

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

53

СОВРЕМЕННАЯ ФИЗИКА В ЭЛЕМЕНТАРНОМ ИЗЛОЖЕНИИ *)

В. Вайскопф

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	155
1 Атомная и молекулярная физика	156
1.1 Атом водорода	156
1.2. Атом гелия	158
1.3. Атом неона	158
1.4. Энергии связи в твердых телах	159
1.5. Колебания решетки кристалла	161
1.6. Температура испарения твердых тел	161
1.7. Высота гор определяется фундаментальными физическими постоянными	162
1.8. Определение числа атомов в жидкости из ее поверхностного натяжения и скрытой теплоты испарения	165
1.9. Принцип запрета Паули	167
1.10. Излучение абсолютно черного тела	169
2. Ядерные силы	170
3 Звезды	171
3.1. Введение	171
3.2. Теорема вириала, или как работают силы в звездах	172
3.3. Холодные звезды	173
3.3.1. Размеры и температура	173
3.3.2. Эволюция холодной звезды	173
3.3.3. Электроны требуют «жизненного пространства», а принцип Паули поддерживает это требование	174
3.3.4. Максимальная температура и минимальные размеры	174
3.3.5. Ядерные реакции и смысл понятия «звезда»	175
3.3.6. Когда вещество не становится звездой	175
3.4. Горячие звезды	176
3.4.1. На сцену выходят фотоны	176
3.4.2. Но теперь и электроны становятся релятивистскими	177
3.4.3. В игру входят нейтроны	177
3.4.4. Приятное положение: пульсары и космические лучи	178
3.4.5. Неприятное положение: «невидимые» звезды	178
3.4.6. Где физика высоких энергий может протянуть руку астрофизике	179
Цитированная литература	179

ВВЕДЕНИЕ

Одно из величайших достижений физики нашего столетия состоит в том, что она смогла дать ответ на такие часто задававшиеся ранее вопросы, как «Сколько велики атомы?» или «Что означают такие свойства обычного вещества, как сжимаемость или поверхностное натяжение?». Все эти величины измеряются с давних пор, но только теперь мы знаем, почему они имеют именно такие, а не иные численные значения.

*) V. F. Weisskopf, Modern Physics from an Elementary Point of View Lectures Given in the Summer Vacation Programme 1969, CERN Geneva, 1970 Перевод В. И. Рыдника

То же мы можем сказать, хотя и с меньшей уверенностью, о строении атомных ядер, о свойствах таких небесных тел, как звезды (каковы продолжительность их существования, размеры и температура).

В существенно меньшей степени мы можем давать ответы на вопросы в той области физики, с которой имеет дело ЦЕРН, а именно, касающиеся природы фундаментальных частиц. На многие вопросы здесь вообще пока нет ответа. Это связано с довольно слабым пониманием нами того, что происходит в этой области. Цель нашей работы здесь состоит в том, чтобы на основе знаний в других областях физики суметь представить, чего мы ожидаем в физике фундаментальных частиц. Мы сегодня только хорошо видим, сколь далеки мы от такого совершенства. В самом деле, в объяснении наблюдаемых свойств фундаментальных частиц мы сегодня находимся примерно в таком же положении, как наши предшественники в конце прошлого столетия — в объяснении свойств атомов.

Физика атомов, молекул, ядер, твердых тел — весьма сложная наука. Основная цель этих лекций состоит в том, чтобы изложить старые фундаментальные идеи, которые сегодня «захирели», будучи «погребены» в дебрях сложных теоретических и математических построений.

Отвлекаясь от точной математики, я буду вынужден ограничиваться качественной картиной. Отвечая на поставленные вопросы, я буду вычислять только порядки физических величин. Используемый в расчетах знак равенства поэтому будет означать вовсе не «равно», а «такого порядка величины». Численными множителями, например, 2, π и т. д. я буду пренебрегать. Райская жизнь! — но только с точки зрения философа. В повседневной же работе физику эти множители, конечно, очень важно учитывать. Я хотел бы, чтобы слушатели восприняли эти лекции как разновидность «культурного развлечения».

Мы начнем с очень простого вопроса: «Какие размеры имеет атом?» В прошлом столетии люди были превосходно осведомлены о существовании атомов. Более того, они даже умели сосчитать их число и грубо оценить их размер (зная число атомов в известном объеме твердого или жидкого тела, в котором атомы плотно «упакованы»). Однако этот размер представляет собой лишь некоторое число; наиболее важным успехом квантовой механики явился тот, что она смогла связать размеры атома с такими фундаментальными постоянными, как заряд электрона e , масса электрона m_e и квант действия (постоянная Планка) \hbar .

Вычислим простым способом, который известен многим из вас, размер и энергию атома водорода и рассмотрим основные физические принципы и постоянные, на которых основывается этот расчет.

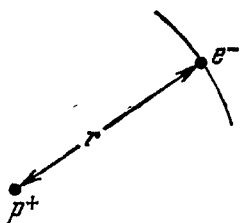


Рис. 1.

1. АТОМНАЯ И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

1.1. Атом водорода

Атом водорода образован двумя частицами — протоном и электроном, связанными друг с другом кулоновской силой притяжения. Электрон, вращаясь вокруг протона, имеет потенциальную энергию $V = -e^2/r$ и кинетическую энергию $K = p^2/2m_e$. Здесь r — среднее расстояние электрона от протона, p — импульс электрона. Вместе с тем из квантовой механики известно, что $p = \hbar/\lambda$, где λ — дебройлевская длина волны электрона. Определить эту длину волны для частицы, находящейся в связанном состоянии, непросто. В квантовом состоянии системы с размерами r для волновой функции, не имеющей узлов, можно принять $\lambda \sim r$ (поскольку, если

волновая картина, получаемая из решения уравнения Шрёдингера в области размерами r , достаточно проста, то, как можно убедиться с помощью фурье-анализа, она образована в основном волнами длины $\lambda \sim r$). Отсюда мы находим, что *)

$$K = \frac{\hbar^2}{2m_e r^2}. \quad (1,1)$$

Следовательно, полная энергия электрона

$$E = -\frac{e^2}{r} + \frac{\hbar^2}{2m_e r^2},$$

что можно записать и так:

$$E = -\frac{A_0}{r} + \frac{B_0}{2r^2},$$

где $A_0 = e^2$ и $B_0 = \hbar^2/m_e$.

Электрон «пытается найти компромисс» между энергией электростатического притяжения к протону и квантовой кинетической энергией. По соотношению (1,1) обе эти энергии должны быть очень малы при больших r . «Компромисс» достигается, когда полная энергия электрона становится минимальной. Соответствующий радиус a_0 атома находится из условия

$$\left. \frac{dE}{dr} \right|_{a_0} = 0$$

и равен

$$a_0 = \frac{B_0}{A_0} = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 0,53 \text{ \AA}.$$

Тогда полная энергия равна

$$E_0 = -\frac{A_0^2}{2B_0} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \approx -13,6 \text{ эв} = -1\text{Ry}. \quad (1,2)$$

Величина a_0 называется боровским радиусом, а энергетическая единица Ry — ридбергом.

Рассмотрим теперь первое возбужденное состояние, т. е. такое, в котором волновая функция имеет узел. Ясно, что теперь длина волны электрона будет уже порядка не r , а $r/2$, так что кинетическая энергия K и постоянная B станут вчетверо больше:

$$K_1 = 4K_0, \quad B_1 = 4B_0.$$

Это означает, что энергия связи электрона с протоном вчетверо уменьшится, а радиус вчетверо увеличится:

$$E_1 = \frac{1}{4} E_0 = -0,25\text{Ry}, \quad r_1 = 4a_0.$$

Из этого становится понятным происхождение бальмеровской серии спектра водородного атома. Если на орбите электрона укладывается n длин его дебройлевских волн, то энергия связи составит $(1/n^2) E_0$, а радиус — $n^2 a_0$, так что энергия, отдаваемая электроном при переходе из возбужденного в основное состояние, будет равна $\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) E_0$.

*) Если пренебречь массой электрона по сравнению с массой протона. (Прим. перев.)

1.2. А т о м г е л и я

Рассмотрим два электрона, вращающиеся вокруг ядра и находящиеся в основном состоянии. Общая их потенциальная энергия в поле ядра равна

$$V = -\frac{(2e)^2}{r} = -\frac{4e^2}{r},$$

а кинетическая энергия

$$K = 2 \frac{h^2}{2m_e r^2},$$

так что полная энергия

$$E = -4 \frac{e^2}{r} + 2 \frac{h^2}{2m_e r^2}.$$

Отсюда, как и раньше, можно определить минимальную энергию и радиус атома:

$$E = \frac{4^2}{2} E_0 = -8Ry, \quad r = \frac{2}{4} a_0 = 0,5a_0.$$

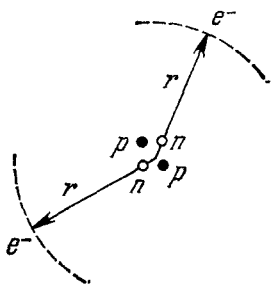


Рис. 2.

Однако полученный результат не совсем верен, поскольку мы не приняли во внимание взаимного отталкивания обоих электронов. Оно уменьшает энергию связи. Допустим, что в среднем электроны находятся на расстоянии $r_{эфф}$, где эффективное расстояние $r_{эфф}$ заключено в интервале между r и диаметром атома $2r$. Возьмем отношение $r_{эфф}: r = 10:6$, так что $r_{эфф} = r/0,6$. Тогда потенциальная энергия отталкивания электронов будет равна

$$+\frac{e^2}{r_{эфф}} = -0,6 \frac{e^2}{r}$$

и полная энергия

$$E = -\frac{e^2}{r} (-4 + 0,6) + 2 \frac{h^2}{2m_e r^2},$$

т. е. значение постоянной A , которое она имела в атоме водорода, теперь заменяется на $3,4A_0$, и мы получаем

$$E = \frac{(3,4)^2}{2} E_0 = -5,8Ry, \quad r = \frac{2}{3,4} a_0 \approx 0,6a_0.$$

Эта энергия почти в точности равна энергии связи электронов в атоме гелия, что подтверждает правильность выбора нами величины отношения $r_{эфф}/r$.

1.3. А т о м н е о н а

В атоме неона мы имеем 10 электронов, окружающих ядро с зарядом $Z = 10$. Два из них образуют K -оболочку (с $n = 1$) и восемь — L -оболочку (с $n = 2$).

Радиус K -орбиты очень мал, поскольку он уменьшается как $1/A$, а величина A пропорциональна заряду (в нашем случае 10), так что этот радиус, грубо говоря, будет вдесятеро меньше радиуса атома водорода. Далее, мы будем считать, что в атоме неона находятся лишь восемь электронов, все на L -оболочке, так что эффективный заряд атома $Z_{эфф} = 8$. Волновые функции всех этих электронов имеют один узел. Потенциальная энергия притяжения всех L -электронов к ядру составит $-(8e)^2/r$. Для вычисления энергии отталкивания электронов примем, как и в случае атома гелия, что $r_{эфф} = r/0,6$ для каждой пары электронов. Подсчитаем полное число таких пар:

$$\frac{N(N-1)}{2} = \frac{8 \cdot 7}{2} = \frac{56}{2} = 28,$$

и найдем полную энергию (всех восьми электронов):

$$E = \frac{e^2}{r} [-8^2 + 28 \cdot 0,6] + 8 \cdot 4 \frac{\hbar^2}{2m_e r^2}.$$

Отсюда $A = 47A_0$, $B = 32B_0$ и, аналогично соотношению (1,2),

$$E = \frac{(47)^2}{8 \cdot 4} E_0 = -69 \text{ Ry}, \quad r = \frac{8 \cdot 4}{47} a_0 \approx \frac{2}{3} a_0.$$

Вообще для какого-либо $Z_{\text{эфф}}$ полная энергия и радиус внешней оболочки будут даваться соотношениями

$$E = \frac{\left[Z_{\text{эфф}}^2 - \frac{Z_{\text{эфф}}(Z_{\text{эфф}} - 1)}{2} \cdot 0,6 \right]^2}{Z_{\text{эфф}}^2 n^2} = \frac{Z_{\text{эфф}} [Z_{\text{эфф}} - 0,3(Z_{\text{эфф}} - 1)]^2}{n^2},$$

$$r = \frac{Z_{\text{эфф}} n^2}{Z_{\text{эфф}}^2 - \frac{Z_{\text{эфф}}(Z_{\text{эфф}} - 1)}{2} \cdot 0,6} = \frac{n^2}{Z_{\text{эфф}} - 0,3(Z_{\text{эфф}} - 1)}.$$

Результаты наших расчетов сравниваются с экспериментальными в нижеприводимой таблице (энергии взяты из известного справочника Ландольта — Бёрнштейна¹, а радиусы — из книги Шэнкленда²). Общее согласие между измеренными и вычисленными значениями подтверждает правильность нашего подхода.

Мы теперь можем сделать следующие заключения: 1) радиусы атомов возрастают с увеличением n (как n^2) и уменьшаются с ростом Z , испытывая скачки с появлением каждой новой оболочки (например, в ряду Li, Na и т. д.); в общем они составляют от 0,5 до нескольких боровских радиусов; 2) энергия связи одного электрона на внешней оболочке возрастает, грубо говоря, пропорционально $Z_{\text{эфф}}^2$ и уменьшается пропорционально n^2 , причем достигает наибольшего значения в случае заполненной оболочки.

Элемент	Z	$Z_{\text{эфф}}$	n	r, a_0	E, Ry	r, a_0	E, Ry
				вычислены		измерены	
H	1	1	1	1,0	1,0	1,0	1,0
He	2	2	1	0,6	5,8	0,6	5,8
Li	3	1	2	4,0	0,25	2,8	0,4
Be	4	2	2	2,4	1,4	2,2	2,0
B	5	3	2	1,7	4,3	1,6	5,2
C	6	4	2	1,3	9,6	1,2	10,9
N	7	5	2	1,1	18,0	1,0	19,5
O	8	6	2	0,9	30,5	0,8	31,8
F	9	7	2	0,8	42,0	0,7	48,5
Ne	10	8	2	0,7	69,0	0,6	70,0

1.4. Энергии связи в твердых телах

Для того чтобы понять некоторые положения физики твердого тела, с которыми мы встретимся в дальнейшем, вычислим для примера энергии связи и расстояния между атомами в ионных кристаллах. Возьмем, скажем,

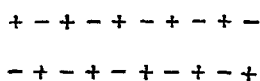


Рис. 3.

кристалл Na^+F^- , решетка которого выглядит так, как схематически показано на рис. 3. Здесь плюсы обозначают положения ионов Na^+ , минусы — ионов F^- . Эти ионы притягивают друг друга кулоновской силой. Если бы они были точками, то минимальная энергия кристалла была бы достигнута в момент «схлопывания» всей решетки. Однако ионы не «безразмерные» точки, они имеют радиусы — так называемые радиусы ионного остова R , и наибольшее сближение между ними отвечает соприкосновению остовов. (Вследствие принципа Паули, который запрещает любым двум электронам

находиться в одном и том же месте, или, иными словами, иметь все квантовые числа одинаковыми, ионные остовы не могут проникать друг в друга.) В результате ионы будут находиться на некотором расстоянии друг от друга, которое мы обозначим a .

Вычислим энергию связи такой «знакопеременной» системы. Для этого надо сложить энергии электростатического притяжения ионов разного знака и отталкивания ионов одного знака заряда. Получится сходившийся знакопеременный ряд, который даст энергию связи, в расчете на один ион равную

$$E_{\text{кул}} = -0,87 \frac{e^2}{a}.$$

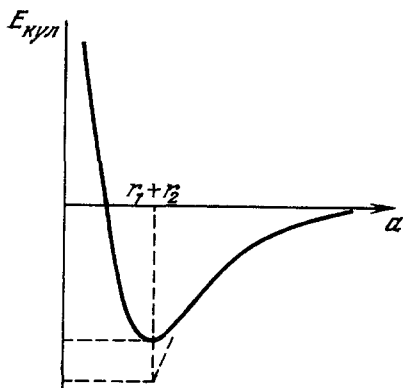


Рис. 4.

Если атомы имели бы форму идеальных шаров, то эта энергия как раз была бы равна энергии вырывания иона из решетки при температуре абсолютного нуля. Однако на самом деле положение не столь просто. Если построить график зависимости $E_{\text{кул}}$ от a , то можно заметить, что сначала с уменьшением a энергия $E_{\text{кул}}$ падает, но после того как a пройдет через значение $r_1 + r_2$ (сумму радиусов обоих ионов), $E_{\text{кул}}$ начнет стремительно возрастать. Минимальное значение

энергии связи не равно потенциальной энергии притяжения при том же значении a , но поскольку далее кривая поднимается очень круто, между обеими энергиями нет большой разницы (рис. 4).

Для того чтобы найти расстояние a , надо сложить не средние радиусы ионов Na^+ и F^- , а их действительные значения, которые всегда больше средних. В этом можно убедиться, сравнив геометрический R и электрический $R_{\text{ср}}$ радиусы однородно заряженного шара. По определению среднего,

$$R_{\text{ср}} = \int_0^R r \rho dV / \int_0^R \rho dV = \frac{2}{3} R,$$

где ρ — плотность заряда. Вводя подгоночный множитель f , мы будем иметь $d = f(r_1 + r_2) \approx 2fa_0$, где f заключен в пределах между 1 и 4. Тогда потенциальная энергия в расчете на один атом такого кристалла составит

$$E = -0,87 \frac{e^2}{d} \approx -0,87 \frac{e^2}{2fa_0} = -\eta_{\text{тв}} R_y,$$

а энергия связи

$$B_{\text{тв}} = \eta_{\text{тв}} R_y,$$

где, $\eta_{\text{тв}} = 0,2-0,8$. Таким образом мы приходим к выводу, что по порядку величины энергия связи в твердых телах составляет несколько электрон-вольт.

Величина $B_{\text{тв}}$ равна энергии, которую необходимо затратить, чтобы вырвать атом из решетки при температуре $T = 0^\circ \text{К}$. Разумеется, при комнатной температуре ($T_{\text{комн}} \approx 300^\circ \text{К}$) для этого потребуется меньшая энергия.

В жидкостях (мы имеем в виду вещества, находящиеся в жидком состоянии при комнатной температуре, например воду и спирт), энергия связи, очевидно, должна быть меньшей, поскольку для них $\eta_{\text{ж}} \approx 0,05-0,2$.

Для веществ, находящихся при комнатной температуре в газообразном состоянии, величина η совсем мала. В инертных газах He, Ne, Ar, Kr, Xe, Rn атомы имеют все заполненные электронные оболочки, в результате чего эти атомы практически не связаны друг с другом и η очень близко к нулю.

1.5. Колебания решетки кристалла

Вернемся к нашему кристаллу. Если его нагреть, то атомы в решетке будут колебаться и энергия этих колебаний в расчете на один атом будет равна $3kT$. Это вытекает из положения о равномерном распределении энергии, которое говорит, что на каждую степень свободы теплового движения приходится энергия $\frac{1}{2}kT$. Атомы в кристалле имеют шесть степеней свободы (три координаты и три проекции импульса на оси координат), откуда и получается $3kT$.

Сейчас мы рассмотрим только одномерные смещения атомов. На них приходится энергия уже не $3kT$, а kT . Оценим амплитуду этих колебаний. Если энергия колебаний $\varepsilon \approx B$, то они будут столь сильными, что разорвут связи между атомами. Амплитуда таких колебаний будет, грубо говоря, равной

$$b \approx a/2.$$

Вычислим эту амплитуду при $\varepsilon < B$. Она, как для любого колеблющегося тела, пропорциональна корню квадратному из энергии колебаний, так что

$$b = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{B}} = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{kT}{B}}.$$

Возьмем $B \approx 5 \text{ эв}$. Тогда при $T = T_{\text{комн}} = 300^\circ \text{ К}$ величина $kT = 1/40 \text{ эв}$ и амплитуда равна

$$b = \frac{a}{2} \sqrt{\frac{1}{5 \cdot 40}} \approx \frac{a}{30} \ll a.$$

Таким образом, мы видим, что амплитуды колебаний атомов в кристаллической решетке при комнатной температуре малы по сравнению с расстоянием между ними в кристалле (периодом решетки).

1.6. Температура испарения твердых тел*)

Допустим, вы взяли в руки справочник физических постоянных, просмотрели таблицы энергий связи, коэффициентов упругости, температур плавления и т. п. и задали себе вопрос: «Почему эти величины имеют именно такие численные значения, а не в 100 раз большие или меньшие?» Зададимся и мы этим вопросом, например в отношении температур испарения. И чтобы получить ответ, вычислим эту величину. Обычно она имеет порядок 3 000 градусов.

Было бы слишком просто считать, что для испарения атома из решетки ему следовало бы сообщить энергию kT , равную его энергии связи в кристалле. Если бы это было так, то при упомянутой выше энергии связи 5 эв температуры плавления оказались бы выше 50 000 градусов ($1 \text{ эв} = 10\,000 \text{ градусов}$), а на самом деле они значительно ниже.

Посмотрим, как на заданный вопрос можно получить более правильный ответ. Температура испарения зависит от давления газа, окружающего

*) Строго говоря, эту величину следовало бы называть температурой испарения (в данном примере — сублимации), отвечающей насыщенному пару при данном его давлении. (Прим. перев.)

твердое тело. Примем, что это давление равно 1 атмосфере. Рассмотрим кристаллическую решетку, построенную из атомов сорта A , и над нею — газ из тех же атомов. Определим температуру испарения как такую температуру, при которой число атомов, вылетающих с поверхности твердого тела в газ, равно числу атомов, влетающих в единицу времени в кристалл из газа. В грубом приближении твердое тело можно рассматривать как очень плотный газ, заключенный в объеме, занятом этим телом.

Вероятность того, что какой-либо атом вылетит из этого объема, согласно статистике Больцмана в $\exp\{B/kT_{\text{исп}}\}$ раз меньше вероятности прихода атома из газа внутрь того же объема. Эта последняя, грубо говоря, равна вероятности, с которой газовый атом может достичь поверхности кристалла. Поскольку плотность газа в тысячи раз меньше плотности твердого тела (еще раз напомним, что мы рассматриваем кристалл как газ, находящийся под высоким давлением), газовый атом имеет в тысячи раз меньшую вероятность войти в кристалл, нежели атом кристалла при тех же условиях — выйти в газ. Но поскольку в кристалл может проникнуть любой атом газа, достигший его поверхности, а из кристалла может выйти в газ только часть атомов, находящихся на его поверхности, равная $\exp\{-B/kT_{\text{исп}}\}$, то, приравнявая оба количества атомов, получаем

$$e^{-B/kT_{\text{исп}}} \sim \frac{1}{1000},$$

т. е. $B/kT_{\text{исп}} = \ln 1000 = 7$, и $kT_{\text{исп}} = B/7$. При $B \sim 3$ эв мы получаем $T_{\text{исп}} \sim 4\,000^\circ \text{К}$, что несколько выше действительного значения, но имеет уже правильный порядок величины.

1.7. Высота гор определяется фундаментальными физическими постоянными

Мы знаем, что на Земле есть и высокие, и низкие горы. Но почему наибольшая их высота составляет лишь около 10 км (Джомолунгма), а не, скажем, в пятьдесят раз больше? В процессах горообразования и выветривания горы разрушаются, и многие из них «теряют высоту». Что, однако, означает существование верхнего «предела» их высоты порядка 10 км = 10^6 см? Оказывается, эта величина определяется самой физической сущностью твердого вещества скальных пород. Она также связана с такими величинами, как напряженность поля силы тяжести, выражаемая через гравитационную постоянную, и с числом протонов и нейтронов в веществе Земли, составляющим примерно $3 \cdot 10^{51}$. Далее мы скажем, что это число имеет не совсем случайную величину, а должно быть заключено в определенных пределах.

Итак, почему горы не могут расти до сколь угодно большой высоты? Если гора окажется слишком высокой, она начнет погружаться в земную кору под нею, поскольку вещество коры — гранит, кварц, двуокись кремния — не настолько прочно, чтобы «удержать» гору. Вес горы оказывается столь большим, что нарушает направленность связей между атомами скальных пород, в результате чего породы становятся «жидкими» и и получают возможность растекаться в стороны. Это и вызывает опускание горы. В энергию, расходуемую на «ожидание», переходит излишек потенциальной энергии горы в земном поле тяжести, освобождающийся по мере ее погружения в кору.

Пусть первоначальная высота горы была h , и гора опустилась на высоту x ; массу горы примем равной M . На рис. 5 сплошной и штриховой линиями показаны соответственно начальное и конечное положения горы.

Как уже сказано, уменьшение потенциальной энергии горы в земном поле тяготения равно энергии «ожигения» массы горы, заключенной в объеме высотой x , т. е.

$$Mgx = E_{\text{ож}}nxX,$$

где n — число молекул в единице объема горы, X — площадь основания горы, $E_{\text{ож}}$ — энергия «ожигения» (т. е. скрытая теплота плавления) в расчете на одну молекулу, g — ускорение силы тяжести.

Сокращая x в обеих частях равенства, находим

$$Mg = E_{\text{ож}}nX. \quad (1,3)$$

Правая часть этого соотношения имеет определенную величину. Следовательно, для начала «ожигения», т. е. для погружения горы, масса ее M должна быть не меньше некоторого минимального значения. Если M меньше этого критического значения, то гора будет «устойчиво стоять». Поэтому массы таких гор удовлетворяют условию

$$M \leq E_{\text{ож}} \frac{nX}{g}. \quad (1,4)$$

Далее, $M = hXnm = hXnAm_p$, где m — масса молекулы горной породы, A — атомный вес ее, m_p — масса протона. Подставляя это выражение для M в соотношение (1,4), найдем

$$hXnAm_p \leq E_{\text{ож}} \frac{nX}{g},$$

т. е.

$$h \leq \frac{E_{\text{ож}}}{Am_pg} \quad (1,5)$$

Величина h должна быть меньше критического значения $E_{\text{ож}}/Am_pg$, тогда гора не будет «уходить в землю».

Чему равна энергия «ожигения» $E_{\text{ож}}$? Атомы в жидкости связаны достаточно сильно. Когда твердое тело плавится, связи между атомами в нем почти не рвутся, исчезает лишь их направленность*). Это и обуславливает текучесть жидкостей. Твердые тела не могут течь, потому что связи жестко фиксируют атомы относительно их соседей. Энергия, необходимая для нарушения направленности связей, т. е. для плавления, конечно, меньше, чем нужная для разрыва связей. Насколько меньше — это трудно оценить из-за того, что теория жидкого состояния еще не очень хорошо разработана.

Для оценки ее возьмем обычные воду и лед; теплота плавления льда (80 калорий) составляет примерно $1/7$ теплоты испарения воды. Поскольку энергия связи молекул льда при нулевой температуре заведомо больше, чем при температуре кипения воды, с неплохой точностью можно принять, что теплота плавления составляет примерно $1/10$ энергии связи. Мы тогда запишем

$$E_{\text{ож}} = \beta B = \beta \eta Ry$$

*) Это рассуждение применимо, строго говоря, только к твердым телам с ковалентными (гомеополярными) связями. Силы связи, действующие в металлах, не обладают направленностью. Поэтому металлы «текучи», пластичны уже в обычных условиях, тогда как ковалентные кристаллы (к ним частично относятся и горные породы) приобретают текучесть лишь при больших внешних давлениях. (Прим. перев.)

и возьмем $\beta \sim 0,1$ и $\eta \sim 0,2$ для двуокиси кремния. Подставляя это выражение для $E_{\text{ож}}$ в соотношение (1,5), найдем

$$h \leq \frac{\beta B}{A m_p g} = \frac{\beta \eta (R_y)}{A m_p g}. \quad (1,6)$$

Для SiO_2 атомный вес $A = 28 + 2 \cdot 16 = 60$ и

$$h \leq \beta \eta \cdot 2 \cdot 10^8 \text{ см} = \frac{1}{10} \cdot \frac{1}{5} \cdot 2 \cdot 10^8 \text{ см} \approx 40 \text{ км},$$

если в точке плавления для твердых скальных пород принять $\eta = 1/5$.

Сделанная оценка показывает, что горы могут «устоять» на скальном основании только, если они имеют высоту меньше 40 км. В действительности этот верхний предел еще меньше, поскольку горы «теплые», и тем самым энергия, необходимая для «оживления», ниже. Все земные горы имеют высоту этого порядка величины. Критическая их высота на других планетах может оказаться иной из-за того, что там ускорение силы тяжести g будет другим или же горы будут образованы из других материалов.

Поскольку величина g не является фундаментальной физической постоянной, исключим ее из расчета. Это можно сделать следующим образом. Сила притяжения между частицей массы m и Землей массы M_3 равна

$$mg = \frac{GM_3}{R_3^2},$$

где R_3 — радиус Земли, G — гравитационная постоянная. Отсюда

$$g = \frac{GM_3}{R_3^2}. \quad (1,7)$$

Если не требовать высокой точности, то величины M_3 и R_3 можно выразить через N_3 — число нуклонов в составе Земли. Кора Земли состоит в основном из SiO_2 ($A = 60$), а ядро — в основном из железа ($A = 57$). Эти два вещества имеют приблизительно один и тот же атомный вес, а следовательно, и размеры атомов *). Если их радиусы считать равными fa_0 , где $f \sim 4$ (см. (1,4)), то объем Земли будет равен

$$\frac{4}{3} \pi R_3^3 = \frac{4}{3} \pi \frac{N_3}{A} (fa_0)^3, \quad R_3 = fa_0 \left(\frac{N_3}{A} \right)^{1/3}.$$

Подставляя это в выражение (1,7) получим

$$g = \frac{GN_3 m_p}{R_3^2} = GN_3 \left(\frac{A}{N_3} \right)^{2/3} \frac{1}{(fa_0)^2}. \quad (1,8)$$

Гравитационная постоянная G — величина, имеющая размерность. Нам будет удобнее иметь дело с безразмерными величинами. Потенциальная энергия электростатического взаимодействия между двумя электронами или между любыми двумя частицами с зарядом $|e|$, например протонами, равна e^2/r , где r — расстояние между частицами. Потенциальная энергия гравитационного взаимодействия между двумя нуклонами равна Gm_p^2/r . Легко видеть, что в этих выражениях Gm_p^2 и e^2 играют одинаковую роль. Подмеченную аналогию можно использовать, чтобы ввести «гравитационную постоянную тонкой структуры» $\alpha_G = Gm_p^2/\hbar c$ (ее можно

*) Это, действительно, довольно неточно. Кристаллическая решетка железа в ядре Земли, по-видимому, характеризуется наиболее плотной упаковкой, в которой атомы железа имеют размеры порядка $0,7 \text{ \AA}$. Молекулы SiO_2 в горных породах, составляющих земную кору, располагаются чаще всего в виде кремний-кислородных тетраэдров, в которых группы с атомным весом 60 имеют размеры, значительно превышающие 1 \AA . (Прим. перев.)

сравнить с постоянной тонкой структуры для электромагнитных взаимодействий $\alpha = e^2/\hbar c$). Обе величины α и α_G — безразмерные постоянные; $\alpha_G = 5,9 \cdot 10^{-39}$, тогда как $\alpha = 1/137$, и это указывает на чрезвычайную слабость гравитационных взаимодействий.

В качестве примера, показывающего, сколь сильны электромагнитные взаимодействия по сравнению с гравитационными, рассмотрим ракету «Аполлон», которая, как известно, очень велика. Если из вещества, находящегося в точке A ракеты, извлечь 1 мм^3 электронов и перенести их на землю под ракетой в точку B , то сила притяжения этих электронов к образовавшемуся в точке A положительному заряду на расстоянии сотни метров от B окажется достаточной, чтобы не дать ракете взлететь. Иными словами, эта сила окажется того же порядка, что и вес всей ракеты. (Этот пример придумал известный физик Ю. Нееман.)

Итак, если теперь G в соотношении (1,8) выразить через α_G , мы получим выражение для ускорения силы тяжести через фундаментальные физические постоянные:

$$g = \frac{\alpha_G \hbar c}{m_p} A^{2/3} N_3^{1/3} \frac{1}{(fa_0)^2}.$$

Подставляя это выражение для g в формулу (1,6), мы найдем безразмерное отношение наибольшей высоты гор к радиусу атома водорода:

$$\frac{h}{a_0} = \beta \eta f \frac{\alpha}{\alpha_G} \frac{1}{N_3^{1/3}} \frac{1}{A^{5/3}}.$$

В этом отношении неуниверсальной постоянной является только число частиц N_3 *). Разумеется, если при этом взять $f = 4$, для h получается прежняя оценка.

1.8. Определение числа атомов в жидкости из ее поверхностного натяжения и скрытой теплоты испарения

Рассмотрим жидкость при комнатной температуре. Ее строение можно изобразить следующей схемой в двух измерениях (рис. 7).

Каждый атом в глубине жидкости связан со своими соседями шестью связями (в трехмерном случае). Поэтому на каждый атом приходится

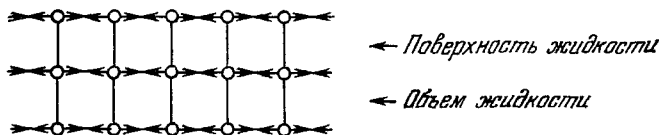


Рис. 7.

энергия связи $B = 6b$, где b — энергия единичной связи. Однако атомы, находящиеся на поверхности жидкости, имеют только пять связей со своими соседями. Результирующая сила стремится втянуть поверхностные атомы внутрь жидкости, создавая тем самым поверхностное натяжение. Поверхностные атомы имеют энергию, на $b = B/6$ меньшую, чем атомы в глубине жидкости. Поскольку b , будучи энергией притяжения, отри-

*) А также и атомный вес A , если полагать, что горы могут образовываться и на планетах другого элементного состава. (Прим. перев.)

цательна, то в результате атомы на поверхности жидкости имеют положительную энергию. Поверхностное натяжение S определяется как отношение этой энергии ко всей площади поверхности. Оно же может быть определено и как отношение поверхностной энергии одного атома к площади его поперечного сечения:

$$S = \frac{b}{d^2} = \frac{\eta}{6f^2a_0^2} \text{ Ry},$$

где d — расстояние между центрами атомов. Эта формула очень хорошо (с точностью порядка 50%) оправдывается на опыте. Ошибка здесь связана главным образом с предположением о том, что $b = B/6$, и зависит от структуры жидкости *).

Теплота испарения одного атома равна B . Отсюда теплота испарения 1 см^3 будет равна отношению теплоты испарения одного атома к его объему:

$$E_{\text{исп}} = \frac{B}{a^3}$$

Исключая B из выражений для S и $E_{\text{исп}}$, получим

$$\frac{S}{E_{\text{исп}}} = \frac{1}{6} d = \frac{1}{6} \frac{1}{N},$$

где N — число атомов в их цепочке длиной 1 см . Переписывая это соотношение относительно N , имеем:

$$N = \frac{1}{6} \frac{E_{\text{исп}}}{S}. \quad (1,9)$$

Таким образом, определить число атомов в их цепочке длиной 1 см можно, просто измерив поверхностное натяжение и удельную скрытую теплоту испарения. Возведя это число в куб, можно найти число атомов в 1 см^3 жидкости.

Приведем иной, очень простой вывод той же формулы. Возьмем 1 см^3 воды. Мы хотим сосчитать число находящихся в нем атомов. Как можно это сделать? Возьмем очень острый нож и разрежем этот объем на слои толщиной в один атом, всего на N слоев. Повторив ту же операцию в остальных двух измерениях, мы получим в конце концов изолированные атомы. Это эквивалентно полному испарению жидкости. Следовательно, энергия, израсходованная на разделение атомов, должна быть в этих двух процессах одной и той же. Каждый разрез «обнажает» 2 см^2 поверхности и тем самым увеличивает поверхностную энергию на $2S$. Сделав по $N = 1/d$ разрезов в каждом из трех направлений, мы получим полную энергию, затраченную на разрезание 1 см^3 воды:

$$2S \cdot N \cdot 3 = 6SN.$$

Эта энергия должна быть равна скрытой теплоте испарения 1 см^3 воды $E_{\text{исп}}$, т. е.

$$E_{\text{исп}} = 6SN,$$

откуда и получается соотношение (1,9).

Это — замечательный способ пересчитывать атомы, замечательный тем, что число атомов и в небольших объемах невообразимо велико, а этот

*) В реальных жидкостях связи между атомами в общем случае неравноценны и имеют разную энергию. Вместе с тем в них число связей каждого атома со своими (ближайшими соседями сильно флуктуирует и только в среднем имеет определенную величину. Для многих жидких металлов это число равно не шести, а восьми. (Прим. перев.)

способ сводит счет к двум экспериментам, результаты которых легко воспринимаются нами. Мы знаем, сколько должно пойти энергии на то, чтобы вскипятить «кубик» жидкости: мы это делаем каждый день. Мы также можем без труда почувствовать, какая энергия потребна для увеличения поверхности, например, выдувая мыльные пузыри. И отношение этих двух в общем-то «привычных» энергий дает столь огромное число, что его даже трудно представить воочию!

Приведенный выше второй вывод должен был бы излагаться в любом школьном учебнике физики, однако я смог найти его лишь в одной малоизвестной книге, очень плохой во всех прочих отношениях. Написанная совершенно неизвестным (к счастью) немецким физико-химиком и озаглавленная «Германская химия», эта книга вышла в свет во время «расцвета» фашистского режима в Германии в 1938 г. Материал ряда глав в ней резко направлен против квантовой механики (которая объявляется «западным», еврейским измышлением). Автор утверждает, что химия должна быть значительно более простой — такой, как настоящая германская химия. Приведенный нами вывод долженствовал подтвердить это положение автора. Вместе с тем это показывает, что перлы физической мысли можно найти везде — нужно лишь их поискать.

1.9. Принцип запрета Паули

Принцип запрета Паули обычно формулируют такими словами: «В одном и том же квантовом состоянии не может находиться более одного фермиона. Например, два электрона могут иметь одинаковые пространственные волновые функции, только если у них противоположны направления спинов».

Известна и альтернативная формулировка этого принципа: «Волновые функции должны быть антисимметричными относительно перестановки двух фермионов».

Обе эти формулировки вполне хороши. Но было бы неплохо дать еще одну, которая утверждает, что частицы, подчиняющиеся принципу Паули, т. е. фермионы, не могут одновременно находиться в одном и том же месте пространства. Покажем это, используя вторую из приведенных выше формулировок.

Возьмем два электрона с одинаковыми направлениями спинов, так что они полностью эквивалентны друг другу. Обозначим их положения и импульсы x_1, k_1 и x_2, k_2 (в одномерном случае). Волновая функция системы частиц должна быть произведением волновых функций каждой из частиц, т. е.

$$\psi = e^{ik_1x_1}e^{ik_2x_2} = e^{ik(x_1-x_2)} = e^{ikh},$$

где $k_1 = -k_2 = k$ — импульс каждого электрона в системе центра их масс, $x = x_1 - x_2$ — расстояние между обоими электронами. Это выражение несимметрично относительно каждого из электронов. Правильная волновая функция должна быть антисимметричной относительно взаимной перестановки электронов в соответствии с принципом Паули, и мы для нее напомним

$$\psi = e^{ikh} - e^{-ikh},$$

где e^{-ikh} получается из e^{ikh} взаимной заменой индексов 1 и 2 электронов. Но это выражение можно записать и так:

$$\psi = 2i \sin kx.$$

Отвечающая этой ψ плотность вероятности $|\psi|^2 = 4 \sin^2 kx$. График зависимости $|\psi|^2$ от x показан на рис. 8. Этот график отвечает вероятности найти один электрон на расстоянии x от другого.

Пусть теперь импульсы электронов имеют некоторый разброс, например заключены в интервале от $\frac{2}{3}k_0$ до $\frac{4}{3}k_0$ с определенным средним значением k_0 . Величина $|\psi|^2$ является интегралом по всем волнам с различными значениями k , одна из которых была показана на рис. 8, т. е. с длинами волн слегка меньше или слегка больше средней, отвечающей k_0 .

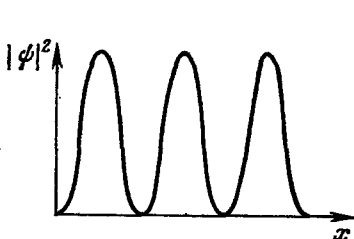


Рис. 8.

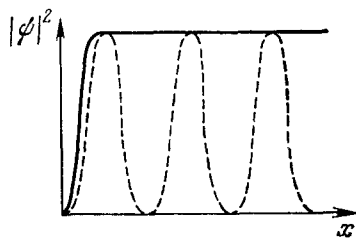


Рис. 9.

Суммирование всех этих волн приводит к результату, показанному сплошной линией на рис. 9 (штриховая линия на этом графике отвечает единственной волне с $k = k_0$).

Из рис. 9 видно, что вероятность найти два электрона на некотором расстоянии x друг от друга, грубо говоря, постоянна для больших расстояний, но она быстро уменьшается при малых расстояниях. Область резкого изменения этой вероятности примерно отвечает расстоянию, на котором $\sin kx$ меняется от 1 до 0, т. е. расстоянию порядка $0 \leq x \leq \leq 1/k_0$. Но это и означает, что два одинаковых фермиона не могут одновременно занимать одно и то же положение в пространстве. Минимальное возможное расстояние между ними имеет порядок их средней длины волны $\lambda = 1/k_0$, отвечающей их импульсу $p_0 = \hbar k_0$.

Это — очень интересное заключение. Можно считать его тем «следом», который остался в квантовой механике от старой идеи о том, что электроны, протоны и нейтроны суть твердые непроницаемые шарики. Эта идея классической физики, конечно, ошибочна, но фермионы в самом деле ведут себя так, словно обладают некоторым радиусом. Однако этот радиус зависит от их импульса и, значит, от их энергии. Чем выше импульс, тем меньше тот радиус, за которым частицы становятся как бы непроницаемыми.

Применим эти соображения к газу электронов. Рассмотрим в объеме V группу из N электронов с параллельными спинами, а значит, полностью неразличимых. Тогда этой группе электронов должна отвечать некоторая минимальная средняя энергия. Стандартный способ нахождения этой энергии по квантовой механике заключается в том, чтобы наделить электроны собственными состояниями в этом «ящике» объема V . Каждое такое собственное состояние предназначено для занятия только одним электроном. Вся эта система называется ферми-газом. Такой газ в целом приходит в наинизшее состояние, когда электроны заполняют все наиболее низко расположенные энергетические уровни; энергию этого состояния можно вычислить. Все это достаточно просто. Мы, однако, проведем вычисление другим путем. Он приводит к той же окончательной формуле, что и точный квантовомеханический расчет, за исключением другого численного коэффициента.

С каждым электроном связана занимаемая им область пространства размерами порядка $\frac{4\pi}{3} \left(\frac{\hbar}{2} \right)^2$, где \hbar связана с импульсом электрона соотноше-

нием $p = \hbar k = \hbar/\lambda$. Объем, занимаемый всеми электронами, тогда равен

$$V = N \cdot \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda_m}{2} \right)^3, \quad (1,10)$$

где λ_m — максимальное возможное среднее значение λ при данных значениях N и V . Но

$$V = N \cdot \frac{4\pi}{3} \left(\frac{d}{2} \right)^3, \quad (1,11)$$

где d — среднее расстояние между электронами, поэтому

$$d \approx \lambda_m,$$

т. е. в ферми-газе средняя длина волны электронов имеет тот же порядок величины, что и среднее расстояние между электронами.

Если спины электронов направлены случайным образом, то можно считать, что у $N/2$ электронов они ориентированы в данном, а у $N/2$ электронов — в противоположном направлении. Каждую из этих групп электронов можно рассматривать порознь, так как принцип Паули не накладывает никаких запретов на электроны с противоположными ориентациями спинов (они теперь не находятся в одинаковых квантовых состояниях). Тогда соотношение (1,10) принимает вид

$$V = \frac{N}{2} \cdot \frac{4\pi}{3} \left(\frac{\lambda}{2} \right)^3,$$

а уравнение (1,11) остается прежним. Приравняв их друг другу, найдем

$$\frac{\lambda}{3\sqrt{2}} \approx d, \quad \text{или} \quad \frac{d}{\lambda} \approx \frac{1}{3\sqrt{2}} *).$$

Те же соображения можно использовать для вычисления средней кинетической энергии электрона в ферми-газе:

$$K_{\text{ср}} \approx \frac{p^2}{2m_e} = \frac{\hbar^2}{2m_e \lambda^2} \approx \frac{\hbar^2}{2m_e d^2} **).$$

1.10. Излучение абсолютно черного тела

Излучение абсолютно черного тела с температурой T испускается некоторым объемом V , находящимся при той же температуре и содержащим электромагнитное излучение. Существует определенная плотность этого излучения, т. е. определенная энергия его на единицу объема, выражаемая законом Стефана — Больцмана:

$$\frac{E_{\text{изл}}}{1 \text{ см}^3} = \frac{\pi^2}{15} \frac{1}{\hbar^3 c^3} (kT)^4.$$

Эту формулу можно получить, если рассматривать излучение как фотонный газ со средней энергией kT . Можно считать, что каждый фотон занимает куб со стороной λ , где $\lambda = c/\omega$, т. е. занимает объем, примерно равный λ^3 . Энергия каждого фотона есть $\hbar\omega$, где ω удовлетворяет соотношению $\hbar\omega = kT$. Тогда плотность излучения равна отношению энергии фотона к занимаемому им объему:

$$\frac{E_{\text{изл}}}{1 \text{ см}^3} = \frac{\hbar\omega}{\lambda^3} = \frac{\hbar\omega}{(c/\omega)^3} = \frac{\hbar\omega^4}{c^3} = \frac{(kT)^4}{\hbar^3 c^3},$$

т. е. мы получаем закон Стефана — Больцмана.

*) Точный квантовомеханический расчет для случайной ориентации спинов электронов дает $d/\lambda = 2$, 34.

**) Точное квантовомеханическое выражение:

$$K_{\text{ср}} = 5,5 \frac{\hbar^2}{2m_e d^2}.$$

2. ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Ядерная физика играет существенную роль в исследовании звезд и происходящих в них процессов, поэтому мы скажем о ней несколько слов. До сих пор мы рассматривали только атомные процессы. Очень просто и поучительно перейти от атомных к ядерным явлениям с помощью следующих соображений.

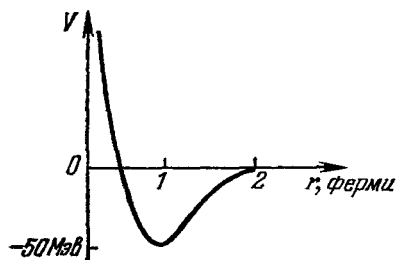


Рис. 10.

Атом водорода представляет собой систему двух частиц, связанных кулоновской силой притяжения. Дейтрон также состоит из двух частиц, протона и нейтрона, но связанных силами уже другого рода, а именно ядерными силами. К сожалению, природа этих сил много сложнее, чем кулоновских сил, и мы еще, в сущности, не понимаем ее.

На рис. 10 показан график потенциала ядерных сил в дейтроне в зависимости от радиуса r . Шкала r выражена в единицах ферми, 1 ферми = 10^{-13} см. Точный вид $V(r)$ зависит от того, параллельны или антипараллельны спины обоих нуклонов и симметричны или антисимметричны их взаимные квантовые состояния. Однако рассмотрение рис. 10 позволяет сделать довольно общие заключения о ядерных силах:

1) они производят отталкивание на малых расстояниях примерно до $1/2$ ферми;

2) они вызывают притяжение на расстояниях примерно более 1 ферми;

3) они имеют конечный радиус действия, равный примерно 2 ферми.

Теперь, если вы немного знакомы с химией, вы можете отметить, что график $V(r)$ напоминает ход «химического» потенциала между двумя атомами в молекуле, который также отвечает силам отталкивания на малых и силам притяжения на больших расстояниях. Это наблюдение может оказаться существенным.

Силы химической связи не являются какими-то особыми силами, а представляют собой некий очень сложный итог кулоновских сил взаимодействия между атомами, входящими в состав молекул. Может быть, и ядерные силы — такие же «производные» силы, некое проявление взаимодействий между более фундаментальными частицами, возможно, и кварками, если только они существуют. К настоящему времени проделана уже огромная экспериментальная работа с целью выяснить природу ядерных сил. Можно напомнить, что в свое время открытие Резерфордом и Бором строения атома составило ту основу, на которой впоследствии развилась теория такого сложного явления, как химическая связь. На сегодняшний день мы еще не достигли такой степени знания структуры ядерных частиц и не имеем еще той основы, на которой можно было бы построить точную теорию ядерных сил.

Сравнение ядерных и кулоновских сил показывает, что между ними существуют два фундаментальных различия. Кулоновские силы на всех расстояниях имеют один и тот же знак — либо притяжение, либо отталкивание. Ядерные же силы притяжения сменяются силами отталкивания на малых расстояниях. Кулоновские силы действуют неограниченно далеко, ядерные же имеют конечный радиус действия. Чтобы произвести грубое количественное сравнение обоих типов сил, можно принять, что ядерные силы в той области, где они являются силами притяжения, примерно в десять раз сильнее кулоновских сил. Иными словами, в этой области

потенциальная энергия ядерных сил меняется, грубо говоря, как $-g^2/r$, где $g \sim 3,3 e$. Используем эту оценку для получения примерного порядка величин радиуса и энергии связи дейтрона. В разделе 1.1 мы определили эти величины для атома водорода, а именно:

$$a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \quad \text{и} \quad E_0 = -\frac{m_e e^4}{\hbar^2}.$$

Заменяв e на g и m_e на m_p , сразу получаем

$$a_d = \frac{\hbar^2}{m_p g^2} \sim \frac{1}{20\,000} a_0,$$

где a_d — порядка нескольких ферми, и

$$E_d = -\frac{m_p g^4}{\hbar^2} \sim 200\,000 E_0,$$

что составляет примерно несколько миллионов электрон-вольт.

Разумеется, подобные сопоставления надо производить с известной осторожностью, поскольку система из двух нуклонов весьма существенно отличается от атома водорода. Так, дейтрон существует только в основном состоянии (орбитальное квантовое число L для нуклонов в нем равно нулю; правда, вследствие того, что дейтрон — не точно сферически-симметричная система частиц, к состоянию с $L = 0$ добавляется 5%-ная «примесь» состояния с $L = 2$). Это обусловлено короткодействующим характером ядерных сил. Допустим, мы предположили, что дейтрон может существовать в состоянии с $L = 1$. Тогда, по аналогии с атомом водорода, он должен был бы иметь радиус $4a_d$, но это выходит за пределы действия ядерных сил, и в таком состоянии дейтрон не смог бы существовать: протон и нейтрон немедленно разлетелись бы прочь друг от друга.

Уже из этого примера видно существенное различие между ядерными и электромагнитными силами. Мы, однако, будем использовать величины a_d и E_d в качестве грубых характеристик систем ядерных частиц. Возможно, лет через двадцать наступит такой день, когда мы сможем предложить вашему вниманию вполне удовлетворительную теорию ядерных сил.

3. ЗВЕЗДЫ *)

3.1. Введение

Мы здесь дадим оценки размеров звезд и обсудим пути звездной эволюции. Мы увидим, что в таких оценках на сцене появятся некоторые фундаментальные постоянные и ряд других параметров, которые уже давно фигурируют в качестве основных в явлениях молекулярного, атомного и ядерного мира.

Для упрощения рассуждений мы примем, что звезда имеет постоянную плотность. Это, конечно, неправильно; плотность вещества звезды нарастает по мере приближения к ее центру; мы тем не менее будем оперировать средней плотностью и средним радиусом звезды. Те ошибки, которые мы при этом допустим, меньше, чем могло бы показаться, поскольку плотность звезды спадает быстро лишь во внешних ее слоях, так что те оценки, которые мы сделаем, будут правильными по порядку величины. Конечно, строго говоря, такой подход ненаучен, но ради ясности основных соображений мы можем это позволить себе, тем паче, что астрофизики уже получили более точные оценки, решив сложные дифференциальные уравнения.

*) Излагаемые в этом разделе соображения навеяны чтением статьи Э. Солпитера в юбилейном сборнике ³, выпущенном в честь Г. А. Бете.

3.2. Теорема вириала, или как работают силы в звездах

Выведем прежде всего для звезд известную теорему вириала, которая свяжет внутреннюю кинетическую энергию с потенциальной энергией поля тяготения звезды. Предположим, что звезда частично состоит из водорода при высокой температуре, иными словами, — из свободных протонов и электронов, а частью — из излучения, т. е. фотонов. При этом мы пренебрежем одно- или двухпроцентной примесью других ядер.

Звезду удерживают в равновесии две противоборствующие силы. Первой из них является сила тяготения, которая стремится сжать звезду. Второй является сила давления P , которая противодействует сжатию звезды. Это давление создается за счет кинетической энергии движения частиц звездного вещества, точно так же, как в случае молекул в газе.

Потенциальная энергия звезды постоянной плотности равна $\Omega = -\lambda GM^2/R$, где R и M — радиус и масса звезды, G — гравитационная постоянная, а λ — некоторый численный множитель порядка единицы. Если мы немного увеличим радиус R и тем самым объем V звезды, то энергия U звезды возрастет на

$$dU = -PdV + d\Omega.$$

Если звезда находится в устойчивом равновесном состоянии, то ее энергия будет минимальной, и, следовательно, мы должны положить $dU = 0$. Поскольку $V \sim R^3$, то получаем

$$0 = -3PV \frac{dR}{R} + \frac{\lambda GM^2}{R} \frac{dR}{R},$$

откуда

$$3PV = \frac{\lambda GM^2}{R} = -\Omega.$$

Получим теперь выражение для давления P . В случае частиц, образующих идеальный газ, $P = \frac{1}{3}nprv$, где n — плотность частиц в газе, а pv — среднее значение произведения скорости и импульса каждой частицы. Чтобы убедиться в правильности этого выражения для P , достаточно заметить, что частица с импульсом p , ударяя в стенку сосуда под прямым углом к ее траектории и отскакивая от стенки по закону упругого удара, передает стенке импульс $2p$. Если в 1 см^3 газа содержится n таких частиц, то за 1 сек на 1 см^2 поверхности стенки придется nv ударов, которые создадут давление на стенку, равное $2nprv$. Поскольку в пространстве существует шесть различных направлений, то в данную стенку ударит лишь $\frac{1}{6}$ всех частиц, имеющих скорость v . Для нерелятивистских частиц справедливо соотношение между импульсом и скоростью $p = mv$, что дает

$$P = \frac{1}{3} mnv^2 = \frac{2}{3} \epsilon,$$

где ϵ — средняя плотность кинетической энергии (т. е. энергия, приходящаяся на единицу объема газа).

Для релятивистских частиц $v \sim c$, поэтому теперь $p = E/c$, и мы находим

$$P = \frac{1}{3} nE = \frac{1}{3} \epsilon.$$

Это последнее соотношение, разумеется, справедливо и для фотонов. Оба соотношения, как мы видим, существенно различаются важным множителем 2.

Так как кинетическая энергия частиц звездного вещества $K = V\epsilon$, то мы видим, что $2K = -\Omega$ для нерелятивистских частиц и $K \rightarrow -\Omega$ для ультрарелятивистских частиц. Полная энергия $U = K + \Omega$; она, таким образом, равна $1/2\Omega$ для нерелятивистских частиц и стремится к нулю для ультрарелятивистских частиц, — как уже сказано выше, различие весьма существенное. В первом случае U отрицательно, поскольку отрицательно Ω , и отсюда следует, что состояние звезды устойчиво. Во втором случае U равно нулю (строго говоря, U при этом имеет малое отрицательное значение), и достаточно сообщить звезде совсем малую энергию, чтобы она «разлетелась на куски». Следовательно, ультрарелятивистские звезды неустойчивы. Физическая причина этой неустойчивости состоит в том, что давление излучения внутри звезды противодействует гравитационной силе значительно более эффективно, чем давление частиц.

3.3. Холодные звезды

3.3.1. Размеры и температура. Рассмотрим сначала холодные звезды, т. е. такие, в которых давление излучения мало по сравнению с давлением газа нерелятивистских частиц. Положим, что числа N этих частиц — протонов и электронов — равны. Если температура звезды T , то средняя кинетическая энергия каждой частицы равна $3/2 kT$, где k — постоянная Больцмана. Полная кинетическая энергия частиц звездного вещества равна тогда $K = 3NkT$, т. е.

$$3NkT = -\frac{\Omega}{2} = \frac{1}{2} \frac{\lambda GM^2}{R}.$$

Опуская численные множители порядка 1 и деля обе части этого соотношения на N , найдем кинетическую энергию одной частицы, равную

$$kT \sim \frac{GM^2}{NR}.$$

Введем среднее расстояние d между соседними протонами из условия $Nd^3 \sim R^3$. Положив, далее, $M = N(m_p + m_e) \sim Nm_p$ (поскольку масса электрона мала по сравнению с массой протона), получим

$$kT \sim Gm_p^2 \frac{N^{2/3}}{d}.$$

Используя, наконец, «гравитационную постоянную тонкой структуры», введенную в разделе 1.7, $\alpha_G = Gm_p^2/\hbar c$ и число $N_0 = (1/\alpha_G)^{3/2}$, найдем

$$kT \sim \left(\frac{N}{N_0} \right)^{2/3} \frac{\hbar c}{d}. \quad (3,1)$$

Нам предстоит убедиться в том, что N близко к числу протонов на Солнце!

3.3.2. Эволюция холодной звезды. Но прежде используем результат (3,1) для того, чтобы описать путь развития звезды. Вначале, когда звезда только формируется из конденсирующегося водородного облака, d очень велико, а T очень низка. По мере того как это облако сжимается, d уменьшается, а T возрастает. Полученная ранее оценка $U = 1/2\Omega \sim -\frac{GM^2}{R}$ показывает, что при сжатии звезды ее полная энергия возрастает. Действительно, при этом звезда становится все горячее и вследствие этого начинает все сильнее излучать. Мы, таким образом, имеем систему, которая теряет энергию и, несмотря на это, повышает свою температуру!

Разумеется, это является следствием теоремы вириала, которая говорит, что звезда теряет больше потенциальной энергии, чем приобретает внутренней кинетической энергии. Аналогичное положение имеет место при движении Луны вокруг Земли. Допустим, что мы попытались бы уменьшить скорость обращения Луны, поразив ее большой ракетой с противоположным направлением движения. После чудовищного взрыва энергия Луны уменьшилась бы, и она начала бы «падать» в направлении к Земле. По мере того как ее орбита пролегла бы все ближе к Земле, скорость движения Луны по орбите возрастала бы. В результате наша попытка «погасить» скорость Луны привела бы к противоположному результату.

3.3.3. Электроны требуют «жизненного пространства», а принцип Паули поддерживает это требование. Итак, мы пришли к сжимающейся, разогревающейся и излучающей звезде, но ясно, что такое «коллапсирование» звезды не может продолжаться до бесконечности. Предел этому процессу ставит конечная сжимаемость вещества, в свою очередь объяснимая с помощью принципа Паули. Вспомним, что этот принцип требует, чтобы кинетическая энергия каждого электрона в некотором заполненном ими объеме была бы не меньше $\hbar^2/m_e d^2$, где d — расстояние между электронами. (Так как в звезде числа протонов и электронов одинаковы, то расстояние d будет тем же, что и прежде.) Вследствие того, что электроны «пружинят» при сжатии звезды, возникает «внутреннее» давление, называемое давлением вырожденного газа. Протоны тоже «пружинят», но соответствующий эффект значительно меньше, поскольку $1/m_p$ много меньше $1/m_e$.

Выше мы пренебрегали «давлением вырождения» и писали просто $P = = 1/3 \varepsilon$, так что оказывалось $PV = 1/3 K = NkT$. Теперь мы видоизменим это соотношение, добавив в него указанное давление:

$$PV = NkT + \frac{N\hbar^2}{m_e d^2}.$$

Тогда вместо соотношения (3,1) окажется

$$kT + \frac{\hbar^2}{m_e d^2} \sim \left(\frac{N}{N_0} \right)^{2/3} \frac{\hbar c}{d}. \quad (3,2)$$

3.3.4. Максимальная температура и минимальные размеры. Правильное соотношение выглядит сложнее, чем (3,2). Однако (3,2) имеет верную форму для асимптотически малых и больших значений d . Зависимость $-kT$ от d показана в виде графика на рис. 11. Форма этого графика типична для зависимости вида $\frac{A}{d^2} - \frac{B}{d}$, отвечающей энергии атома водорода (см. п. 1.1.).

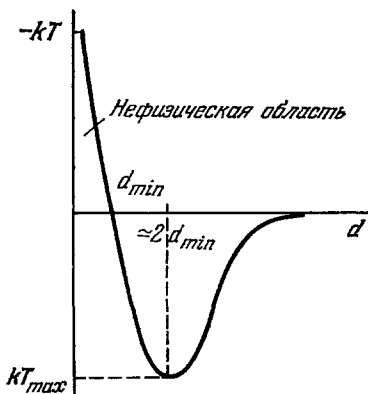


Рис. 11.

Существование «давления вырождения» имеет двойное следствие:

а) возможная температура звезды имеет предел, зависящий от размеров ее и определяемый соотношением

$$kT_{\max} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^{4/3} m_e c^2;$$

б) звезда может сжиматься только до некоторого минимального радиуса, при котором $T = 0$. Меньшим радиусам отвечают физически бессмысленные отрицательные абсолютные температуры.

На этом конце температур звезда представляет собой просто предельно холодную «болванку» с минимальным расстоянием между частицами

$$d_{\min} = \frac{\hbar}{m_e c} \left(\frac{N_0}{N} \right)^{2/3}.$$

При охлаждении звезды от T_{\max} до $T = 0$ она «высвечивается» за очень короткий промежуток времени. В этот период своей эволюции она называется «белым карликом». Интересно, что при T_{\max} значение d всего лишь примерно вдвое превышает значение d_{\min} .

3.3.5. Ядерные реакции и смысл понятия «звезда». Теперь, используя выражение для T_{\max} , мы определим минимальный возможный размер звезды. Необходимо, чтобы T_{\max} было достаточно высоким, так чтобы в звезде могли идти термоядерные реакции; в противном случае небесному объекту нельзя дать названия звезды. Если температура такого объекта всегда очень низка, то система коллапсирует, при этом разогревается, а затем охлаждается (см. рис. 11), но весь этот процесс длится лишь миллионы лет, тогда как ядерные реакции поддерживают жизнь звезды в течение по крайней мере миллиардов лет.

Ядерные реакции идут, если энергия реагирующих частиц составляет по порядку величины не менее $1/_{10} \text{ Мэв}$. По чистой случайности энергия покоя электрона — того же порядка и равна примерно $0,5 \text{ Мэв}$. Примем, что ядерные реакции начинаются при средней температуре, несколько меньшей этого предела, а именно, при энергии $f m_e c^2$, где f имеет значение примерно от $1/_{10}$ до $1/_{50}$. Иными словами, требуется, чтобы было

$$kT_{\max} > f m_e c^2,$$

или же

$$\frac{N}{N_0} > f^{3/4} \sim 1/10.$$

Величина N_0 имеет порядок 10^{57} и с точностью до множителя порядка 2 равна числу протонов на Солнце. Мы тем самым приходим к заключению, что самые маленькие звезды должны иметь массы, равные примерно $1/_{10}$ массы Солнца. Звезды еще меньших размеров уже не будут излучать, а значит, их нельзя наблюдать.

Небесные тела с числом частиц менее $1/_{10} N_0$ уже не могут претендовать на звание звезд. Их эволюция определяется только противодействующими силами давления и тяготения. Последние, однако, не столь велики, чтобы преодолеть «амортизирующую способность» электронного газа и сжать звезду до такой степени, что ее разогрев приведет к началу ядерных реакций, продляющих жизнь звезды. Такие объекты после чрезвычайно яркой конечной стадии (стадии белого карлика) погаснут и будут существовать в виде холодной «болванки». Если величина N/N_0 не слишком мала, то система в конце концов окажется в сильно сжатом состоянии. Зададимся вопросом, каким должно быть наибольшее значение N , чтобы такой холодный объект не оказался сжатым «слишком» сильно.

3.3.6. Когда вещество не становится звездой. Для вещества в привычных нам состояниях расстояние между соседними протонами всегда больше боровского радиуса. Поэтому мы потребуем, чтобы и в небесном объекте минимальное расстояние между протонами было

$$d_{\min} > a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e c^2}.$$

Тогда

$$\frac{\hbar}{m_e c} \left(\frac{N_0}{N} \right)^{2/3} > \frac{\hbar^2}{m_e c^2},$$

или, иначе говоря,

$$\frac{N}{N_0} < \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^{3/2} = \alpha^{3/2} \sim \frac{1}{1000}.$$

Таким образом, пока вещество существует в виде неионизированных атомов, мы должны иметь

$$N < \frac{1}{1000} N_0.$$

Типичной для этого предела является масса Юпитера. Мы таким путем получили оценку для верхнего предела масс планет.

Но можно получить оценку и нижнего предела масс планет, потребовав, чтобы высота гор на них была по крайней мере меньше их радиуса! В конце концов, наиболее «рациональной» формой планеты является шар. Следовательно, планета должна быть достаточно велика для того, чтобы сила тяжести на ней смогла возобладать над силами, обеспечивающими прочность ее вещества, и смогла «сгладить» ее форму, если вначале эта форма была «неправильной». Вспоминая наши рассуждения по поводу высоты гор, мы теперь можем указать нижний предел радиуса планеты:

$$(R^*)^2 = \beta \eta f \frac{\alpha}{\alpha_G} \frac{a_0^2}{A^2}.$$

Отсюда получаем, что R^* составляет около 500 км. Такая величина близка к верхнему пределу размеров астероидов.

Кратко суммируем сказанное. Требуя, с одной стороны, чтобы вещество не было чрезмерно сжато, а с другой, — чтобы горы не были слишком высоки, мы получили верхний и нижний пределы для размеров планет. Размеры Земли находятся как раз между этими двумя пределами. В свою очередь, требуя, чтобы в звездах могли протекать термоядерные реакции, мы определили нижний предел размеров звезды.

3.4. Горячие звезды

Теперь мы определим верхний предел размеров звезд. Большие звезды становятся горячими, и уже более нельзя игнорировать их излучение. Напомним следующее из теоремы вириала заключение, что звезда, состоящая в основном из излучения, неустойчива. Эта неустойчивость и определяет верхний предел размеров звезд.

3.4.1. На сцену выходят фотоны. Мы используем закон Стефана — Больцмана, который гласит, что плотность энергии фотонов при температуре T примерно равна $(kT)^4/\hbar^3 c^3$. Вспоминая, что для нерелятивистских частиц вещества $P = \frac{2}{3} \epsilon$, а для фотонов $P = \frac{1}{3} \epsilon$, мы получим, опуская численные множители порядка единицы:

$$PV = NkT + \frac{(kT)^4 V}{\hbar^3 c^3}.$$

С учетом излучения соотношение (3,1) переходит в

$$kT + \frac{(kT)^4 d^3}{\hbar^3 c^3} \sim \left(\frac{N}{N_0} \right)^{2/3} \frac{\hbar c}{d}, \quad (3,3)$$

где использовано то, что $V \sim Nd^3$. Обозначив отношение $kTd/\hbar c$ через κ , придем к простому соотношению:

$$\kappa (1 + \kappa^3) \sim \left(\frac{N}{N_0} \right)^{2/3}.$$

Теперь мы можем ответить на вопрос: когда излучение в звезде начинает преобладать над веществом?, т. е., по существу, получить критерий устойчивости звезды. Ответ гласит: когда κ^3 велико по сравнению с 1.

А это в свою очередь означает, что будет велико отношение N/N_0 . Например, можно положить, что $N/N_0 \sim 50$ и тем самым получить верхний предел размеров звезды.

Вспоминая, что $N_0 \sim 10^{57}$, мы заключаем, что число протонов в звезде должно, грубо говоря, находиться в пределах от 10^{56} до 10^{59} .

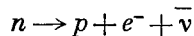
3.4.2. Но теперь и электроны становятся релятивистскими. До сих пор мы предполагали, что протоны и электроны в звезде имеют нерелятивистские энергии. Для холодной звезды мы имели $kT_{\max} = (N/N_0)^{4/3} m_e c^2$, что, скажем, при $N/N_0 \sim 1/5$ давало кинетические энергии частиц, малые по сравнению с их энергией покоя.

Для холодных звезд такое допущение было правильным. Для горячих звезд, у которых $N/N_0 > 1$, оно уже несправедливо. Электроны в них движутся значительно энергичнее, и по мере того как энергия фотонов все более превышает $m_e c^2$, все чаще возникают пары из электронов и позитронов.

В свое время мы привели выражение для «давления вырождения» $\hbar^2/m_e d^2$. Оно было вычислено исходя из того, что длина волны электронов $\lambda \sim d$ (согласно принципу Паули) и что энергия нерелятивистских электронов равна $p^2/2m_e$, где $p = \hbar/\lambda$. Для релятивистских электронов величину $\hbar^2/m_e d^2$ следует заменить на $\hbar c/d$. Следовательно, «амортизирующий эффект» электронного газа, связанный с быстро растущим при уменьшении d членом вида $1/d^2$, теперь исчезает. Вместе с тем для горячей звезды член $\hbar c/d$, фигурирующий теперь в левой части соотношения (3,3), оказывается малым по сравнению с аналогичным членом в правой части, поскольку $N/N_0 \gg 1$. Поэтому давлением вырожденного электронного газа в горячей звезде можно пренебрегать.

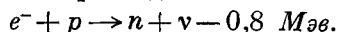
Таким образом, горячая звезда сжимается и при этом становится еще более горячей, еще более релятивистской, и нет «амортизирующего» действия электронного газа, который мог бы притормозить этот коллапс. Разумеется, описанный процесс поддерживается ядерными реакциями, которые поставляют энергию быстрее, чем звезда излучает ее. Но и когда ядерное топливо звезды истощается, «схлопывание» тем не менее продолжается (рис. 12).

3.4.3. В и г р у в х о д я т н е й т р о н ы. При возрастании температуры и уменьшении расстояния между частицами звездного вещества на сцену выходит новое явление, которое мы назовем обратным распадом нейтрона, хотя оно и не является точным обращением реакции нейтронного распада. Известно, что свободные нейтроны распадаются на протоны, электроны и антинейтрино по схеме



с высвобождением в каждом акте распада энергии $0,8 \text{ Мэв}$ благодаря тому, что масса нейтрона превышает сумму масс образующихся протона и электрона.

«Обратным нейтронным распадом» мы называем реакцию



Она становится возможной, когда электроны имеют кинетические энергии порядка 1 Мэв или более. Этой реакции благоприятствует и то, что она идет с поглощением части кинетической энергии электронов.

Мы, таким образом, приходим к нейтронной звезде. Вначале нейтроны в звезде нерелятивистские, поскольку их масса значительно превышает

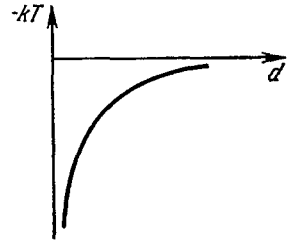


Рис. 12.

массу электронов. По этой же причине они оказывают слабое «амортизирующее» противодействие сжатию звезды. Вскоре, однако, из-за продолжающегося роста температуры они становятся релятивистскими. Звезда продолжает сжиматься, но теперь уже вовсе нет «внутреннего» давления, которое было бы в состоянии остановить этот процесс.

В принципе при этом могут наступить два положения — одно приятное, а другое — неприятное.

3.4.4. Приятное положение: пульсары и космические лучи. Звезды обычно вращаются вокруг своей оси, и сохранение момента импульса при их сжатии требует, чтобы увеличивалась угловая скорость их вращения. Если вначале звезда имела какую-либо асимметрию формы, то в дальнейшем эта асимметрия может только увеличиваться. Рано или поздно звезда тогда разорвется на ряд осколков. и существует вероятность, что число частиц в каждом из осколков будет меньше N_0 . Тогда к этим осколкам можно применить те соображения, которые были высказаны в отношении холодных звезд. Дополнительным фактором, который надо будет учесть при этом, является «амортизирующее» давление нейтронного газа.

Радиусы этих осколков в конце концов окажутся очень малыми — что-нибудь около 10 км, а периоды их вращения, если принять такой период для «материнской» звезды примерно в 25 суток *), составят миллисекунды. Излучение такого асимметричного объекта в любом диапазоне длин волн будет казаться нам пульсирующим. Мы полагаем, что именно таково происхождение пульсаров.

Осколки при своем образовании захватят магнитное поле, существовавшее в «материнской» звезде, а коллапс существенно увеличит его напряженность. При наличии такого поля частицы в звезде могут ускоряться до фантастических энергий, прежде чем вылетят из нее. Мы полагаем, что именно таким путем возникают космические лучи.

3.4.5. Неприятное положение: «невидимые» звезды. Допустим, что коллапсирующие горячие звезды не дробятся на осколки. Тогда не существует никакого предела их сжатию. Имеет предел только наше знание тех процессов, которые действительно происходят при этом в звездах. И возможно, этот предел будет существовать до тех пор, пока мы буквально не сможем заглянуть внутрь этих звезд.

Устанавливается этот предел существованием так называемого шварцшильдовского радиуса. Если звезда сожмется до такой степени, что ее радиус окажется меньше шварцшильдовского, начнутся ужасные вещи. но, к счастью, мы никогда не увидим их. А раз мы их не увидим, то нечего их и бояться! Рассмотрим фотон частоты ω и энергии $\hbar\omega$, покидающий поверхность такой звезды. Вычислим радиус звезды, при котором ее гравитационное поле окажется столь сильным, что «завернет» фотон обратно в звезду, так что он никогда ее не покинет.

Потенциальная энергия фотона на поверхности звезды составляет

$$-\frac{GM}{R} \frac{\hbar\omega}{c^2},$$

так что его энергия на этой поверхности будет равна

$$\hbar\omega' = \hbar\omega - \frac{GM}{R} \frac{\hbar\omega}{c^2}.$$

Следовательно, как только радиус звезды достигнет значения

$$R = \frac{GM}{c^2},$$

*) Примерно такой период вращения имеет Солнце.

энергия $\hbar\omega'$ обратится в нуль, ни один фотон не покинет звезду, и мы никогда не увидим, что там происходит.

Величина GM/c^2 и есть шварцшильдовский радиус. Общая теория относительности, правда, предсказывает для него ровно вдвое большее значение, но мы интересуемся здесь только порядком его величины. Заметим, кстати, что потенциальная энергия частицы массы m в поле тяготения звезды шварцшильдовского радиуса равна $-\frac{GMm}{R} = -mc^2$, тогда как ее энергия покоя составляет mc^2 . Это означает, что полная энергия частицы в таком поле обращается в нуль. Но это же означает, что рождение новых частиц в шварцшильдовской сфере не подчинялось бы закону сохранения энергии!

Итак, конечную стадию коллапса горячей звезды никогда не увидит «посторонний» наблюдатель: она будет доступна только наблюдателю, «схлопывающемуся» вместе со звездой. Это можно выразить и другими словами: сжатие звезды, перешагнувшей своими размерами шварцшильдовский радиус, будет для внешнего наблюдателя происходить в «более чем бесконечном» будущем *).

3.4.6. Где физика высоких энергий может протянуть руку астрофизике. Мы закончим наши лекции следующим кратким замечанием. В земных условиях, где энергии заключены в пределах нескольких электрон-вольт, наибольшую важность имеют процессы, изучаемые атомной физикой. В центре звезд энергии частиц достигают миллионов электрон-вольт, и для изучения происходящих там процессов нужна уже ядерная физика. Можно задаться вопросом: а где во Вселенной обычными будут такие процессы, для понимания которых нужна физика высоких энергий?

Ответ состоит в том, что единственным известным нам источником гигантских энергий в больших объемах вещества является тяготение. Для физики высоких энергий характерно, что сообщаемые частицам энергии на ускорителях имеют тот же порядок величины, что и их энергия покоя, т. е. имеют порядок 1 Гэв . Значит, физика высоких энергий выступает на сцену, когда кинетические энергии частиц становятся сравнимыми с их энергией покоя. Теорема вириала показывает, что кинетические энергии частиц в звездах имеют порядок величины тот же, что и их потенциальные энергии в звездных гравитационных полях. А мы видели, что эти потенциальные энергии сравниваются с энергией покоя частиц в пределе шварцшильдовского радиуса. Так получается, что физика высоких энергий нужна для изучения таких звезд, которых мы вообще не можем увидеть!

Явления в больших массах вещества, происходящие при очень высоких энергиях, связаны с гравитацией. Но это дает нам в руки инструмент для исследования крайних стадий звездной эволюции. Бесконечно малое смыкается с бесконечно большим!

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Landolt-Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik, Neue Serie, Gesamtherausgabe K. H. Hellwege, Gruppe 1, Band 1: Energie-Niveaus der Kerne. Springer-Verlag, Berlin, 1961.
2. R. S. Shankland, Atomic and Nuclear Physics, McMillan, New York, 1955.
3. Perspectives in Modern Physics, ed. by R. Marshak, 1966.

*) Здесь имеется в виду то, что приближение звезды к сфере гравитационного радиуса, равно как и падение любого тела на такую сферу, по часам внешнего наблюдателя будет совершаться бесконечно долго. То, что произойдет со звездой «потом», действительно для этого наблюдателя будет уже в «забесконечном» будущем. (Прим. перев.)