что эта формула очень похожа на выражение для квадрата плазменной частоты в рассматривавшейся в предыдущем разделе ядерной решетке. Отсюда, кстати, вытекает и очень простая оценка для скорости звука в решетке, построенной из атомных ядер:  $s^2 \sim \Omega_0^2 r^2 \sim (Z^2 e^2/m_{\pi} r)$ . Вполне естественно называть дебаевской частотой и  $\Omega_0$ .

Для ионного кристалла существуют, таким образом, тоже два характерных энергетических параметра. Один из них —  $\hbar \Omega$ , другой — энергия взаимодействия ионов  $\sim (e^2/a)$ . Отношение этих параметров можно записать в виде

$$\left(\frac{a_0}{a}\right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_{\pi}}\right)^{1/2},$$

откуда сразу видно, что это малое число. Здесь  $a_0 = (\hbar^2/m_e e^2)$  — радиус ближайшей к ядру боровской электронной орбиты в атоме. Ионный кристалл, как мы сейчас убедились, очень похож на ядерную решетку.

Стоит упомянуть здесь еще о том, что существуют объекты, энергия нулевых колебаний в которых не мала по сравнению с характерным взаимодействием. Именно из-за этого не затвердевает при понижении температуры при атмосферном давлении жидкий гелий.

Если мы «включим» теперь температуру, то к нулевым колебаниям добавятся колебания, обусловленные тепловым движением ионов. Появится еще один параметр с размерностью энергии —  $kT$ . Вопрос об устойчивости кристаллических решеток будет теперь решаться сравнением  $kT$ ,  $\hbar \Omega$  и  $(e^2/a)$  для ионного кристалла и  $kT$ ,  $\hbar \Omega_0$  и  $U_0$  — для ядерного. Но, прежде



чем перечислить разные возможности, мы должны сказать еще несколько слов о температуре плавления  $T_{пл}$ .

Начнем опять с ионного кристалла. Нагрев его достаточно сильно, мы его, конечно, расплавим. Значит ли это, что характерная энергия плавления (в расчете на одну частицу) —  $kT_{пл}$  должна быть порядка  $(e^2/a)$ ? Оказывается нет, она должна быть примерно на два порядка меньше. Плавление представляет собой разрушение кристаллической решетки. Но разрушить решетку можно и механическим путем: приложив к кристаллическому образцу достаточно большое напряжение.

Пусть напряжение, при котором ломается кристалл, равно  $G$ . Мы хорошо знаем, что эта величина всегда меньше модуля Юнга  $E$ . По порядку величины можно, очевидно, написать такую оценку для температуры плавления:  $kT_{пл} \sim G a^3$  ( $G$ , как и  $E$ , имеет размерность плотности энергии).

В кристалле из атомных ядер характерная энергия  $kT_{пл}$  также меньше, чем  $U_0$ . Многочисленные расчеты показывают, что отношение  $(kT_{пл}/U_0) \sim 10^{-2}$ , как и в обычных кристаллах.

## Кристаллизация в белом карлике

Теория эволюции звезд предсказывает, что в начальный период своей жизни белый карлик не такой уж холодный. Даже если ядерные реакции внутри звезды, из которой карлик образовался, уже закончились, его внутренняя температура может быть порядка  $10^7$  К. Все, что мы говорили, когда обсуждали вопрос о давлении электронного газа, остается, однако, и теперь справедливым. Причина этого в том, что и при «включении» температуры электроны остаются вырожденными, их энергия реально всегда оказывается много большей, чем  $kT$ . Что касается существования ядерной кристаллической решетки, то мы рассмотрим теперь несколько возможностей. Из существования трех энергетических параметров —  $kT$ ,  $\hbar\Omega_0$  и  $U_0$  следует, что мы можем образовать два независимых безразмерных отношения:  $\Gamma = (U_0/kT)$  и  $(\hbar\Omega_0/kT)$ . Частоту  $\Omega_0$  мы назвали раньше дебаевской частотой, можно ввести еще соответствующую ей дебаевскую температуру  $\Theta$ , определив ее равенством  $\hbar\Omega_0 \sim k\Theta$ . Введем еще обозначение  $\Gamma_{пл} = (U_0/kT_{пл})$ .

После всех этих подготовительных мероприятий мы приступим к простому качественному анализу разных случаев.

Если звезда достаточно «горячая», ее температура  $T$  может быть больше и  $T_{пл}$ , и  $\Theta$ , при этом  $\Gamma < \Gamma_{пл}$ . Никакой кристаллической решетки в этом случае не существует. Ядра «растворены» в электронном море и такую кулоновскую систему можно называть жидким раствором.

Понижение температуры при остывании звезды приводит к тому, что неравенство  $\Gamma < \Gamma_{пл}$  сменяется сначала равенством  $\Gamma = \Gamma_{пл}$ , а затем противоположным неравенством. При этом  $T < T_{пл}$ , и ядра образуют кристаллическую решетку. Относительная величина температуры  $T$  и дебаевской температуры  $\Theta$  для факта существования решетки не существенна. Что касается характера колебания атомных ядер, то при  $T > \Theta$  они являются в основном тепловыми, а при  $T < \Theta$  — более существенны колебания нулевые. Последний случай  $\Theta > T > T_{пл}$ . Очевидно, что при этом  $\Gamma < \Gamma_{пл}$ . Если это так, то нулевые колебания ядер велики и кристаллизация невозможна.

Как и в обычных кристаллах, процесс образования ядерной решетки сопровождается выделением тепла. Можно очень грубо оценить суммарную энергию, которая выделится при кристаллизации, если первоначально звезда была относительно горячей и жидкой, а в конце концов «вся» закристаллизовалась. Мы отвлекаемся сейчас от того, что в звезде плотность меняется вдоль радиуса.

Предположим снова, что электроны в звезде релятивистские, а их характерное давление  $\sim \hbar c n_e^{4/3}$ . По порядку величины это давление совпадает с гравитационным  $\gamma M^2/R^4$ , если звезда устойчива. Сравнение плотности электронной энергии и плотности ядерной кулоновской энергии ( $Z^2 e^2/r^4$ ) показывает, что их отношение порядка  $\frac{\hbar c}{e^2} Z^{-2/3}$ . Теплота плавления  $\sim k T_{пл}$  на одно ядро, но в  $1 \text{ см}^3 \sim n_n$  ядер, поэтому энергия, выделяющаяся при кристаллизации всей звезды, по порядку величины есть

$$k T_{пл} n_n R^3 \sim \frac{k T_{пл}}{r^3} R^3 \sim \Gamma_{пл}^{-1} \frac{Z^2 e^2}{r^4} R^3.$$



Полную гравитационную энергию звезды нетрудно выразить через те же параметры, что и энергию кристаллизации. Очевидно, что

$$\gamma \frac{M^2}{R} \sim \hbar c n_e^{1/3} R^3 \sim \frac{\hbar c}{e^2} Z^{-1/3} \frac{Z^2 e^2}{r^4} R^3.$$

Отношение энергии кристаллизации к гравитационной энергии равно

$$\Gamma_{\text{пл}}^{-1} \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right) Z^{2/3}.$$

Гравитационная энергия звезды должна, конечно, быть больше энергии, выделяющейся при кристаллизации. Из этого требования вытекает естественное неравенство  $\Gamma_{\text{пл}} > \left( \frac{e^2}{\hbar c} \right) Z^{2/3}$ . Численные расчеты для реальных ситуаций приводят, как уже упоминалось, к  $\Gamma_{\text{пл}} \sim 10^2$ . Из этих оценок следует, что максимальная энергия, которая могла бы выделиться при кристаллизации «всей» звезды, может достигать значений  $\sim 10^{-4}$  от энергии гравитационной! На самом деле кристаллизация происходит, вероятно, лишь в некоторой «центральной» части белого карлика, и нашу оценку нужно еще несколько уменьшить. Но с другой стороны сильно уменьшиться она не должна, так как основная масса звезды сосредоточена как раз в той области, где происходит кристаллизация.

Совершенно аналогичное рассуждение можно проделать и в том случае, если электроны в звезде нерелятивистские. Отношение плотности электронной энергии  $\sim \frac{\hbar^2}{m_e} n_e^{5/3}$  к плотности ядерной кулоновской энергии равно теперь

$$\left( \frac{a_0}{a} \right)^{1/3} Z^{-2/3}.$$

Здесь  $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$  — боровский радиус,  $a$  — среднее расстояние между электронами,  $a < a_0$ . Предположим, что и в этом случае закристаллизовалась «вся» звезда. Поделив тогда максимально возможную энергию кристаллизации на гравитационную энергию, мы получим величину  $\sim \Gamma_{\text{пл}}^{-1} (a/a_0)^{1/3} Z^{2/3}$ . Разумные численные значения этого отношения могут достигать  $\sim 10^{-2}$ . Это в общем несколько больше, чем в звезде

с релятивистскими электронами. Заметим еще, что в этом случае

$$\Gamma_{\text{пл}} > \left(\frac{a}{a_0}\right)^{1/3} Z^{2/3}.$$

Энергия, выделяющаяся при кристаллизации белого карлика, перерабатывается в конечном счете в излучение. Но это, разумеется, не единственный внутренний источник энергии звезды. Другим важным источником является запас тепловой энергии. Этой энергией звезда обладает независимо от того, жидкая она или кристаллическая. Атомные ядра в жидкой звезде можно считать в отличие от электронов невырожденным газом. Это означает, что их кинетическая энергия определяется как раз температурой. В расчете на одно ядро эта тепловая энергия составляет  $\frac{3}{2}kT$ . Поэтому при  $T \sim T_{\text{пл}}$  тепловая энергия и энергия кристаллизации ( $\sim kT_{\text{пл}}$  на ядро) вполне сравнимы.

## Приглашение на экскурсию по радиальному «каналу»

Изучение перестроек и физических процессов в белых карликах имеет большой самостоятельный интерес хотя бы уже просто потому, что в окрестности нашего Солнца с радиусом около сотни парсек (1 парсек =  $= 3 \cdot 10^{18}$  см) карликов известно сейчас несколько тысяч.

Теория эволюции звезд предсказывает, что многие звезды становятся белыми карликами в «конце» своего жизненного пути.

Другим громадным гравитирующим шарам «судьбой предопределено» стать на последних этапах своей эволюции нейтронными звездами. Своеобразна «ирония судьбы»: звезды типа нашего Солнца превращаются в шары относительно небольших размеров. Типичные значения радиусов нейтронных звезд всего порядка десятков километров. Напомним для сравнения, что радиус нашего Солнца примерно  $7 \cdot 10^5$  км. Но зато средняя плотность вещества в нейтронных звездах достигает и даже превосходит ( $10^{14} \div 10^{15}$ ) г/см<sup>3</sup>! Это по крайней мере на пять порядков больше, чем максимальные плот-



ности в белых карликах. Примерно таково же значение плотности и внутри атомных ядер.

Интересно, конечно, понять как устроена нейтронная звезда и какие физические процессы могут происходить в макроскопических сгустках ядерной материи.

Мы сейчас уже в какой-то степени подготовились к тому, чтобы попробовать «выполнить» тот «эксперимент», о котором упомянули: в самом начале нашего рассказа. Мы попытаемся мысленно «просверлить канал» вдоль радиуса нейтронной звезды и будем изучать свойства вещества, двигаясь от поверхности к центру этого сверхплотного гравитирующего шара.

То, что мы узнали уже о белых карликах, нам очень поможет. Вещество во внешних областях нейтронной звезды находится примерно в таких же условиях, какие существуют и в белых карликах. Несколько глубже мы попадем в область плотностей и давлений, которые в белых карликах никогда не достигаются. Основной компонентой вещества в центральной части нейтронной звезды (самой значительной и по объему, и по массе!) является вырожденная нейтронная жидкость. Это и определяет название звезды.

Наша подготовка к «путешествию» в глубины нейтронной звезды была бы, однако, неполной, если бы мы хотя бы очень кратко не перечислили некоторые, теперь уже исторические, факты.

Совсем недавно — не только по астрономическим, но и по земным масштабам времени — были открыты первые пульсары. Так были названы источники строго периодического радиоизлучения с характерными частотами следования импульсов от нескольких герц до  $\sim 10^2$  с<sup>-1</sup>. Честь этого открытия принадлежит группе английских радиоастрономов из Кембриджа, руководителем которой является А. Хьюнш. Самый первый открытый пульсар наблюдался этой группой летом 1967 г. Через десять лет после этого открытия число изученных пульсаров превысило уже полторы сотни. Но намного раньше — фактически почти сразу после открытия Хьюнша — стало понятно, что периодическое импульсное излучение приходит к нам от вращающихся и намагниченных нейтронных звезд.

То, что такое понимание пришло очень быстро, было по существу подготовлено работами, выполненными задолго до открытия пульсаров. На возможность самого

существования нейтронных звезд первыми обратили внимание известные астрономы В. Бааде и Ф. Цвикки еще в 1934 г. Через четыре года после этого предсказания Дж. Р. Оппенгеймером и Г. Волковым было рассчитано равновесное состояние нейтронной звезды. Упомянем еще, что очень важные работы, посвященные массивным гравитирующим шарам, были выполнены советскими теоретиками Я. И. Френкелем, Л. Д. Ландау и М. П. Бронштейном в конце 20-х — в 30-х гг.

После открытия пульсаров поток работ, посвященных физике этих объектов и механизмам их излучения, стал поистине астрономическим. Отождествление пульсаров и нейтронных звезд стало возможным еще, конечно, и потому, что физические процессы в сверхплотном веществе оказались связанными с характеристиками излучения. По особенностям принимаемого нами излучения в радио-, оптическом и гамма-диапазонах можно пытаться понять, что же на самом деле происходит в интересующих нас объектах.

## Область плотностей

меньших  $4,3 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>

До сих пор мы обсуждали свойства вещества при разных плотностях, выбирая из построенного нами набора гравитирующих шаров тот, плотность в центральной части которого как раз такая, которая нас интересует. Шары же мы пытались строить из одинаковых атомов с фиксированными значениями  $A$  и  $Z$ . Мы не рассматривали вопрос о том, каким образом приходит звезда в такое состояние в процессе своей эволюции.

Такой подход оказался, как теперь понятно, довольно ограниченным хотя бы уже потому, что по мере сжатия вещества не сохраняется  $Z$ . Процесс нейтронизации неизбежно ведет, как мы убедились, к изменению относительного числа протонов и нейтронов в атомных ядрах. Но теперь, отправляясь в путешествие по «радикальному каналу», естественно задать и другой вопрос: а сохраняется ли при сжатии массовое число  $A$ ? Этот вопрос очень серьезен, ибо из теории эволюции звезд нам хорошо известно, что в звездах, еще не ставших белыми карликами или нейтронными звездами, а находящихся где-то на пути к этим состояниям, происходят



ядерные реакции и одни ядра превращаются в другие.

Освобождающаяся ядерная энергия вполне компенсирует при этом «затраты» звезды на излучение. А последовательный ядерный синтез, начавшись со стадий водородных и гелиевых реакций, может доходить до ядер элементов, расположенных вблизи железа в периодической системе Менделеева. Эта область называется железным максимумом, название связано с существованием максимума на кривой распространенностей элементов, соответствующего Fe и Ni. Ядра железа и никеля при обычных условиях наиболее устойчивы — их энергии связи  $E_{св}(A, Z)$  тоже максимальны! Поэтому, если звезда «шла длинным путем» к стадии белого карлика или нейтронной звезды, и ядра железного максимума образовались, они должны, казалось бы, выжить и после прекращения ядерных реакций. Это справедливо для тех областей карликов и пульсаров, где плотность еще недостаточно велика, чтобы ядра начали захватывать электроны.

Будем рассматривать теперь более глубокие слои наших звезд, где уже возможны процессы нейтронизации.

Задачу о равновесных состояниях системы «ядра + электроны» нужно решать, отыскивая минимум полной энергии системы. Полная энергия состоит из нескольких слагаемых. Во-первых, в нее входит энергия самих ядер, включая энергию покоя нуклонов (так называются величины  $m_p c^2$  и  $m_n c^2$ ) и энергию кулоновского взаимодействия протонов в ядрах. Во-вторых, полная энергия электронного газа. В-третьих, кулоновская энергия ядерной кристаллической решетки. Если же вещество в соответствующем слое звезды не кристаллическое, а жидкое, то вместо энергии решетки войдет кулоновская энергия взаимодействия ядер друг с другом. Энергию кулоновского взаимодействия ядер с электронами можно включить в полную энергию электронов. Для нас очень важно, что параметрами, от которых зависит полная энергия системы, в частности, являются  $A$ ,  $Z$  и  $n_n$ . Первые два из этих параметров входят в выражение для энергии связи ядра. Концентрация ядер  $n_n$  характеризует плотность вещества, а концентрация электронов  $n_e$  выражается, очевидно, через  $n_n$  и  $Z$ .

Сразу понятно, что любая попытка варьировать  $Z$ , оставив неизменными все другие параметры, приведет

скорее всего к выводу системы из состояния с минимальной энергией, если она в этом состоянии находилась. Система тут же «захочет» что-то так изменить, чтобы ее энергия снова стала минимальной (хотя и не обязательно, конечно, совпадающей с исходным минимумом). Задача минимизации энергии не проста, но она решена.

Основной результат решения таков. Предположим, что мы фиксируем давление, т. е. «останавливаемся» в достаточно тонком (по радиальной координате) шаровом слое звезды. Мы обнаружим в этом слое вполне определенные ядра, имеющие параметры  $Z$  и  $A$ . В более глубоком шаровом слое мы обнаружим ядра с  $Z' \neq Z$  и  $A' > A$ . Существенно, что отношение  $(Z/A)$  монотонно уменьшается с ростом плотности.

Очень аккуратные численные расчеты в этой области были проделаны, в частности, американскими физиками Г. Беймом, К. Петиком и П. Сюзерлэндом. Они показали, что ядра  $^{56}\text{Fe}$  находятся в равновесии с электронным газом при плотностях, меньших  $8,1 \cdot 10^6$  г/см<sup>3</sup>, ядра  $^{62}\text{Ni}$  стабильны до плотностей  $2,7 \cdot 10^8$  г/см<sup>3</sup>,  $^{64}\text{Ni}$  — до  $1,2 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup>. При больших плотностях возникают ядра с массовыми числами  $A \sim 80$ . А в диапазоне плотностей  $(1,9 \div 4,3) \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> должны существовать уже ядра с  $A \sim 120$ . Назовем эти ядра (в порядке возрастания предельной плотности, при которой они еще существуют):  $^{124}\text{Mo}$ ,  $^{122}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sr}$ ,  $^{118}\text{Kr}$ .

Из сказанного следует сделать еще два вывода. Первый — в равновесных белых карликах с плотностью в центральных областях  $\sim 10^9$  г/см<sup>3</sup> тоже существуют элементы железного максимума, несмотря на то, что нейтронизация в них реальна. Второй вывод мы сделаем, еще раз обратив внимание читателя на написанную последовательность ядер с  $A \sim 120$ . Заметьте, что с ростом плотности  $A$  уже монотонно уменьшается. При  $\rho \rightarrow 4,3 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> более выгодными оказываются ядра, «потерявшие» нуклоны!

Обсудим здесь же вопрос о возможностях ядерных реакций в белых карликах и соответствующих им по плотности слоях нейтронных звезд. Рождение этих звезд вовсе не является равновесным процессом. И в том шаровом слое, где в равновесии должны быть ядра с конкретными  $A$  и  $Z$ , непосредственно после рождения



могут оказаться ядра самые разные. Для иллюстрации рассмотрим такую чисто условную ситуацию.

Пусть белый карлик образуется при сжатии потерявшей устойчивость, но еще очень горячей звезды, в которой только что закончился термоядерный синтез и образовались элементы железного максимума. Сжатие сопровождается некоторым дополнительным разогревом. Если выделение тепла превосходит потери на излучение (хотя бы в течение малого времени), то часть ядер железа может расщепиться на более легкие, даже до ядер гелия и нейтронов. Поэтому в молодых белых карликах (и соответствующих слоях нейтронных звезд) образуется смесь легких и тяжелых ядер. Ядра захватывают нейтроны, возникающие при рождении сверхплотной звезды. Захват нейтронов сопровождается процессами  $\beta$ -распада. Это — основной механизм образования ядер с массовыми числами, большими, чем у ядер железа и никеля. Если же звезда потеряет устойчивость еще до того, как кончится цепочка термоядерных реакций, то ядер железного максимума в ней может и не быть. Как бы то ни было, для нас важно лишь одно — родившийся карлик может быть неравновесным по своему химическому составу. Время перехода к равновесному состоянию определяется скоростями соответствующих ядерных реакций.

До тех пор, пока карлик молодой и горячий ( $T \geq 10^8$  К), ядерных кристаллических структур внутри него нет, и идут обычные термоядерные реакции. Пусть через какое-то время температура понизилась и образовалась кристаллическая решетка. Если к этому времени еще не все ядра успели перестроиться, то «стремление» звезды к равновесию обуславливает ее «желание» продолжить перестройки. Но для этого должны происходить столкновения ядер, а решетка этому мешает. Оказывается, однако, что существует принципиальная возможность ядерных реакций и в холодной звезде. Каждое ядро в решетке находится в потенциальной яме. Есть, однако, ненулевая, а при соответствующих параметрах даже и не очень малая вероятность того, что ядро протуннелирует в соседний узел решетки и провзаимодействует с «сидящим там» соседом. Этот чисто квантовый эффект приводит к тому же эффективному результату (ядерной реакции), что и другой — классический эффект. Мы имеем в виду диф-

фузию ядер в решетке, механизм которой в сущности таков же, как и в обычных металлах.

Возможность диффузионных перескоков ядер обсуждал в уже цитировавшейся раньше работе Д. А. Киржниц. Он же показал, что скорость ядерных реакций в кристаллических белых карликах действительно сильно уменьшается по сравнению со случаем, когда вместо кристалла есть электронно-ядерная жидкая плазма. Вопросу о туннельных перескоках и ядерных реакциях в холодной плазме посвящено много работ. Первые из них выполнены В. Уайлдхэком, Я. Б. Зельдовичем, А. Камероном и Е. Солпитером.

Само собой разумеется, что во внешних кристаллических слоях нейтронных звезд могут проходить такие же процессы, как и в белых карликах. Не только любопытным, но и приводящим ко многим принципиальным выводам, является и сам факт существования твердой коры у звезд. У нас еще будет повод к этому вернуться.

## Подкорковое вещество

Предположим сначала, что тенденция к уменьшению в равновесных состояниях числа нуклонов в атомных ядрах, которая при увеличении плотности обнаружилась при  $A \sim 120$ , сохраняется и в еще более глубоких слоях — под корой нейтронной звезды.

Можно проделать еще один мысленный эксперимент, помещая в подкорковую область ядра с  $A > 120$ . Это означало бы создание неравновесной для этих слоев звезды ситуации. Переход же к равновесию означал бы частичное разрушение ядер — они начали бы терять нейтроны.

Реально такой эксперимент со звездой проделать, конечно, нельзя, но ясно, что в области плотностей выше  $4,3 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> мы вправе ожидать существования, кроме ядер и электронов, еще и нейтронного газа. Решение задачи об отыскании минимума полной энергии системы приведет нас к нахождению относительных равновесных концентраций этих компонент.

Вполне разумно здесь и использование капельной модели атомного ядра. Для совсем грубых оценок можно считать, что поверхностная энергия примерно того



же порядка, что и энергия связи ядра. Уменьшение последней при пересыщении ядра нейтронами ведет к уменьшению «коэффициента поверхностного натяжения», а значит естественным становится и испарение частиц из ядер. Напомним, кстати, что идея испарения частиц из ядер была высказана еще в 1936 г. Я. И. Френкелем.

В области плотностей, где существуют только электроны и ядра, определяющий вклад в давление вносят, как мы знаем, электроны. С ростом плотности, однако, растет и равновесная концентрация нейтронов. Нетрудно убедиться в том, что ядра всегда дают в давление малый вклад. Вклад же нейтронов в давление постепенно увеличивается, сравнивается с электронным, а затем становится основным.

Мы можем проделать очень простые вычисления. Предположим, что ядра не образуют кристаллической решетки, и у нас есть жидкая плазма — смесь электронов, ядер и нейтронов. Электроны являются, конечно, в этой области плотностей ультрарелятивистскими. Формулу для их давления мы знаем:  $p_e \sim \hbar c n_e^{4/3}$ . Ядра образуют невырожденный газ частиц. Они имеют большую массу ( $m_n \gg m_p \gg m_e$ ), а скорость их движения определяется просто температурой:  $m_n v_n^2 \sim kT$ . Соответствующая плотность тепловой энергии ядер  $\sim m_n v_n^2 n_n$ . Ядерный вклад в давление, грубо говоря, такого же порядка. При всех сколько-нибудь разумных для звезд температурах  $m_n v_n^2 n_n \ll \hbar c n_e^{4/3}$ .

Что касается нейтронного вклада в давление, то можно рассуждать так. Оценим сначала скорости нейтронов внутри атомных ядер. Воспользуемся для этого опять соотношением неопределенностей. Импульс нуклона в ядре  $\sim \hbar/a_n$ . Здесь  $a_n$  — характерный размер (радиус) ядра, определяемый ядерными силами. Силы эти действуют только на малых расстояниях. Численное же значение  $a_n \sim 10^{-13}$  см. Легко видеть, что  $(\hbar/a_n) < m_n c$ , поэтому для описания нуклонов при ядерных плотностях можно в первом приближении пользоваться нерелятивистскими формулами. Из соотношения  $m_n v_n \sim (\hbar/a_n)$  мы найдем, что скорость нуклона в ядре по порядку величины равна  $5 \cdot 10^9$  см/с. В нейтронном газе, окружающем ядро, средние расстояния между нейтронами, конечно, больше, чем  $10^{-13}$  см. Это значит, что

импульсы и скорости нейтронов здесь меньше, чем при ядерных плотностях. Очевидно, что для нейтронного газа мы можем записать:  $m_n v_n \sim (\hbar/a_n)$ , понимая под  $a_n$  средние расстояния между нейтронами. В нейтронном газе при интересующих нас сейчас плотностях тоже, разумеется, нет нужды пользоваться релятивистскими формулами. Поэтому кинетические энергии нейтронов  $\sim m_n v_n^2$ . Нейтронный вклад в давление должен быть порядка  $m_n v_n^2 n_n$ , буквой  $n_n$  мы обозначили концентрацию нейтронов  $n_n \sim (1/a_n^3)$ . Нейтронный газ, как и электронный, можно считать вырожденным. Условием этого служит неравенство  $m_n v_n^2 \gg kT$ , которое всегда выполняется при существующих в звездах температурах и в интересующем нас сейчас диапазоне плотностей.

Формулу для нейтронного давления  $p_n$  можно переписать, используя связь  $v_n$  с концентрацией  $n_n$ :  $p_n \sim (\hbar^2/m_n) n_n^{5/3}$ . Естественно, что она имеет точно такой же вид, как и формула для давления нерелятивистского электронного газа.

Численные расчеты показывают, что нейтронный вклад в полное давление  $p \approx p_e + p_n$  при плотности  $1,5 \cdot 10^{12}$  г/см<sup>3</sup> составляет уже около 20%, а при плотности, немногим большей  $10^{13}$  г/см<sup>3</sup>, уже  $p_n > p_e$ .

Если мы будем рассматривать еще более глубокие слои звезды, то обнаружим, что ядра теряют все больше нейтронов, становятся очень неустойчивыми, и в конце концов разваливаются. Происходит этот развал ядер при  $\rho \sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Средние расстояния между нуклонами и их скорости приближаются теперь к соответствующим значениям в атомных ядрах. Фактически развал ядер и происходит как раз тогда, когда средние расстояния между ними становятся порядка их размеров (последние лишь в несколько раз могут превышать расстояния между нуклонами внутри ядер).

Теперь надо сказать о том, что свойства вещества в подкорковой области звезды физики умеют рассчитывать пока с гораздо меньшей точностью, чем свойства коры при  $\rho < 4,3 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>. Нельзя считать обоснованным и то предположение, которое мы сделали в начале этого раздела. Мы считали, что максимальное значение массового числа  $A$  равновесных ядер  $\sim 120$ . Существует не менее десятка очень серьезных работ, в кото-



рых предсказывается существование в подкорке звезды ядер-гигантов. Грубых оценок здесь уже явно недостаточно. Качественная картина, которую мы выше описали, существенно не меняется. А вот гарантировать, что максимальные значения параметра  $A \sim 120$ , увы, никак нельзя. В некоторых расчетах это значение вырастает до  $A \sim 600$  и даже  $\sim 1000$ . Заряды  $Z$  этих громадных ядер соответственно  $\sim 90$  или  $\sim 120$ .

Сама возможность существования ядер с массовыми числами порядка нескольких сотен не противоречит, конечно, тому, что вокруг них есть нейтронное море. Это можно понять, опять обратившись к аналогии с жидкими каплями. Представим себе, что в некотором слое звезды равновесными являются ядра со сравнительно большими  $A$ . Если бы мы поместили в этот слой ядра относительно легкие, то при переходе к равновесной ситуации они должны были бы слиться, «сбросив», быть может, лишние нейтроны.

Картина эта очень напоминает слияние нескольких дождевых капель в одну большую. Это может, как и нейтронный захват, оказаться энергетически выгодным, но вовсе не исключает испарения частиц из ядер. Зависимость массового числа  $A$  от плотности оказывается не строго монотонной. Образование ядер — гигантов связано с кинетическими явлениями захвата нейтронов ядрами при рождении звезды, сочетающимися с процессами  $\beta$ -распада. Природа сама проделывает эксперимент «по слиянию капель».

Возможно, конечно, что этот процесс не успел пройти в «момент рождения» и завершился (или продолжается) уже тогда, когда звезда «покинула колыбель». В конечном счете при увеличении плотности ядра с очень большими  $A$  все равно окажутся неустойчивыми. Но мы не можем точно сказать, при каком значении  $\rho$  это произойдет. Не исключено поэтому, что и при  $\rho = 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> в веществе, состоящем из нейтронов, протонов и электронов останется еще относительно небольшое число больших и не очень устойчивых атомных ядер.

Если бы, двигаясь внутрь нейтронной звезды по «радиальному каналу», мы измеряли пройденное нами расстояние, то оказалось бы, что до центра звезды еще относительно далеко. Для звезд с радиусом  $\sim 10$ — $15$  км кора и рассмотренный сейчас подкорковый слой имеют вместе толщину всего около 1 км!

## Несколько замечаний о структуре нейтронных звезд

Вблизи того значения плотности, при котором происходит окончательный развал атомных ядер, в системе еще есть электроны. Сохраняются они и после того, как ядра развалились.

Соображения электронейтральности системы в целом требуют, чтобы число электронов равнялось числу протонов:  $n_e = n_p$ . Концентрация нейтронов  $n_n$  во всяком случае больше  $n_p$ . Основная масса вещества звезды заключена именно в той центральной области, до которой мы теперь, наконец, добрались. Для звезд не слишком больших масс плотность может в совсем близких к центру областях вырасти еще в несколько раз по сравнению с плотностью, при которой развалились ядра. Более массивные звезды могут, вероятно, иметь центральные плотности  $\sim 10^{15}$  г/см<sup>3</sup>. Свойства вещества при таких плотностях очень сложны и еще во многом непонятны. Мы ограничимся в этой брошюре рассказом лишь о некоторых физических явлениях и возможных процессах в той области плотностей, в которой существуют нейтроны, протоны и электроны. При этом мы не будем касаться очень интересного и важного вопроса о перестройке в ядерной системе, называемой пионной конденсацией. На возможность такого фазового перехода в обычных атомных ядрах и нейтронных звездах впервые обратил внимание академик А. Б. Мигдал. Связанные с этим вопросы активно изучались в последние годы. О некоторых результатах этих работ можно прочитать в вышедшей в прошлом году в этой же серии книге А. Б. Мигдала.

Шаровую область, где плотность выше  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> и где в равновесном случае уже не существует атомных ядер, можно называть сердцевинной звезды. Смысл терминов «кора» и «подкорка» ясен из предыдущего изложения. Само собой разумеется, что все эти термины весьма условны, никаких очень резких границ между корой, подкоркой и сердцевинной в реальной звезде нет. Кроме того, в звезде могут, в принципе, сохраняться следы ее неравновесного происхождения; например, в разных слоях могут быть неравновесные атомные ядра и т. п. Интересно отметить, что плотность очень бы-



стро меняется вдоль радиуса звезды, пока мы «двигаемся» через кору и подкорку. Обычно считается, что на поверхности звезды вещество имеет плотность  $\sim 10^6$  г/см<sup>3</sup>, а на глубине  $\sim 1$  км она возрастает на восемь (!) порядков. Но, когда вещество сжато уже почти до ядерной плотности, радиальная скорость изменения  $\rho$  (градиент плотности) резко уменьшается. Это связано с тем, что уравнение состояния ядерного (или нуклонного) вещества (связь давления и плотности) существенно отличается от уравнения состояния вещества при меньших плотностях. Уже интуитивно ясно, что ядерное вещество довольно трудно сжимать.

Знание истинного уравнения состояния  $p = p(\rho)$  позволило бы очень точно рассчитывать структуру нейтронных звезд. К сожалению, здесь еще много нерешенных вопросов и пока нам приходится ограничиваться не слишком точными модельными уравнениями состояния. Но все же в каком-то смысле и здесь нет худа без добра. Моделей сейчас рассчитано очень много. Благодаря этому довольно хорошо понято, к каким последствиям приводит пренебрежение теми или иными явлениями. И, во всяком случае, мы можем сейчас уже вполне определенно считать, что физика процессов в области плотностей вблизи  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> понята в основных чертах сравнительно неплохо. Именно эта область нас и будет интересовать дальше. Те идеи и результаты, о которых мы расскажем, могут иметь отношение и к достаточно массивным нейтронным звездам. Область плотностей  $\sim 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> является в них довольно большим шаровым слоем (с радиальной толщиной порядка нескольких километров). Самые центральные области таких звезд — их ядра — мы не рассматриваем. Скажем только, что «химический» состав этих ядер очень сложен. В них должны присутствовать, по-видимому, различные гипероны, барионные резонансы и мезоны. Об уравнении состояния в этой области пока мало что можно сказать. Ясно лишь, что здесь не обойтись без последовательной релятивистской модели, основанной на несуществующей пока теории сильных взаимодействий.

## Как масса нейтронной звезды связана с ее радиусом?

Чтобы ответить на этот вопрос, мы займемся вычислением радиуса нейтронной звезды с заданной массой. Для оценок мы будем использовать, конечно, самую простую модель. Пренебрежем, во-первых, массой, заключенной в коре и подкорке. Во-вторых, будем считать, что плотность нейтронов в сердцевине звезды постоянна, а сами нейтроны нерелятивистские. В-третьих, предположим, что концентрация протонов  $n_p$  мала по сравнению с  $n_n$  (для оценок это, впрочем, неважно, ибо мы все равно знаем, что  $n_n > n_p$ ). Мы рассматриваем сейчас не слишком массивную звезду и считаем также, что кроме нейтронов, протонов и электронов никаких частиц в ней нет. Пусть  $a_n$  — средние расстояния между нейтронами. Кинетическая энергия одного нейтрона равна по порядку величины  $(\hbar^2/m_n a_n^2)$ . Очевидно, что полное число нейтронов в звезде  $N_n \sim n_n \cdot R^3 \sim (R/a_n)^3$ . Для равновесия звезды нужно потребовать, чтобы полная кинетическая энергия составляющих ее частиц совпадала по порядку величины с полной гравитационной энергией:  $\frac{\hbar^2}{m_n a_n^2} N_n \sim \frac{\gamma M^2}{R}$ . Подставляя

сюда  $M \sim m_n N_n$  и  $R \sim N_n^{1/3} a_n$ , выразим  $a_n$  через  $N_n$ :

$$a_n \sim \frac{\hbar}{m_n c} \left( \frac{\hbar c}{\gamma m_n^2} \right) \frac{1}{N_n^{2/3}} = \frac{\hbar}{m_n c} \left( \frac{N_0}{N_n} \right)^{2/3}.$$

Мы ввели здесь обозначение  $N_0 = (\hbar^4 c / \gamma m_n^2)^{3/2} \simeq 2 \cdot 10^{57}$ . Для радиуса нейтронной звезды можно теперь записать

$$R \sim N_n^{1/3} a_n \sim \frac{\hbar}{m_n c} \left( \frac{N_0}{N_n} \right)^{2/3} N_n^{1/3}.$$

Эта формула очень удобна для быстрых численных оценок  $R$ . (Заметим, кстати, что число нуклонов в нашем Солнце  $\sim 10^{57}$ .) Число  $N_n$  пропорционально массе звезды, поэтому ясно, что мы снова приходим к уже известной нам из рассмотрения белого карлика с нерелятивистскими электронами связи  $M R^3 = \text{const}$ .



## Принцип Паули и уровень Ферми

Оценивая импульс электрона или нуклона из соотношения неопределенностей  $q \sim \hbar/a$ , мы не должны забывать, что  $a$  имеет смысл среднего расстояния между частицами. Поэтому и импульс  $q$  тоже является средней характеристикой.

При более полном описании мы должны были бы учесть возможность существования частиц с отличающимися импульсами. В квантовой механике состояния частицы можно классифицировать по их импульсам и проекциям момента количества движения на некоторую ось. Момент количества движения измеряется в единицах  $\hbar$ . У электрона, протона и нейтрона существует собственный механический момент — спин. Проекция спина этих частиц на выделенное в пространстве направление может принимать только два значения:  $\pm \hbar/2$ . Поэтому нуклоны и электроны называют частицами с полужелым спином. Такие частицы называются также фермиевскими, и для них должен выполняться принцип Паули. Этот принцип требует, чтобы в каждом квантовом состоянии было не больше одной частицы. Это значит, что в состоянии с определенным значением импульса не может быть более двух частиц (проекция спина одной из них  $+\hbar/2$ , другой —  $\hbar/2$ ). Очевидно, что знание импульса частицы позволяет нам определять и ее энергию. Если в состоянии с определенным импульсом уже есть два электрона, протона или нейтрона, то мы говорим, что соответствующий энергетический уровень занят. Разумеется, точность определения каждой компоненты импульса, например  $\Delta q_x$ , связана с неопределенностью соответствующей координаты:  $\Delta q_x \sim \hbar/\Delta x$ . Чем больше  $\Delta x$ , тем точнее определяется  $q_x$ . Основным состоянием системы называется состояние с минимальной энергией. Понятно теперь, что в соответствии с принципом Паули система частиц находится в основном состоянии, если заняты все энергетические уровни от нулевого до некоторого максимального. Последний называется фермиевским уровнем (или энергией Ферми) и определяется полным числом частиц в системе. Максимальное значение импульса — фермиевский импульс — тоже определяется полным числом частиц, а по порядку величины он совпадает со средним импульсом  $q \sim (\hbar/a)$ ,

Можно теперь сказать, что и средняя кинетическая энергия частицы порядка энергии Ферми. Условие вырождения означает малость  $kT$  по сравнению с энергией Ферми. Для дальнейшего нам важно подчеркнуть, что если все уровни энергии ниже фермиевского заполнены, то частицу с энергией, меньшей фермиевской, добавить в эту систему мы не сможем.

## Бета-стабильность, плазменные колебания и предельные концентрации заряженных частиц в электрон-протонной плазме

Нейтрон в обычных условиях является нестабильной частицей. Характерное время жизни изолированного нейтрона  $\sim 10^3$  с. Распад его происходит по схеме  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ , где  $\bar{\nu}$  — антинейтрино. Но теперь мы можем понять, почему этот факт не противоречит обсуждавшейся нами схеме нейтронизации вещества.

Если бы нейтроны, в избытке присутствующие в ядрах после захвата электронов и реакции  $p + e \rightarrow n + \nu$ , пожелали распасться, то снова возникли бы электроны. Однако их энергии были бы теперь, как нетрудно понять, меньше, чем у тех, которые ядра захватили. Это ясно уже из того, что  $\nu$  и  $\bar{\nu}$ , уходя из ядра и из звезды, тоже уносят энергию. Но электроны с относительно малыми энергиями имеют и соответственно малые импульсы. Поэтому длина волны их оказывается больше размеров ядра. А это означает, что родившийся электрон должен «выскочить» из ядра — «вернуться в свой коллектив». Но этот коллектив его как раз и не примет в силу того, что сказано в конце предыдущего раздела. Поэтому пересыщенные нейтронами ядра оказываются  $\beta$ -стабильными, если они погружены в электронное море при соответствующих плотностях.

Если ядро с избытком нейтронов по каким-то причинам окажется в области, где электронная плотность меньше той, которая обеспечивает его стабильность, может произойти  $\beta$ -распад. Условие этого прежнее: энергия вылетающего электрона должна быть не меньше фермиевской энергии электронного газа, окружающего теперь ядро.



Перейдем теперь к рассмотрению тех областей, где ядра уже не существуют. Обсудим вопрос: может ли существовать «чисто нейтронная» звезда без примеси протонов и электронов? Если допустить, что мы такую звезду «построили», то мы сразу же «увидим», что нейтроны будут распадаться на протоны, электроны и антинейтрино. Этот процесс будет проходить до тех пор, пока фермиевская энергия родившегося электронного моря не станет больше энергий электронов, образующихся при распаде. Ситуация вполне аналогична обсуждавшейся выше.

Таким образом мы убеждаемся в том, что примесь электронов и протонов необходима. Кроме того, нам понятно теперь, что вопрос о стабильности или нестабильности атомных ядер относительно  $\beta$ -распада в сверхплотном веществе связан с тем, какова концентрация  $n_e$ . «Желание» ядра перестраиваться не есть его «личное дело». Решая задачу о равновесии, мы всегда должны минимизировать полную энергию системы. Неправильным было бы отыскивать минимум энергии ядра, забыв о той среде, в которой оно находится. Понятно и то, что концентрации  $n_p$  и  $n_e$  в нашей системе равны и ограничены сверху.

Существует и еще одна возможность для оценки максимально допустимого значения  $n_e$  в электрон-протонной плазме. Нам снова удобно воспользоваться сейчас представлениями о плазменных колебаниях. Плазменная частота электронов определяется известной нам формулой:  $\omega_{0e}^2 \sim 4\pi n_e e^2/m_e$ . Характерным для электронов пространственным масштабом является  $a_e \sim n_e^{-1/3}$ . Соответствующая «скорость звука»  $s_e \sim \omega_{0e} \cdot a_e$  не должна во всяком случае превосходить скорость света  $c$ . Из этого условия сразу получаются неравенства  $a_e > (4\pi e^2/m_e c^2)$  и  $n_e < (m_e c^2/4\pi e^2)^3$ .

Реальные концентрации электронов в нейтронно-протонно-электронной смеси вблизи ядерных плотностей и в самом деле не очень отличаются от вычисленного нами из «плазменных» соображений максимального значения  $n_e$ . Они составляют несколько процентов от концентрации  $n_n \sim (\rho/m_n) \sim 10^{38} \text{ см}^{-3}$ , если  $\rho \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ . Это довольно интересное совпадение.

Заметим, однако, что приведенные «плазменные» рассуждения не имеют отношения к существованию в

системе, нас интересующей, нейтронов и к возможности  $\beta$ -распада. Реальное ограничение на концентрацию электронов получается именно из-за того, что энергия Ферми электронного моря сравнивается с энергиями вылетающих при  $\beta$ -распаде электронов даже несколько раньше, чем достигается «плазменный» предел. Говоря о  $\beta$ -распаде, мы тоже должны были бы быть «осторожнее в выражениях». Энергии вылетающих при  $\beta$ -распаде электронов могут и отличаться друг от друга, мы имели в виду, конечно, некоторую среднюю величину.

Если мы вычислим теперь характерную энергию электронов, соответствующую предельной концентрации  $n_e$ , полученной из «плазменных» рассуждений, то убедимся, что она существенно превосходит  $m_e c^2$ . В действительности оказывается, что при таких энергиях в рассматриваемой нами системе становится возможным рождение новых частиц, а потому система может состоять только из нейтронов, протонов и электронов лишь до поры до времени.

Любопытно сравнить еще средние расстояния между электронами в белом карлике с релятивистским электронным газом и в нейтронной звезде. Для белого карлика  $a_e \sim 10^{-11}$  см, а при ядерных плотностях  $n_e \sim 10^{-2} n_n \sim 10^{36}$  см $^{-3}$ , и значит  $a_e \sim 10^{-12}$  см. Стрательное сжатие электронной системы не так уж велико, всего на порядок (по расстоянию). Напомним еще, что в белом карлике импульс электрона  $q_e$  не превосходил по порядку величины  $m_e c$ . В сердцевине нейтронной звезды  $q_e \gg m_e c$ .

Подчеркнем еще, что расстояние между электронами или нуклонами мы должны понимать как  $n^{-1/3}$ . Вопрос об измерении координат частиц мы не должны ставить, ибо определение координат опять связано с соотношением неопределенностей. Нас интересуют состояния с определенными импульсами, но координаты частиц при этом не фиксируются ( $\Delta x \rightarrow \infty$ ).

## Магнитные поля и излучение пульсаров

К той информации об экстремальных условиях в нейтронных звездах, которой мы уже располагаем, мы добавим несколько численных оценок. Такие оценки



оказалось возможным выполнить сразу или вскоре после того, как пульсары были отождествлены с нейтронными звездами.

Механизмов излучения нейтронных звезд существует довольно много. Мы не будем обсуждать их подробно, так как нас интересуют сейчас лишь самые общие характеристики излучающей звезды. В простейшей (условно «стандартной») модели считается, что излучение связано с существованием магнитного момента у вращающейся звезды. Предполагается, что вектор магнитного момента  $\vec{M}$  не совпадает по направлению с вектором угловой скорости  $\vec{\Omega}$ . О структуре магнитного поля  $H$  внутри звезды сейчас ничего не известно. Поэтому в первом приближении делается простейшее предположение, что поле в звезде однородно. Магнитный момент  $M$  намагниченного гравитирующего шара радиуса  $R$  по порядку величины есть  $HR^3$ .

Если звезда непрерывно излучает энергию, то это не значит еще, что мы будем принимать эту энергию тоже непрерывно. Здесь существенную роль играет диаграмма направленности излучения, которая более или менее жестко связана с самой звездой. Если эта диаграмма имеет, например, коническую форму (вершина конуса на звезде), а при повороте звезды Земля попадает внутрь этого конуса, мы сможем звезду «поймать». Если сигнал приходит на Землю в виде импульсов, то частоту их следования можно отождествить с угловой частотой пульсара. Типичное значение  $\Omega \sim 10^2 \text{ с}^{-1}$ . Интенсивность излучения  $I$  вращающегося намагниченного шара оценить нетрудно. По самому своему определению  $I$  — это потеря энергии звездой в единицу времени. Так как речь идет об электромагнитном излучении, в формулу для интенсивности могут войти  $M$ ,  $\Omega$  и скорость света  $c$ . Соображения размерности позволяют нам сразу написать:  $I \sim M^2 \Omega^4 c^{-3} \sim H^2 R^6 \Omega^4 c^{-3}$ . Нам осталось определить величину  $H$ . Здесь обычно рассуждают так. Предположим, что нейтронная звезда образовалась при сжатии обычной звезды. Такое сжатие носит, скорее всего, взрывной характер, но это оценки не меняет. Пусть у звезды до сжатия было магнитное поле  $H_1$ , а радиус ее равнялся  $R_1$ . Предположим, что магнитный поток сохраняется при перестройке звезды. Тогда магнитное поле в сжатой звезде  $H_2$  будет опре-

деляться из соотношения  $H_1 R_1^2 \sim H_2 R_2^2$ . Типичные значения  $H_1$ ,  $R_1$  и  $R_2$  могут считаться более или менее известными. Численные оценки приводят к величинам магнитных полей в пульсарах  $H \sim H_2 \sim 10^{12}$  Гс ( $R_2 \sim 10$  км).

Отметим здесь же, кстати, что при сжатии должен сохраняться и вращательный момент. Момент инерции звезды  $\sim M R^2$ , значит сохраняется произведение  $M R^2 \Omega$ . Уменьшение  $R$  ведет при этом к увеличению  $\Omega$ .

Для интенсивности излучения звезды теперь получится оценка  $\sim 3 \cdot 10^{36}$  эрг/с. Полная вращательная энергия звезды  $\sim \frac{1}{2} M R^2 \Omega^2 \sim 10^{49}$  эрг, а гравитационная энергия  $\sim \gamma M^2 R^{-1} \sim 3 \cdot 10^{53}$  эрг (масса  $M$  порядка массы Солнца). Если считать, как это часто делалось, что пульсар излучает, теряя энергию вращения, то, грубо говоря, он должен «остановиться» уже через  $3 \cdot 10^{12}$  с  $\approx 10^5$  лет. Это число возникает при делении энергии вращения на интенсивность излучения. Вряд ли это разумно, поэтому естественно поинтересоваться, нет ли у звезды других внутренних источников энергии, которая могла бы перерабатываться в излучение. Такие источники действительно есть и сейчас уже довольно ясно, что звезда светит не только за счет энергии вращения. К вопросу об источниках внутренней энергии звезды мы еще вернемся. А пока нужно сказать, что интенсивность излучения не обязана быть постоянной во времени. И поэтому к оценкам характерных времен нужно подходить очень осторожно. К тому же излучения рассмотренного типа вовсе не будет, если вектор магнитного момента совпадает по направлению с вектором угловой скорости.

Если по-прежнему считать магнитное поле  $H$  внутри звезды однородным, то, умножая плотность магнитной энергии ( $H^2/8\pi$ ) на объем  $\frac{4}{3}\pi R^3$ , мы получим оценку для полной магнитной энергии пульсара  $\sim 10^{42}$  эрг. Эта энергия существенно меньше других характерных энергий и, по-видимому, к излучению пульсара она «не имеет отношения». Очень существенно, что звезда не может потерять свое магнитное поле. Этот факт вполне корректно был доказан Г. Беймом, К. Петиком и Д. Пайнсом, которые вычислили электропроводность нейтронной звезды.

Несмотря на то, что электронов в сердцевине звезды относительно мало ( $n_e \sim 10^{-2} n_n$ ), их все же более



чем достаточно, чтобы сделать звезду суперметаллом. Проводимость вещества звезды  $\sigma$  зависит от температуры и меняется от  $\sim 10^{30} \text{ с}^{-1}$  при  $T \sim 10^7 \text{ К}$  до  $\sim 10^{36} \text{ с}^{-1}$  при  $T \sim 10^4 \text{ К}$ . Заметьте, что по мере понижения температуры (при остывании первоначально «горячей» звезды) проводимость растет. Приведенные сейчас численные значения соответствуют концентрации  $n_e \sim 10^{36} \text{ см}^{-3}$ . Для сравнения укажем еще, что в хорошем обычном металле  $\sigma \sim (10^{20} \div 10^{22}) \text{ с}^{-1}$ .

Покажем теперь, как, зная  $\sigma$ , можно оценить, теряет ли звезда магнитное поле. Опять воспользуемся простой аналогией. Рассмотрим металлический шарик, который помещен во внешнее однородное магнитное поле  $H$ . Магнитное поле проникает и в шар. Если он не ферромагнитный, то величина поля внутри шара тоже  $H$ . Предположим, что мы выключили теперь внешнее поле. Тогда и из шарика поле должно исчезнуть. Но это случится не мгновенно. Выключение внешнего поля приведет к появлению индукционных электрических полей и токов Фуко. Оценим время исчезновения поля. Энергия магнитного поля, имевшегося в шаре, должна перейти в джоулево тепло. Пусть время затухания поля  $\tau_{\text{зат}}$ , а некоторое среднее значение квадрата плотности тока  $\bar{j}^2$ . Джоулево тепло, выделяющееся в единицу времени, есть  $\bar{j}^2/\sigma$ . Поэтому  $(\bar{j}^2/\sigma) \cdot \tau_{\text{зат}} \sim (H^2/8\pi)$ . До выключения поля в шаре был магнитный поток  $\Phi \sim HR^2$ ,  $R$  — радиус шарика. Пусть некоторое среднее (за время  $\tau_{\text{зат}}$ ) индукционное электрическое поле равно  $\bar{\epsilon}_{\text{инд}}$ . ЭДС индукции по порядку величины есть  $\bar{\epsilon}_{\text{инд}} \cdot R$ . Эта последняя величина может зависеть только от  $\Phi$ ,  $\tau_{\text{зат}}$  и скорости света  $c$ . Скорость света всегда входит в формулы, которые описывают изменение электромагнитного поля. Опять используя соображения размерности, получаем

$$\bar{\epsilon}_{\text{инд}} \cdot R \sim \frac{\Phi}{c \tau_{\text{зат}}} \sim \frac{HR^2}{c \tau_{\text{зат}}}.$$

Из этой формулы определяем  $\bar{\epsilon}_{\text{инд}}$ , после чего вычислим среднее значение плотности тока  $\bar{j} \sim \sigma \bar{\epsilon}_{\text{инд}} \sim \frac{\sigma HR}{c \tau_{\text{зат}}}$ .

Подставляя плотность тока в написанное выше уравнение баланса джоулева тепла и магнитной энергии, получаем окончательный результат  $\tau_{\text{зат}} \sim (8\pi\sigma R^2/c^2)$ .

Время  $\tau_{\text{зат}}$  называют иногда временем диффузии магнитного поля, имея в виду, что силовые линии магнитного поля как бы «диффундируют» из проводящей среды. Но если мы попробуем воспользоваться этой формулой для пульсаров (из сказанного ясно, что это вполне допустимо), то при  $\sigma \sim 10^{30} \text{ с}^{-1}$ ,  $R \sim 10^6 \text{ см}$  получим  $\tau_{\text{зат}} \sim 10^{22} \text{ с}$ . Это время больше чем на четыре порядка превосходит время существования Вселенной. Очевидно, что пульсары не старше ее. И если магнитное поле в них существовало при их рождении, то они его за всю свою жизнь потерять не успеют.

## Удивительные атомы

Существование очень сильных магнитных полей может, оказывается, повлиять и на структуру поверхности пульсара. Мы рассмотрим совсем элементарную модель, из которой будет ясно, какие перестройки могут произойти на поверхности. Строгое решение подобных задач принадлежит Б. Б. Кадомцеву и М. Рудерману с сотрудниками.

Вспомним, как движется электрон в магнитном поле. Фиксируем направление поля  $H$  и предположим сначала, что у электрона нет компоненты скорости, направленной вдоль  $H$ . В этом случае движение электрона будет происходить по окружности некоторого радиуса  $r_0$ , лежащей в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Импульс электрона можно оценить из соотношения неопределенностей. Очевидно, что он  $\sim \hbar/r_0$ , а скорость электрона  $v_e \sim (\hbar/m_e r_0)$ . С другой стороны, скорость есть  $\omega_c r_0$ ,  $\omega_c$  — частота вращения электрона по окружности (она называется циклотронной частотой). Приравняв выражения для скорости, мы получим  $r_0^2 \sim (\hbar/m_e \omega_c)$ . Теперь напомним, что циклотронная частота  $\omega_c = (eH/m_e c)$ . Это следует хотя бы из такого простого рассуждения. Сила, действующая на движущийся по окружности в магнитном поле электрон, есть  $(e/c)v_e H$ , она и есть центростремительная сила, поэтому  $m_e \omega_c^2 r_0 = \frac{e}{c} \omega_c r_0 H$ . Подставляя  $\omega_c$  в написанное раньше выражение для  $r_0$ , получим  $r_0^2 \sim (\hbar c/eH)$ . Чем больше поле  $H$ , тем меньше  $r_0$ .

Если бы электрон имел с самого начала компоненту



скорости, направленную вдоль  $H$ , то, очевидно, он стал бы двигаться по спирали, «намотанной» на цилиндр с радиусом  $r_0$ . Шаг этой спирали определялся бы, конечно, составляющей скорости электрона в направлении поля.

Теперь представим себе, что рассматриваемый нами электрон принадлежит водородоподобному атому. Так мы называем атом с зарядом ядра  $Z e$  и одним электроном. Боровский радиус для этого электрона  $a = (\hbar^2 / Z m_e e^2)$ . Если этот атом поместить в достаточно сильное магнитное поле, то может случиться, что  $r_0$  окажется меньше  $a$ . В этом случае движение электрона в атоме исказится. Вдоль поля характерным размером будет по-прежнему боровский радиус  $a$ . В направлении же, перпендикулярном полю, электронная траектория «сожмется». Если бы движение электрона в атоме было классическим, мы бы сказали, что атом вытянулся и стал «цилиндрическим». Приведенные рассуждения, конечно, непоследовательны в том же самом смысле, в каком непоследовательна теория атома Бора, использующая представление об электронных орбитах в атоме. Тем не менее, нам нет нужды отказываться здесь от такого наглядного описания искажения атомов очень сильными полями. Строгий квантовомеханический расчет лишь уточняет наши простые выводы, но не отвергает их.

Мы можем вычислить значения  $H$ , при которых существуют «цилиндрические» атомы. Неравенство  $r_0 \ll a$  эквивалентно условию  $H \gg (\hbar c / e a^2) = \frac{\hbar c}{e a_0^2} Z^2$ ;  $a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$ . Для условий на поверхности нейтронной звезды такое неравенство может иметь место. Если считать  $a \sim 10^{-8}$  см, то оно выполнено при  $H > (10^8 \div 10^9)$  Гс. Заметим еще, что водородоподобная модель атома совсем неплоха, когда мы говорим о поверхности пульсара. Плотность вещества там все-таки достаточно велика и, заведомо, большая часть внешних электронов у атомов уже «отодрана». Любопытно еще, что полученному нами неравенству можно придать и «энергетический» смысл, если переписать его в виде  $(H^2 / 8\pi) \gg (e^2 / a^4) (\hbar c / e^2)^2 / 8\pi$  и заметить, что слева стоит плотность магнитной энергии, а справа — умноженная на безразмерный множитель плотность кулоновской

энергии в неискаженном атоме. Грубо говоря, можно сказать, что форма атома искажается, когда плотность магнитной энергии на три порядка превосходит плотность кулоновской. Не так-то просто, оказывается, искажить атом магнитным полем!

И все же вывод, к которому мы приходим, таков. Существование полей  $H \sim 10^{12}$  Гс означает, что атомы, существующие в самом внешнем слое звезды, искажены. Предполагается (и подтверждается более полными расчетами), что сильно вытянутым вдоль магнитного поля «цилиндрическим» атомам выгодно образовать полимерные цепочки.

## Сверхпроводимость и сверхтекучесть в веществе нейтронной звезды

Лет двадцать назад, когда, как мы знаем, о пульсарах еще никто и не подозревал, было очень трудно представить себе сверхтекучую и сверхпроводящую звезду. И тем не менее, именно в 1958 г. возможность сверхтекучести в нейтронных звездах обсуждалась впервые А. Б. Мигдалом. Теория сверхпроводимости была создана Дж. Бардином, Л. Купером и Дж. Шриффером всего за год до этого, поэтому предсказания о сверхтекучих звездах звучали едва ли не фантастически. Принципиально важные результаты о характере сверхтекучести в нейтронных звездах были в 1964 г. получены В. Л. Гинзбургом и Д. А. Киржницем. После открытия пульсаров проблема сверхтекучести и сверхпроводимости вещества нейтронных звезд оказалась в центре внимания. По своей популярности она едва ли уступала даже вопросу о механизмах излучения пульсаров. Такой интерес не был обусловлен кажущейся экзотикой проблемы. Он был связан прежде всего с очевидными успехами в интерпретации на основе модели сверхтекучей и сверхпроводящей звезды наблюдаемых свойств пульсаров.

Значительное число интересных идей и предсказаний было высказано в этой области Д. Пайнсом, М. Рудерманом, Г. Беймом, К. Петиком и многими другими физиками. Нам удастся коснуться только нескольких «низкотемпературных» вопросов, имеющих отношение к



пульсарам. Множество других фактов читатель найдет в указанных в конце брошюры обзорах и книгах.

Наведем сначала порядок в терминологии. Термин «сверхтекучесть» относится к нейтронной компоненте вещества, «сверхпроводимость» — к протонной. Для краткости удобно, однако, говорить о сверхтекучей (сверхпроводящей) звезде. Мы снова имеем сейчас в виду только ту область звезды, в которой сосуществуют нейтроны, протоны и электроны. Электронная компонента сверхпроводящей в условиях звезды не является.

Обсудим вопрос о том, всегда ли звезда будет сверхтекучей или сверхпроводящей. Современные представления о механизме рождения нейтронной звезды связывают чаще всего со взрывом Сверхновой. Температуры молодых пульсаров должны быть поэтому очень высоки. Но родившаяся звезда довольно быстро остывает (см. оценки в конце этого раздела). Ситуация очень похожа на ту, с которой мы сталкиваемся в лабораториях. При комнатной (высокой) температуре металлы не являются сверхпроводниками, а при температурах порядка нескольких градусов они переходят из нормального состояния в сверхпроводящее. Температура, при которой это случается, у каждого металла своя. Она называется критической температурой  $T_c$ . Знаем мы и то, что достаточно сильные магнитные поля могут разрушать сверхпроводимость в обычных металлах.

Также обстоит дело и в звездах. Для нейтронной и протонной компонент существуют температуры перехода из нормального состояния соответственно в сверхтекучее и сверхпроводящее. Магнитное поле в первом приближении не влияет на переход в нейтронной жидкости. Но если имеющееся в звезде поле  $H$  достаточно велико, то протонная компонента могла бы, в принципе, и не быть сверхпроводящей (даже если температура ниже критической).

Основным вопросом для нейтронной и протонной компонент является вопрос о величине их критических температур. Измерять эти величины, как это делают с металлами в лаборатории, мы не можем. Остается попытаться их вычислять. Задача вычисления критической температуры  $T_c$  или пропорциональной ей величины, называемой энергетической щелью  $\Delta$ , очень трудна даже для обычных сверхпроводников. Методы таких



вычислений разработаны довольно мощные, а результаты их оказываются очень чувствительными к малейшим нюансам во взаимодействии частиц. Вычисление щелей в нуклонной среде тем более сложно. Во-первых, мы все же хуже (по сравнению с металлами) знаем, как взаимодействуют частицы. Во-вторых, у нас есть две сильно взаимодействующие подсистемы — нейтроны и протоны. В-третьих, нужно учитывать, что плотность в сердцевине звезды меняется вдоль радиальной координаты. Соответственно меняются расстояния между частицами, а значит и их взаимодействие. Это означает, что и критические температуры будут тоже зависеть от плотности. Другими словами, значения  $T_c$  могут отличаться друг от друга в разных сферических слоях звезды.

Мы говорили раньше о том, что существование плотного ультрарелятивистского электронного газа приводит к большим значениям электропроводности вещества звезды. То же самое можно сказать и о теплопроводности. Она тоже очень высока. Из-за этого температура в сердцевине звезды оказывается, грубо говоря, в каждый момент времени постоянной. Она практически не зависит от радиальной координаты в интересующих нас сейчас пределах. На поверхности остывающей нейтронной звезды температура должна быть, очевидно, меньше, чем в сердцевине. Сравнительно резкий перепад температуры вдоль радиальной координаты (температурный градиент) имеется только во внешних областях звезды.

Для нас сейчас существенным является именно постоянство температуры в глубоких слоях пульсара в каждый момент времени. Если учесть теперь, что критические температуры в разных сферических слоях сердцевины могут отличаться, то мы приходим к выводу о неодновременности перехода в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние этих слоев. На самом деле щель (или  $T_c$ ) от плотности зависит немонотонным образом — это куполообразная функция с максимумом. Поэтому картина еще больше усложняется. Может, например, случиться так, что в какой-то момент времени сверхтекучий (или сверхпроводящий) шаровой слой с обеих сторон граничит со слоями нормальными. Мы сказали все это для того, чтобы подчеркнуть, что не во всех слоях звезды должна быть сверхпроводимость и



сверхтекучесть, пока звезда достаточно горячая. По мере ее остывания, конечно, все большая и большая часть сердцевины становится сверхтекучей и сверхпроводящей. Но и для очень старой (остывшей) звезды нельзя исключить возможность существования нормальных слоев.

Укажем теперь, что типичное значение максимума функции  $kT_c(\rho)$  для нейтронов при интересующих нас околоядерных плотностях порядка (1÷1,5) МэВ. Существует, к сожалению, еще большая неопределенность в определении и величины, и положения этого максимума. Для протонной компоненты величина аналогичного максимума по крайней мере в несколько раз меньше, а положение его не совпадает с положением нейтронного. Так как сама возможность перехода в сверхпроводящее состояние связана еще и с тем, каково в системе магнитное поле, немонотонность протонной щели оказывается, быть может, даже интереснее, чем немонотонность нейтронной.

Аналогии, которые можно было бы провести между сверхпроводящими свойствами нейтронных звезд и обычных сверхпроводников, очень многочисленны и глубоки. Приведем еще только одну. Сначала представим себе, что мы поместили маленький оловянный шарик во внешнее однородное магнитное поле. Пусть первоначально температура шарика и окружающей его среды комнатная. Магнитное поле будем считать слабым (оно должно быть меньше некоторого критического). Силовые линии поля пронизывают шарик, поле внутри его есть. Будем теперь понижать температуру. Оказывается, что при достаточно низкой температуре магнитное поле в шарике «перестроится»: появятся области, в которых оно есть, и области, в которых его нет. Суммарный магнитный поток при этом сохраняется. Те области, в которых поле есть, будут нормальными, области без поля — сверхпроводящими. При дальнейшем понижении температуры нормальные области становятся тоньше, а сверхпроводящие толще. Наконец при совсем низкой температуре нормальные области могут исчезнуть вообще, весь шарик станет в этом случае сверхпроводящим. Магнитное поле тогда «вытолкнется» из шара во все. Такое выталкивание поля при переходе в сверхпроводящее состояние называется эффектом Мейсснера. Он имеет место для большой группы сверхпроводников, на-

зываемых сверхпроводниками первого рода. Смесь же нормальных и сверхпроводящих доменов называется промежуточным состоянием. Основы теории промежуточного состояния были заложены Л. Д. Ландау еще в 1937 г. В дальнейшем эта теория была развита и полностью подтвердилась в экспериментах А. И. Шальникова, Ю. В. Шарвина и других советских и зарубежных физиков.

Вернемся теперь к сердцевине звезды. В горячей звезде есть магнитное поле. Не могут ли здесь происходить перестройки того типа, который мы только что описали? Другими словами, не возникает ли в звезде промежуточное состояние при ее остывании? Раньше мы убедились в том, что полностью потерять магнитное поле звезда не может. Оно не успеет просто «продиффундировать» через звезду за всю ее жизнь. Однако вполне возможно, что остывание ведет к перестройке магнитного поля внутри пульсара в масштабах, много меньших его радиуса  $R$ . Такой процесс, как оказывается, должен действительно происходить, если критическая температура для протонов не превышает примерно  $10^7$  К. Характерный масштаб образующихся доменов при этом порядка  $(10^{-2} \div 1)$  см. Это совсем не так мало, если вспомнить, каковы характерные расстояния между частицами в сердцевине звезды.

Очень любопытно и еще одно обстоятельство. Мы говорили раньше о том, что угловая скорость пульсаров постоянна. На самом деле она очень медленно изменяется — пульсары тормозятся. Характерное время такого торможения — время удвоения периода — довольно велико, например, для пульсара в Крабовидной туманности оно  $\sim 7 \cdot 10^{10}$  с. Оказывается, что и время магнитной перестройки описанного нами типа не слишком сильно отличается от времени удвоения периода. Такому совпадению не нужно, конечно, придавать слишком большое значение. Но все же как знать — не связано ли торможение пульсаров с их внутренними магнитными перестройками? Бесспорных аргументов за то, что это так, у автора, увы, пока нет.

Торможение пульсаров и случающиеся у некоторых из них время от времени скачки периода вращения могут объясняться довольно разными причинами. Замечательно, что последовательная и логически стройная схема, позволяющая объяснить практически все связан-



ные с этими явлениями факты, была построена на основе представлений о сверхтекучести в нейтронных звездах. Развитие идей В. Л. Гинзбурга, Д. А. Киржница и Р. Паккарда — о существовании квантованных вихрей в сверхтекучей нейтронной компоненте и возможности распада метастабильных состояний — привело к согласию не только с результатами астрофизических наблюдений. Грузинские физики Дж. С. Цакадзе и С. Дж. Цакадзе первыми стали изучать пульсары... в лаборатории. Они поставили очень красивые эксперименты, моделируя пульсары сосудами цилиндрической и сферической формы, заполненными сверхтекучим жидким гелием. Эти сосуды могли равномерно вращаться или испытывать «звездотрясения» — толчки, при которых скорость их вращения скачкообразно менялась. Подробности этих опытов и анализ возникающих удивительных аналогий читатель найдет в обзоре их авторов (см. список литературы в конце брошюры).

Заканчивая эту краткую, к сожалению, экскурсию в область сверхтекучих и сверхпроводящих жидкостей, стоит еще сказать о скорости остывания первоначально горячей нейтронной звезды. В. Л. Гинзбург и Д. А. Киржниц впервые обратили внимание и на то, что скорость остывания сверхтекучей звезды должна быть больше, чем такой же звезды с нормальной сердцевиной. Это связано с тем, что в нормальной смеси нейтронов, протонов и электронов основной вклад в теплоемкость дают нейтроны. Теплоемкости сверхтекучей и сверхпроводящей жидкостей намного меньше, чем у этих же жидкостей в нормальном состоянии. Если нейтронная компонента — сверхтекучая, а протонная — сверхпроводящая, то основной вклад в теплоемкость сердцевины звезды дадут уже электроны. Полная теплоемкость будет в этом случае существенно меньше, чем в нормальной звезде, а это-то и приведет к ускорению остывания. Современные численные расчеты остывания нейтронных звезд очень сложны. Они учитывают многие ядерные процессы, наличие или отсутствие сверхтекучести, сверхпроводимости и сильных магнитных полей внутри звезд. Типичный результат подобных расчетов таков. Сверхтекучие нейтронные звезды с внутренними магнитными полями  $\sim 10^{12}$  Гс остывают (везде указана температура сердцевины) до температуры ( $10^3 \div 10^4$ ) К за времена  $\sim 10^5$  лет. Остывание при этом



идет довольно быстро в интервале времен от  $10^3$  до  $10^5$  лет: от  $(10^8 \div 10^9)$  К до  $(10^3 \div 10^4)$  К. Без учета сверхтекучести кривые остывания (графики температура — время) идут выше, а резкое охлаждение происходит при существенно больших временах — порядка  $(10^6 \div 10^7)$  лет. Все времена отсчитываются, конечно, с момента рождения звезды.

## Гипотезы о кристаллах и источниках энергии пульсаров

То, что пульсары являются конечным продуктом звездной эволюции, вовсе не означает, что интенсивности физических процессов в них малы. В этом разделе мы затронем вопрос о том, сколь громадные запасы энергии запасены в этих объектах. Мы еще далеко не все знаем о механизмах преобразования энергии в пульсарах. Поэтому утверждения о том, что эти звезды светят за счет энергии, выделяющейся при каких-то конкретных процессах, всегда в известной степени условны. Не очень надежны пока и численные оценки характерных энергий, имеющих разное происхождение. И тем не менее, такие оценки позволяют нам выделять процессы, которые являются наиболее вероятными и важными на каждой стадии эволюции нейтронной звезды. Полный анализ энергетики нейтронной звезды мы сделать здесь, конечно, не сможем. Наша цель сейчас в том, чтобы проиллюстрировать возможность извлечения энергии из звезды.

Любопытно, кстати, заметить, что если бы вся запасенная в звезде энергия  $\sim (\gamma M^2/R) \sim 3 \cdot 10^{53}$  эрг могла равномерно излучаться в течение времени  $\sim 3 \cdot 10^{17}$  с (таково время существования Вселенной), то мы имели бы источник с интенсивностью  $\sim 10^{36}$  эрг/с. Примерно такая же интенсивность характерна для известных нам пульсаров. Разумеется, конечно, что всю свою энергию нейтронная звезда уже не излучит. Те энергетические запасы, которые могут переработаться в излучение, на несколько порядков меньше гравитационной энергии, но и их хватает надолго.

Много интересных механизмов накопления и освобождения энергии связано с кристаллическими структурами в звездах. То, что существование этих структур



во внешних слоях нейтронных звезд вполне реально, мы уже знаем. И, может быть, теперь читателю не покажется уже неестественной постановка вопроса о возможности существования кристаллов и в сердцевинах пульсаров. Эта удивительная гипотеза была подвергнута серьезному анализу многими теоретиками. Если нейтронный кристалл существует, то энергия нулевых колебаний частиц должна быть во всяком случае мала по сравнению с энергией их взаимодействия. Как и для известных нам кристаллов, это необходимое условие. Проверка его выполнимости и является первоочередной задачей.

Раньше мы называли ядерным кристаллом кристаллическую решетку, существование которой обеспечивалось кулоновским взаимодействием атомных ядер. Ядерные силы к существованию этого кристалла никакого отношения не имели.

Для существования нейтронного кристалла нужно, чтобы стабильность решетки обеспечивали именно ядерные силы. Решить вопрос о том, образуется ли такая решетка, и если образуется, то при какой плотности это происходит, оказалось теперь гораздо сложнее. Окончательного решения этого вопроса нет до сих пор. Было проведено довольно много расчетов, свидетельствующих о том, что нейтронная кристаллическая решетка могла бы образоваться. Но результаты разных работ приводят к заметно отличающимся друг от друга значениям плотности, при которой может происходить переход из жидкого состояния в кристаллическое. Есть здесь и другие ядерно-физические проблемы, касаться которых мы сейчас не будем. И хотя кристаллизация нейтронной жидкости остается пока гипотетической, не лишен интереса вопрос о возможных следствиях такой кристаллизации. Они могут оказаться важными и для энергетики, и для эволюции нейтронных звезд.

Во многих отношениях нейтронная компонента вещества очень похожа на другую квантовую фермионную систему. Мы имеем сейчас в виду гелий-3. При нормальном давлении и очень низких температурах гелий-3 существует только в жидком виде. Под давлением соотношение между энергией нулевых колебаний и энергией взаимодействия атомов гелия-3 изменяется так, что он может стать кристаллическим. Свойства такого кристалла не совсем обычны. Оказывается,



что в определенном температурном интервале и при фиксированном давлении кристалл гелия-3 будет плавиться при... понижении температуры! Более того, если обычно при плавлении тепло должно поглощаться, то для гелия-3 в том же температурном интервале плавление сопровождается выделением тепла. Такое поведение связано с особенностью кривой плавления гелия-3 (так называется график зависимости давления кристаллизации от температуры). В других веществах давление кристаллизации обычно растет с ростом температуры. Для гелия-3 кривая плавления имеет минимум. Существование этого минимума связано с квантовыми свойствами этой ферми-системы. Укажем еще, что адиабатическое сжатие гелия-3 приводит не только к кристаллизации, но и к резкому охлаждению. Эти любопытные свойства были предсказаны для гелия-3 академиком И. Я. Померанчуком еще в 1950 г. В дальнейшем этот эффект Померанчука лег в основу способа получения сверхнизких температур. Сейчас этот способ широко используется в низкотемпературных лабораториях. Оказывается, что совершенно аналогично могла бы вести себя и нейтронная система. Предположим, что нейтронный кристалл существует в сердцевине звезды. Тогда при остывании ее в определенной области температур нейтронный кристалл может плавиться, выделяя при этом тепло! Ситуация очень любопытная. Но, кроме того, мы должны учесть и еще одно обстоятельство. Удельный объем (объем, приходящийся на одну частицу) в жидкости несколько больше, чем в кристалле. Упрощая ситуацию мы можем сказать теперь так. При плавлении за счет разности удельных объемов появится «лишний» объем. Звезда при этом должна, грубо говоря, стремиться «разбухать». Но пульсары имеют кристаллическую кору, которая мешает «разбуханию». Значит, должны накапливаться радиальные напряжения в кристаллическом веществе коры. Рано или поздно они могут стать довольно значительными, превзойти соответствующий предел прочности и сломать кору. Таким образом, результатом накопления радиальных напряжений может стать «звездотрясение»! Более подробный анализ описанной сейчас качественной схемы показывает, что она может быть реальной. Удастся сделать и численные оценки, правда, довольно грубые. Если со всеми необходимыми оговорками принять, что нейтрон-



ный кристалл занимает шаровой слой с радиальной толщиной  $\sim 10^5$  см, то энергия, которую он выделит, расплавившись целиком, может достигать величины  $\sim (10^{48} \div 10^{49})$  эрг. Примерно таков же запас тепловой энергии, имеющейся в жидкой и несверхтекучей нейтронной звезде при  $T \sim 10^9$  К. Сравните эту ситуацию с оценками, которые мы делали, говоря о кристаллизации белых карликов.

Энергию вращения и энергию магнитного поля нейтронной звезды мы уже оценили раньше. Скажем теперь несколько слов о других энергетических запасах звезды. Во-первых, нельзя забывать о запасах ядерной энергии. В родившейся неравновесной звезде еще возможны ядерные реакции. Запас соответствующей энергии может доходить до  $\sim 10^{48}$  эрг. Во-вторых, всегда существует некоторая дополнительная гравитационная энергия, обусловленная деформацией вращающейся звезды. У пульсаров, как и у всех других вращающихся гравитирующих шаров, экваториальный и полярный радиусы несколько отличаются друг от друга. Энергия, соответствующая такой деформации, совсем не мала. Интуитивно это вполне понятно, ведь сжать звезду совсем непросто! Если в звезде есть кристаллическая сердцевина, она конечно тоже слегка деформирована, и в ней запасена энергия «упругой» деформации. То же самое можно сказать и о кристаллической коре. Оценки энергии деформации показывают, что она в общем не отличается сильно от энергии вращения, т. е. тоже  $\sim 10^{49}$  эрг.

Мы видим таким образом, что в излучение звезды могут давать свой вклад энергии: вращения, выделяющаяся при плавлении кристаллической сердцевины (если, конечно, такое плавление происходит), избыточная гравитационно-деформационная, ядерная и тепловая. Вероятно, и это еще не все, но мы сейчас ограничимся этими видами энергии — представление о возможных источниках внутренней энергии у нас теперь есть. Подчеркнем еще раз, что освобождение избыточной энергии деформации происходит после того, как соответствующие напряжения в кристаллических структурах превзойдут прочность решетки. Накапливание таких напряжений может быть и довольно длительным процессом. Если ломка и перестройка кристаллической решетки происходит в коре нейтронной звезды, пульсар



испытывает «звездотрясение». Идея такого типа впервые была высказана М. Рудерманом. Из условия сохранения механического момента звезды ( $\sim MR^2\Omega$ ) сразу следует, что перестройка, сопровождающаяся малым изменением момента инерции, должна автоматически приводить и к соответствующему изменению угловой скорости  $\Omega$ . Такова простейшая схема возможного объяснения скачков периода вращения звезд, использующая гипотезу «звездотрясений». И, конечно, все это вовсе не противоречит попыткам объяснить наблюдаемые скачки в рамках моделей звезд со сверхтекучей нейтронной компонентой. Более того, можно было бы построить и ряд (бесконечный!) разумных комбинированных схем. Вряд ли, конечно, стоит этим заниматься. Было предложено очень много механизмов, объясняющих как именно накапливаются напряжения в кристаллических структурах пульсаров (в том числе и в сердцевине, если нейтронный кристалл там существует). Оценивались, конечно же, и характерные времена, через которые кристаллы ломаются. Любопытно отметить, что даже при отсутствии каких-либо активных процессов внутри звезды кристаллическая кора пульсара все равно могла бы время от времени ломаться. Причина этого в том, что в ней всегда накапливаются нерадиальные напряжения, связанные с замедлением вращения звезды.

Возможность разломов коры и наличие радиальных напряжений в звезде позволили дать одно из возможных объяснений наблюдавшихся в последние годы  $\gamma$ -вспышек. Московские астрофизики Г. С. Бисноватый-Коган, В. С. Имшенник, Д. К. Надежин и В. М. Чечеткин предложили так объяснять эти, во многом пока загадочные,  $\gamma$ -вспышки. В подкорковой области звезды существует довольно большой запас потенциально радиоактивного вещества. Выделять очень быстро запасенную ядерную энергию это вещество не может, пока оно не будет выброшено из звезды. Здесь ситуация похожа на ту, которую мы обсуждали раньше, говоря о невозможности  $\beta$ -распада перегруженных нейтронами ядер в электронном море достаточно большой плотности. Но после выброса вещества в «момент звездотрясения» из звезды ядерная энергия выделяется очень интенсивно, происходит взрыв. На Земле этот взрыв будет тогда регистрироваться как  $\gamma$ -вспышка. Мы приве-



ли этот пример для того, чтобы проиллюстрировать еще раз ту связь, которая может существовать между перестройками в веществе нейтронных звезд и их наблюдаемыми характеристиками.

## На пути

### к количественным расчетам

Все те оценочные расчеты, которые мы до сих пор делали, дают нам вполне разумное представление о порядках физических величин и о тех перестройках, которые происходят в веществе при плотностях, меньших  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>. Ограничив диапазон рассматриваемых плотностей, мы лишили себя тем самым возможности подробнее рассказать о том, что происходит в самой центральной части нейтронной звезды. В оправдание автору и в утешение читателю можно сказать, что мы не очень хорошо знаем, что там происходит на самом деле.

Несомненно, однако, что при достаточно высоких плотностях должны появиться новые частицы. Мы имели возможность убедиться в том, что нестабильные в обычных условиях нейтроны не могут распадаться в системе, где электронная энергия Ферми достаточно велика. В глубоких слоях нейтронных звезд могут присутствовать и другие частицы, которые мы привыкли считать в земных лабораториях нестабильными. Впервые условия и последовательность рождения частиц при сверхвысоких плотностях проанализировали еще в 1960 г. советские астрофизики В. А. Амбарцумян и Г. С. Саакян.

Простейшим примером, иллюстрирующим перестройки в системе, связанные с рождением частиц, является появление  $\mu^-$ -мезонов. Мы видели раньше, что электронные энергии могут существенно превосходить  $m_e c^2$ . Можно представить себе, что электронные энергии стали больше энергии покоя  $\mu^-$ -мезона. В этом случае при столкновении электронов с энергиями порядка фермиевской становится возможным рождение  $\mu^-$ -мезонов и покидающих звезду пар нейтрино—антинейтрино. Процесс же распада  $\mu^- \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$  будет запрещен принципом Паули (совершенно аналогично запрету на процесс  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}$ ). Численный расчет показывает, что ма-

лая примесь  $\mu^-$ -мезонов есть уже и в том диапазоне плотностей, который мы рассматривали. Мы не учитывали это в наших рассуждениях потому, что на качественные оценки, которые мы делали, наличие  $\mu^-$ -мезонов практически не влияет.

Говорили мы и о том, что корректное построение уравнения состояния вещества при ядерных и сверхядерных плотностях требует возможно более точного описания взаимодействия частиц. В то же время следует заметить, что формулы для давления и плотности энергии, которыми мы все время пользовались, есть, по существу, формулы для идеальных фермиевских газов. Учет взаимодействия частиц, переход от «газового» описания к «жидкостному» совершенно необходимы при построении более точных моделей.

Мы не будем углубляться в эти построения. Для нас здесь вполне достаточно того, что качественные выводы можно получать, пользуясь сравнительно простыми представлениями и «газовыми» формулами.

Переход к численным расчетам звездных структур подразумевает предварительное получение ответов и еще на несколько существенных вопросов. Во-первых, надо выяснить, когда можно и когда нельзя пользоваться формулами ньютоновской теории гравитации. Во-вторых, следует оценить, велико ли влияние магнитного поля и вращения на равновесную структуру звезды. В-третьих, нужно сначала качественно исследовать вопрос об устойчивости звезды. Мы не будем обсуждать сейчас эти проблемы подробно. Несколько замечаний, которые приводятся ниже, являются лишь иллюстрациями и частичными ответами на поставленные вопросы.

Напомним читателю, что у нас уже имеются формулы, позволяющие оценить массу и радиус белого карлика с релятивистскими электронами. Используя эти формулы, можно убедиться в том, что гравитационный потенциал на поверхности такого карлика  $(\gamma M/R) \sim \sim (Z/A) \cdot (m_e/m_p) \cdot c^2$ . Гравитационный потенциал белого карлика с нерелятивистскими электронами во всяком случае не больше выписанного только что. Совершенно ясно, что  $(\gamma M/R) \ll c^2$ , а это означает, что для расчета равновесного белого карлика нет нужды использовать общую теорию относительности. Хитрость, однако, заключается в том, что для белых карликов с релятивистским электронным газом, давление которого



пропорционально  $n_e^{4/3}$ , вопрос об устойчивости очень актуален. И именно при расчете устойчивости могут сказаться даже малые поправки, вносимые в теорию общей теорией относительности. Для белых карликов с нерелятивистским электронным газом дело обстоит проще, для расчетов их структуры и устойчивости вполне достаточно ньютоновской теории.

Оценим теперь гравитационный потенциал на поверхности нейтронной звезды. Вспомним, что  $M \sim m_n N_n, R \sim a_n N_n^{1/3}$ , тогда  $(\gamma M/R) \sim \gamma (m_n/a_n) \cdot N_n^{2/3}$ . Однако мы уже знаем, что  $a_n$  связано с  $N_n$ . Используя эту связь, мы легко получим для гравитационного потенциала выражение  $\sim (\hbar/a_n)^2 (1/m_n^2) \sim \sim (m_n^2 v_n^2/m_n^2) = v_n^2$ . Мы считали нейтроны в звезде нерелятивистскими, поэтому  $v_n < c^2$ , а, значит, для грубых оценок опять можно пользоваться ньютоновской теорией. Поправки, связанные с общей теорией относительности, теперь уже, однако, вполне ощутимы. Чтобы убедиться в этом, нужно оценить скорости нейтронов. При ядерной плотности  $v_n$  не намного меньше скорости света  $c$  (например, при  $a_n \sim 10^{-13}$  см скорость  $v_n \lesssim 10^{10}$  см/с). Поэтому для построения точных моделей нейтронных звезд нужно использовать формулы общей теории относительности. Заметим, кстати, что гравитационный потенциал  $(\gamma M/R) \sim gR$ , где  $g$  — ускорение свободного падения на поверхности гравитирующего шара. Но по порядку величины  $gR$  есть и квадрат скорости отрыва (космической скорости). Любопытно, что для нейтронной звезды  $v_n^2 \sim gR$ , т. е. космическая скорость порядка скорости нейтронов в сердцевине звезды. Вылетать же из звезды нейтроны, конечно, не могут. Разумной численной оценкой можно считать  $v_n^2 \sim 0,1 c^2$ .

Для того чтобы получить представление о величине поправок, вносимых в расчеты вращением, можно сравнить характерную скорость частиц на экваторе звезды со скоростью отрыва. Отношение квадратов этих скоростей есть  $(\Omega^2 R^2/gR) = (\Omega^2 R^3/\gamma M) = (\Omega/\Omega_M)^2$ , где  $\Omega_M \sim (\gamma M/R^3)$ . Типичные значения  $\Omega_M \sim 10^4$  с<sup>-1</sup>,  $\Omega \sim 10^2$  с<sup>-1</sup>, квадрат их отношения величина  $\sim 10^{-4}$ . Наконец, оценим величину магнитного поля, которое могло бы оказать влияние на структуру звезды. Очевид-

но, что для этого нужно было бы, чтобы плотность магнитной энергии стала порядка плотности энергии гравитационной. Если приравнять эти энергии, то получится значение магнитного поля  $\sim 10^{18}$  Гс. Таких полей в звездах, вероятно, нет. Поля же  $\sim 10^{12}$  Гс на внутреннюю структуру звезды влияния не оказывают. Не надо забывать, правда, что вещество на поверхности звезды перестраивается, как мы видели, уже в полях  $\sim 10^{12}$  Гс. Но эта последняя перестройка относится лишь к сферическому слою с толщиной, много меньшей  $R$ .

Заканчивая на этом рассказ о возможных перестройках и фазовых переходах в сверхплотном веществе, существующем в белых карликах и нейтронных звездах, автор хотел бы подчеркнуть еще раз, что о многих других содержательных и интересных идеях и задачах здесь не рассказано вовсе не потому, что они этого не заслуживают. Читатель сможет получить представление о них, обратившись теперь к обзорам и книгам, указанным в приведенном ниже списке литературы.

## Литература

- Киржниц Д. А. Обзор, посвященный экстремальным состояниям вещества. — «Успехи физических наук», 1971, т. 104, вып. 3.
- Гинзбург В. Л. Обзор о пульсарах. — «Успехи физических наук», 1971, т. 103, вып. 3.
- Гинзбург В. Л. Пульсары. М., «Знание», 1970.
- Гинзбург В. Л. Современная астрофизика. М., «Наука», 1970.
- Гинзбург В. Л. О физике и астрофизике. М., «Наука», 1974.
- Гинзбург В. Л. Сверхтекучесть и сверхпроводимость во Вселенной. — «Успехи физических наук», 1969, т. 97, вып. 4.
- Дайсон Ф., Тер Хаар Д. Нейтронные звезды и пульсары. Пер. с англ. М., «Мир», 1973.
- Шкловский И. С. Звезды. Их рождение, жизнь и смерть. Изд. 2-е. М., «Наука», 1977.
- Мигдал А. Б. Поиски истины. М., «Знание», 1978.
- Блинников С. И. Белые карлики. М., «Знание», 1977.
- Цакадзе Дж. С., Цакадзе С. Дж. Сверхтекучесть в пульсарах и моделирование в лаборатории их свойств. — «Успехи физических наук», 1975, т. 115, вып. 3.
- Хьюиш А. Пульсары. — «Успехи физических наук», 1969, т. 97, вып. 4.
- Каплан С. А. Физика звезд. Изд. 3-е. М., «Наука», 1977.
- Вайскопф В. Современная физика в элементарном изложении. — «Успехи физических наук», 1971, т. 103, вып. 1.
- Тейлер Р. Дж. Строение и эволюция звезд. Пер. с англ. М., «Мир», 1973.



Тейлер Р. Дж. Происхождение химических элементов. Пер. с англ. М., «Мир», 1975.

Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. М., «Наука», 1971.

Саакян Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс. М., «Наука», 1972.

*Юлий Менделеевич Брук*

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СВЕРХПЛОТНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Гл. отраслевой редактор *В. П. Демьянов*

Редактор *К. А. Кутузова*

Мл. редактор *Н. А. Львова*

Обложка художника *М. А. Дорохова*

Худож. редактор *М. А. Гусева*

Техн. редактор *Т. В. Луговская*

Корректор *Е. И. Альшевская*

ИБ № 1693

Т 00957. Индекс заказа 94004. Сдано в набор 29.12.78 г. Подписано к печати 28.02.79 г. Формат бумаги 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага типографская № 1.2.3. Бум. л. 1.0. Печ. л. 2.0. Усл. печ. л. 3.35. Уч.-изд. л. 3.35. Тираж 47 000 экз. Издательство «Знание», 101835, ГСП, Москва, Центр, проезд Серова, д. 4. Заказ 2508. Типография Всесоюзного общества «Знание», Москва, Центр, Новая пл., д. 3/4. Цена 11 коп.

*Всего 10*

*Завод 30*

*1957*

*Апрель*

