

§ 9. Заполнение электронных оболочек атомов в таблице Д. И. Менделеева

Опыты Дж. Чадвика (гл.1, § 2) показали, что заряд ядра совпадает с порядковым номером элемента в таблице Д. И. Менделеева, а следовательно, и с числом электронов в электронной оболочке нейтрального атома. Воспользуемся принципом Паули и объясним закономерность заполнения электронных оболочек. Пусть главное квантовое число $n=1$. Соответствующая оболочка называется К-оболочкой (гл.1, § 4). Тогда орбитальное квантовое число l (гл.1, § 5) может иметь лишь одно значение $l=0$. Магнитное квантовое число m_l также в данном случае имеет только одно значение $m_l=0$. Спиновое квантовое число электрона имеет два значения $s = \pm \frac{1}{2}$. Следовательно, при $n=1$ в электронной оболочке может находиться всего два электрона, спины которых противоположны. Полученный результат находится в соответствии с формулой (гл.1, § 5), указывающей, что число электронов при $n=1$ равно: $N = 2n^2 = 2$. Так как $l=0$, то это состояние электрона называется s -состоянием. Атом, у которого заряд ядра равен 1, должен иметь один электрон. Таким атомом в нормальном состоянии является атом водорода. Если в оболочке атома имеются всего два электрона, то оба будут находиться в s -состоянии, причем спины их направлены противоположно. Таким атомом является атом гелия. При главном квантовом числе, равном 1, в атоме не может быть больше двух электронов. Поэтому s -состояние с двумя электронами является полностью заполненным. В этом случае возникает устойчивая электронная оболочка инертного газа гелия. Символически состояние электронов в атоме записывается так: сначала главное квантовое число n , затем индекс состояния $s, p, d, \dots$, над ним в виде показателя степени число электронов в этом состоянии N . Символически энергетическое состояние электронов водорода и гелия можно записать так: для $H-1s^1$, для $He-1s^2$.

Рассмотрим главное квантовое число $n=2$. Соответствующая ему электронная оболочка называется L - оболочкой, орбитальное квантовое число может иметь значения $l=0,1$; а магнитное квантовое число $m_l = -1,0,1$. Благодаря двум возможным ориентациям спина каждое квантовое состояние может быть заполнено двумя электронами. Всего электронов с главным квантовым числом $n=2$ может быть: $N = 2n^2 = 8$. Из этих восьми электронов два будут находиться в $2s^2$ - состоянии, остальные шесть в состоянии $2p^6$ (необходимо помнить, что атом имеет ещё и те электроны, которые соответствуют квантовому числу $n=1$ и находятся на K - оболочке). Рассмотрим элемент с порядковым номером 3 - Li . У него два электрона находятся в $1s^2$ - состоянии, а третий электрон займёт следующее ближайшее свободное состояние - $2s^1$ - состояние. Символическая запись состояния трёх электронов лития такова: $1s^2 2s^1$ (два электрона в $1s$ состоянии и один электрон в $2s$ состоянии). Взаимодействие $2s^1$ электрона лития с ядром ослаблено тем, что между ним и ядром находятся два электрона в $1s$ – состоянии. Поэтому $2s$ – электрон лития слабо связан в атоме и легко может его покинуть. Именно поэтому Li – химически активный металл. Число электронов во внешней оболочке в простейшем случае характеризует валентность элемента. Таким образом, Li – одновалентен. Электроны в $1s$ – состоянии образуют устойчивую конфигурацию, они не могут самопроизвольно перейти в энергетически более высокое $2s$ состояние, хотя там и имеется одно вакантное место. Число валентных электронов не может самопроизвольно измениться. Поэтому Li всегда одновалентен. У следующих после бериллия ($1s^2 2s^2$) элементов (до 10- го) происходит заполнение $2p$ – состояния, десятый элемент – неон – имеет в $2p$ – состоянии 6 электронов. С учётом принципа Паули в $2p$ – состоянии нельзя поместить больше 6 электронов, поэтому $2p$ – состояние у неона полностью укомплектовано и он является по своим свойствам инертным веществом. Символика для состояния электронов неона такова: $1s^2 2s^2 2p^6$.

Следующий элемент Na имеет порядковый номер 11 , следовательно, в его оболочках находится одиннадцать электронов. Из них

десять заполняют K и L – оболочки, согласно рассмотренной выше схеме, одиннадцатый электрон начинает заполнение очередной оболочки атома, соответствующей главному квантовому числу $n=3$ и обозначаемой индексом M . В этой оболочке имеется $3s$ состояние (для $l=0$ и $m_l=0$), валентный электрон Na располагается в этом состоянии. Символически состояния всех электронов Na запишутся так: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$.

Для последующих элементов таблицы Менделеева заполнение M – оболочки происходит по общему правилу. Сравнение электронных оболочек элементов второго и третьего периодов обнаруживает важную закономерность: число электронов на последней оболочке атома совпадает с номером группы. А так как в группе стоят элементы со сходными химическими свойствами, то можно сделать вывод, что эти свойства определяются электронами, расположенными на последней, не полностью занятой оболочке – валентными электронами. Так объясняется периодичность свойств химических элементов (см. Табл.2).

Табл. 2

Главное квантовое число	Обобщ. оболочку	Подоболочки и число состояний						Число состояний в оболочке
		$s(l=0)$	$p(l=1)$	$d(l=2)$	$f(l=3)$	$g(l=4)$	$h(l=5)$	
1	K	2	-	-	-	-	-	2
2	L	2	6	-	-	-	-	8
3	M	2	6	10	-	-	-	18
4	N	2	6	10	14	-	-	32
5	O	2	6	10	14	18	-	50
6	P	2	6	10	14	18	22	72

При рассмотрении электронных оболочек атомов следующих периодов таблицы обнаруживается отступление от простого закона их заполнения. Так, у калия заполняется не $3d$ состояние, а $4s$ – состояние, которое оказывается энергетически более выгодным ($1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^1$). Конфигурация следующего после калия элемента Ca есть $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2$. Однако, затем снова энергетически более выгодным оказывается заполнение $3d$ состояния, которые оказались незаполненными. Например, у скандия Sc заполнение оболочек будет таким: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^1 4s^2$. Современная квантовая теория атома дала теоретическое обоснование всем этим отступлени-

ям от идеальной схемы заполнения. Можно сформулировать следующие два **одновременно** действующих правила заполнения электронных оболочек: 1) энергетическая выгодность; 2) соблюдение правила (принципа) Паули.

§ 10. Корпускулярные свойства света

В середине 20-х гг. XX века была создана новая физическая теория – квантовая механика, разрешившая те проблемы, с которыми не справилась полуклассическая теория Н. Бора (см. последний абзац §6 гл.1) . В основу новой теории был положен не принцип квантования физических характеристик элементарных частиц, а принципиально новое их свойство – корпускулярно – волновой дуализм проявления физических свойств частиц. Квантование же, в частности энергии, следовало в этой теории как следствие.

Автором идеи о корпускулярно – волновых проявлениях свойств элементарных частиц был французский физик Луи де Бройль. Занимаясь историей физики, де Бройль обратил внимание на то, что свет в одних опытах проявляет волновые свойства (интерференцию, дифракцию, поляризацию), в других – корпускулярные свойства (фотоэффект, Комптон – эффект). Причём, не было ни одного опыта, в котором одновременно проявились бы эти несовместимые свойства.

Напомним суть фотоэффекта. Под действием света отрицательно заряженная пластинка становилась нейтральной (а нейтральная – приобретала положительный заряд). Явление было открыто в 1887 г. немецким физиком Генрихом Герцем, а детально исследовано русским физиком А. Столетовым.

Только в 1905 г. А. Эйнштейн, рассматривая свет как поток корпускул, дал объяснение всем установленным законам этого явления. Формула Эйнштейна, выражавшая закон сохранения и превращения энергии, записывается так:

$$h\nu = A + \frac{mV^2}{2}, \quad (1.10.1)$$

где $h\nu$ - энергия кванта света (световой корпускулы), A - работа выхода электрона из металла, $\frac{mV^2}{2}$ - кинетическая энергия вылетевшего электрона.

В этом явлении свет проявляет только корпускулярные свойства, его энергия локализована, столкновение с электронами носит упругий характер.

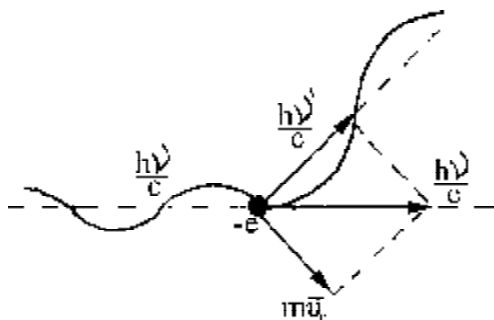


Рис.6.

Ещё более «наглядно» свет проявил свои корпускулярные свойства в так называемом эффекте Комптона. Поток световых корпускул испытывает упругое столкновение с неподвижными свободными электронами (см. рис. 6). В результате взаимодействия электрон приобретает кинетическую энергию, а рассеянный свет уменьшает свою частоту (см.

Прил.3). И в этом явлении, которое имеет релятивистский характер, свет проявляет лишь корпускулярные свойства.

Обнаружив корпускулярно – волновой дуализм света, Луи де Бройль перенёс подобное рассмотрение на свойства элементарных частиц, которых к этому времени было известно всего лишь три: электроны, протоны и кванты электромагнитного поля (света), получившие впоследствии имя «фотоны».

§ 11. Волновые свойства элементарных частиц

В 1900 г. Планк ввёл представление о световых квантах. На новой ступени развития науки возрождалось представление о световых корпускулах, которые впервые использовал И. Ньютон для объяснения законов геометрической оптики.

Явления фотоэффекта и Комптона (рассеяние квантов света) подтвердили корпускулярную гипотезу. В науке утвердился дуализм во взгляде на природу света. С одной стороны, такие явления, как интерференция и дифракция объяснялись волновой теорией, с другой – свет проявил корпускулярные свойства.

К 1923 г. было известно 3 элементарные частицы: электрон, протон, фотон. Естественно было предположить, что и все частицы должны обладать не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Эту гипотезу и выдвинул в 1923 г. Луи де Бройль. Конечно, она

требовала пересмотра классической модели элементарной частицы. Если частица имеет волновые свойства, то её нельзя рассматривать в виде шарика. Де – Бройль сопоставил каждой элементарной частице длину волны (так называемая длина волны де – Бройля):

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mV}. \quad (1.11.1)$$

Он, по сути дела, обобщил формулу, данную А. Эйнштейном для световых квантов. Действительно, по А. Эйнштейну импульс светового кванта равен:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{hn}{c}. \quad (1.11.2)$$

Если соотношение $c = \lambda n$ подставим в формулу (1.11.2), то получим $p = \frac{E}{\lambda n} = \frac{h}{\lambda}$, откуда $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mV}$, а это и есть формула (1.11.1) (см. Табл.3).

Табл. 3

Длина волны де-Бройля для некоторых тел

Тело или частица	Масса ε	Скорость м/с	Длина волны де Бройля
Электрон с энергией 100 эВ	$9,1 \cdot 10^{-28}$	$5,9 \cdot 10^6$	$1,2 \overset{\circ}{\text{A}} = 1,2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$
Нейтрон	$1,67 \cdot 10^{-24}$	10^7	$3,9 \cdot 10^{-4} \overset{\circ}{\text{A}}$
α - частица радия	$6,6 \cdot 10^{-24}$	$1,5 \cdot 10^7$	$6,6 \cdot 10^{-5} \overset{\circ}{\text{A}}$
Пылинка	10^{-12}	0,01	$6,6 \cdot 10^{-7} \overset{\circ}{\text{A}}$
Теннисный мяч	40	25	$6,5 \cdot 10^{-24} \overset{\circ}{\text{A}}$
Пуля	9	860	$9 \cdot 10^{-25} \overset{\circ}{\text{A}}$

Следует сказать, что ещё в 1921 г. физики Рамзауэр и Таунсенд поставили опыт, истолковать который смогли лишь после утверждения гипотезы де – Бройля. Учёные наблюдали рассеяние электронов на атомах инертного газа (рис. 7).

При уменьшении скорости электрона V , σ как и следовало по классическим представлениям, сечение рассеяния (т.е. число рассеянных электронов) σ росло. Однако при определённой скорости сечение рассеяния резко падало (участок ab). Из формулы (1.11.1) следовало, что длина волны λ , соответствующая этой критической скорости, становилась сравнимой с размерами инертных атомов. Наступало явление дифракции и число рассеянных электронов резко уменьшалось. К сожалению, этот опыт не был известен де Бройлю. Поэтому ему и пришлось ждать 1927 года.....

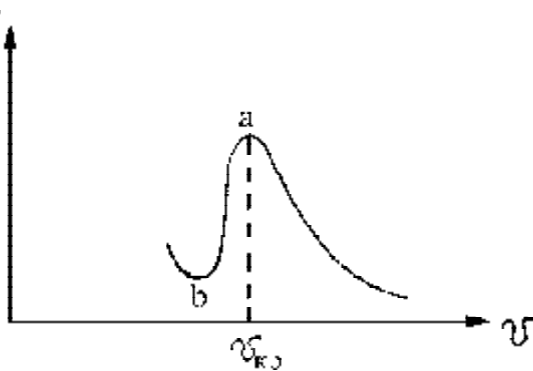


Рис. 7.

Гипотеза де – Бройля находилась в противоречии с классическими взглядами на микрочастицу. И только эксперимент мог утвердить или опровергнуть её. Такой опыт был произведён в 1927 году. Американские физики Девиссон и Джермер обнаружили дифракцию электронов при прохождении их через кристаллическую решётку, электроны дифрагировали подобно рентгеновским лучам.

В 1925-27 г. г. на основе идеи де - Бройля была создана квантовая или волновая механика. Корпускулярно – волновой дуализм элементарных частиц получил теоретическое рассмотрение. Каждому состоянию элементарной частицы в квантовой механике сопоставляется волновая функция Ψ . Волновая функция элементарной частицы есть комплексная величина и непосредственного физического смысла не

имеет. Имеет смысл квадрат модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Эта величина пропорциональна вероятности нахождения частицы в данном

состоянии. В 1949 году советские физики Биберман, Сушкин и Фабрикант ещё раз экспериментально подтвердили волновую природу не только совокупности электронов, но и каждого электрона в отдельности. В опыте этих учёных время полёта электронов через установку было в 30000 раз меньше времени чередования электронов друг за другом. Дифракционная картина получилась такой же, как при пропускании мощного потока электронов. Волновые свойства элементарных частиц находят практическое применение для анализа механических и других свойств кристаллов (электроннография). Волновые свойства электронов лежат в основе работы электронного микроскопа.

Воспользуемся формулой де – Бройля и покажем, что в ней содержится условие квантования движения электрона в атоме, в форме,

данной в первоначальной теории Бора. Умножим формулу $mV = \frac{h}{\lambda}$

на радиус орбиты электрона: $mVr = \frac{h}{2\pi} \frac{2\pi r}{\lambda}$. Так как $2\pi r$ - это длина

орбиты электрона в атоме, то отношение $\frac{2\pi r}{\lambda}$ есть число длин волн,

укладывающихся в орбите электрона.

Если это число целое, то на орбите электрона образуется стоячая

волна $\frac{2\pi r}{\lambda} = n$. Тогда можно записать: $mVr = n \frac{h}{2\pi}$. А это и есть

условие Бора (формула (1.4.1)).

В квантовой механике для величин, характеризующих состояние элементарной частицы, получено важное соотношение, которое непосредственно следует из признания дуализма свойств этих частиц. Это так называемое соотношение неопределённостей Гейзенберга. Оно записывается так:

$$\Delta p_x \Delta x \geq \frac{h}{2\pi} . \quad (1.11.3)$$

где Δp_x и Δx - неопределённости при одновременном определении проекций импульса и координаты. Соответственно записываются соотношения для других проекций. Неопределённости не связаны с не-

точностью измерения, а выражают корпускулярно- волновой дуализм.

Наряду с соотношением неопределённостей Гейзенберга в форме (1.11.3), в квантовой механике получено аналогичное соотношение для энергии и времени: чем меньше промежуток времени нахождения системы в некотором состоянии, тем больше неопределённость значения энергии этого состояния:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{2p} . \quad (1.11.4)$$

Применим эту формулу для объяснения так называемой естественной ширины спектральных линий. Использование даже самой совершенной оптической аппаратуры не может устранить некоторую размытость, нечёткую очерченность линий в спектре. Это и есть так называемая естественная ширина спектральных линий. Будем понимать под Δt время нахождения электрона в возбуждённом состоянии. Это время $\Delta t \approx 10^{-8}$ с. Неопределённость энергетического состояния воз-

буждённого атома ΔE равна по формуле $\Delta E \geq \frac{h}{2p\Delta t} \approx 10^{-7} \text{ эВ}$. Такую же неопределённость в энергии будет иметь и излучаемый квант: $\Delta E = h\Delta\nu$, откуда $\Delta\nu \approx 10^{+8} \text{ с}^{-1}$. Этим и объясняется естественная ширина спектральных линий.

Соотношение неопределённостей Гейзенберга были использованы противниками научного мировоззрения для утверждения идеи непознаваемости мира. Природа, якобы, ограничивает нас этим соотношением, указывая на неполноту наших знаний. В действительности же соотношение неопределённостей Гейзенберга указывают нам на ограниченность применения моделей и образов классической физики к явлениям микромира. Используя понятия координаты, импульса, мы говорим языком классической физики. Классическая частица движется по строго определённой орбите и имеет вполне определённую координату и импульс. Признавая дуализм частиц, их волновые и корпускулярные свойства, мы должны отказаться от использования в абсолютном смысле таких понятий как траектория, координата, импульс. Если частица обладает волновыми свойствами, то у такого образования не может быть локализованной траектории, точного местонахождения, скорости в данном месте.

Соотношение Гейзенберга ограничивает лишь область использования классических представлений. *

§ 12. Классификация элементарных частиц. Статистика Бозе – Эйнштейна. Бозоны

Воспользуемся волновой функцией Ψ для выяснения некоторых общих свойств элементарных частиц. Ещё до рождения квантовой механики в работах Ш. Бозе и А. Эйнштейна возник раздел статистической физики, где были установлены законы, которым должны подчиняться световые кванты – фотоны. С рождением квантовой механики были установлены законы, которым должны были подчиняться ансамбли электронов и других элементарных частиц с полуцелым спином. Введение спина позволило разделить все элементарные частицы на две группы: фермионы (с полуцелым спиновым квантовым числом) и бозоны (с целым спиновым квантовым числом). Каждому сорту частиц сопоставлялась волновая функция, обладавшая общими для этих частиц свойствами. Различают чётную (симметричную) и нечётную (антисимметричную) волновую функцию. В связи с этим в физике введён закон сохранения чётности: частица, которая описывается чётной (симметричной) волновой функцией, никогда не может описываться нечётной, антисимметричной волновой функцией. Чётность и нечётность волновых функций имеет следующее математическое выражение: если у всех аргументов, от которых зависит волновая функция, поменять знаки на обратные и при этом волновая функция не изменится, то такая функция называется чётной или симметричной: $\Psi(x) = \Psi(-x)$.

Если же $\Psi(x) = -\Psi(-x)$, то функция называется нечётной, антисимметричной. В квантовой физике введён принцип неразличимости эле-

* Следует предостеречь читателя от отождествления частицы и с корпускулой и с волной. Элементарные частицы обладают и корпускулярными и волновыми свойствами, но это не означает, что элементарные частицы – и корпускулы, и частицы одновременно. Обладать свойствами волны и корпускулы не означает быть и волной и частицей. Современное состояние физики не может дать ответа на вопрос: что такое, например, электрон? Но это не означает, что мы не можем использовать обнаруженные свойства элементарных частиц, и в том числе электронов, и в научных и в практических целях.

ментарных частиц, в то время как в классической физике одинаковые частицы могли быть различимы и занумерованы различными индексами. Рассмотрим два тождественных бозона и введём для них общую волновую функцию $\Psi(1,1)$. Одинаковые индексы, взятые для всех параметров состояния бозонов (1,1) указывают, что частицы находятся в одном энергетическом состоянии. Если переставить эти частицы местами, то по законам статистики Бозе – Эйнштейна мы не получим нового состояния для них, т.е. та же волновая функция будет описывать состояние переставленных бозонов. Так как $\Psi(1,1) = \Psi(1,1)$, то $\Psi(1,1) - \Psi(1,1) \equiv 0$. Из математической непротиворечивости полученного равенства следует возможность образования ансамбля бозонов, находящихся в одном и том же квантовом энергетическом состоянии. Подобную операцию можно провести для волновой функции любого числа бозонов. Отсюда получаем важный вывод: любое число бозонов может находиться в одном и том же квантовом энергетическом состоянии. Говорят, что бозоны могут конденсироваться. Бозоны не подчиняются принципу Паули. Вот почему в данном объёме может находиться неограниченное число фотонов с одной и той же частотой.

К бозонам относятся не только указанные выше частицы (фотоны, p - мезон), но и целые системы микрочастиц. Например, ядро тяжёлого водорода дейтерия – дейтон, содержит в себе две частицы протон и нейтрон, имеющие общее название – нуклоны. Если их спины будут антипараллельны, то результирующий спин равен нулю. Если спины нуклонов параллельны, то результирующий спин дейтона равен 1. В обоих случаях такое ядро можно отнести к классу частиц – бозонов (в действительности в ядре дейтона спины нуклонов антипараллельны и результирующий спин равен нулю. Это энергетически выгодно).

Рассмотрим атом водорода. У протона и электрона спины равны $\frac{1}{2}$, поэтому атом водорода в целом является бозоном. В 1957 г. эта идея была использована советским физиком Н. Боголюбовым и американскими физиками Дж. Бардиным, Дж. Шриффером и Л. Купером для объяснения сверхпроводимости, экспериментально обнаруженной Камерлин – Онессом ещё в 1911г. Так как электроны обладают отрицательным электрическим зарядом, то они отталкиваются друг от друга. Однако при низких температурах вступает в действие квантовый

эффект, состоящий в том, что наряду с силами отталкивания возникают силы притяжения. Оказывается, что при определённых условиях электронам в кристаллической решётке энергетически выгодно, через посредство кристаллической решётки, объединиться попарно. В результате такой комбинации образуется новая квантовая частица с противоположно направленными спинами составляющих её электронов – куперовская пара. Результирующий спин такой пары становится равным нулю и она проявляет свойства, присущие бозонам. Выше было показано, что бозоны способны конденсироваться, т.е. переходить все в одно и то же энергетическое состояние. При абсолютном нуле таким состоянием будет самое низкое энергетическое состояние. В ряде веществ и сплавов (ртуть, алюминий, свинец, олово, (CuS)) электроны проявляют способность объединяться в пары. В результате меняются их свойства, в частности, исчезает взаимодействие с кристаллической решёткой. Такие вещества при низких температурах проявляют свойства сверхпроводимости. В 1986 г. была открыта высокотемпературная сверхпроводимость. До сих пор нет теоретического обоснования этого явления. (Мы вернёмся к этим вопросам в главе 6).

§ 13. Статистика Ферми – Дирака

Частицы с полуцелым спином (электроны, протоны, ионы гелия и другие) называются фермионами и подчиняются статистике Ферми – Дирака. Воспользуемся волновой функцией и выясним самое главное свойство фермионов. Они описываются антисимметричной, нечётной волновой функцией. Это значит, что если переставить местами две частицы ансамбля, то волновая функция всего ансамбля изменит знак. Пусть имеются два тождественных фермиона, например два электрона. Они не могут находиться в одном и том же энергетическом состоянии, т.е. иметь одинаковый набор всех квантовых чисел. Покажем, что это утверждение эквивалентно свойству антисимметричности общей волновой функции двух электронов. Допустим противное, т. е. что оба фермиона находятся в одном и том же квантовом состоянии. Обозначим одним индексом 1 все характеристики каждой частицы $\Psi(1,1)$. Совершим перестановку этих частиц местами. В силу антисимметричности волновой функции мы можем написать $\Psi(1,1) = -\Psi(1,1)$. Однако, это равенство не имеет физического смысла. Действительно, пе-

перенесём все члены в одну сторону равенства: $\Psi(1,1) + \Psi(1,1) = 0$ или $2\Psi(1,1) = 0$. Но это возможно лишь при условии $\Psi(1,1) \equiv 0$, а волновая функция не может быть равной нулю. То есть сделанное нами допущение, что обе частицы могут находиться в одном и том же квантовом состоянии, невозможно. А это и есть принцип Паули. В отличие от бозонов, фермионы не могут конденсироваться: в данном энергетическом состоянии может быть только одна частица.

§ 14. Наглядное представление статистик

Выше были разобраны две квантовые статистики. Помимо них различают ещё классическую статистику – статистику Максвелла – Больцмана. В ней рассматриваются законы, которым подчиняются классические тождественные, различимые частицы. Частица называется классической, если можно пренебречь её квантовыми свойствами. Например, при высоких температурах электронный газ в металле можно грубо считать классическим газом. Составим следующую таблицу для трёх статистик (Табл.4):

Табл.4

№	Классическая статистика		№	Статистика для бозонов		№	Статистика для фермионов	
	1-е состояние	2-е состояние		1-е состояние	2-е состояние		1-е состояние	2-е состояние
1	a	b	1	a	a	1	a	a
2	b	a	2	-	-	2	-	-
3	ab	-	3	aa	-	3	-	-
4	-	ab	4	-	aa	4	-	-

Классическая статистика Максвелла – Больцмана.

В силу различимости частиц одну частицу назовём *a*, другую *b*. Возможны следующие комбинации в случае двух состояний (см. табл.4). Согласно статистике Максвелла – Больцмана две частицы в двух состояниях могут разместиться четырьмя комбинациями.

В статистике Бозе – Эйнштейна частицы имеют целочисленный спин, тождественные частицы считаются неразличимыми. Поэтому обозначим обе частицы одной буквой *a*. Статистика Бозе – Эйнштейна для двух тождественных частиц предсказывает три комбинации размещения по двум состояниям.

Рассмотрим статистику Ферми – Дирака. Оба тождественных фермиона неразличимы. Кроме того, в отличие от бозонов, они подчиняются принципу Паули. Учёт этих требований даёт лишь одну комбинацию, которую могут осуществить два тождественных фермиона, находясь в двух состояниях.

Всё сказанное выше может быть кратко выражено при помощи так называемой функции распределения. По своему смыслу функция распределения пропорциональна плотности числа частиц, находящихся в данном энергетическом состоянии. Зная функцию распределения, можно определить наивероятнейшее значение физической величины, характеризующей данное состояние, например, энергию. Функция распределения в статистике Максвелла – Больцмана имеет вид:

$$r_{M-Д} = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{E}{k_B T} \right).$$

Изобразим графически эту функцию распределения (рис. 8а)

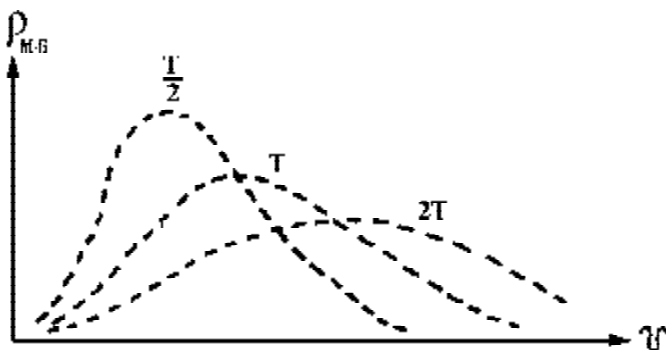


Рис. 8а.

По классическим представлениям при абсолютном нуле температуры все частицы прекращают всякое движение, переходя в самое низкое энергетическое состояние с энергией равной нулю. Такое следствие классической физики находится в противоречии с научным положением о неуничтожимости движения. Лишь квантовая теория смогла устранить это затруднение классической физики. По квантовым представлениям даже при абсолютном нуле температуры частицы материи совершают так называемые нулевые колебания.

Функция распределения Максвелла – Больцмана отражает всё сказанное выше о классической физике. Если устремить температуру к нулю, то максимум кривой смещается в сторону оси ординат и растёт по высоте. При $T=0$ и $E=0$ функция r_{M-B} стремится к бесконечности. Это означает, что все частицы классического газа при абсолютном нуле будут занимать единственное состояние с энергией $E=0$.

Расчёты, проведённые на основании положений статистики Ферми – Дирака, дают для функции распределения этой статистики следу-

ющее выражение:
$$r_{\Phi-D} = \left(\exp \frac{E - m}{k_B T} + 1 \right)^{-1}.$$

Интересно отметить закономерность, присущую всякой более общей теории, в том числе и квантовой теории, так называемый принцип соответствия: когда при рассмотрении явлений возможен классический подход, то все формулы квантовой теории переходят в формулы классической физики. Например, функция $r_{\Phi-D}$ распределения Ферми – Дирака тотчас же переходит в функцию Максвелла – Больцмана, если пренебречь единицей в знаменателе. Очевидно, при выполнении условия $\exp \frac{E - m}{k_B T} \gg 1$ становится справедливой классическая физика:

$$r_{\Phi-D} = \left(\exp \frac{E - m}{k_B T} + 1 \right)^{-1} \approx \exp \left(- \frac{E - m}{k_B T} \right) = \text{Const} * \exp \left(- \frac{E}{k_B T} \right) = r_{M-B}.$$

Величина m , входящая в формулу для $r_{\Phi-D}$, имеет размерность энергии. Это следует из правила однородности физических величин: складывать или вычитать в физике можно только однородные величины. Ниже мы рассмотрим физический смысл величины m , которую называют энергией Ферми, или химическим потенциалом. Построим график функции распределения Ферми – Дирака и выясним, например, поведение квантового электронного газа при различных температурах. Для дальнейших рассуждений важно понять, что энергия Ферми для электронного газа положительна: $m > 0$.

Рассмотрим состояние электронного газа при температуре, близкой к абсолютному нулю. Пусть $T \approx 0\text{K}$. В области значений энергии $E < m$ экспоненциальный множитель даёт нулевой

$$\text{вклад: } \exp \frac{E - m}{k_B T} = \exp \left(- \frac{m - E}{0} \right) = e^{-\infty} = 0.$$

Следовательно, $r_{\phi-D} = 1$. Функция распределения, дающая нам число частиц в данном состоянии, говорит, вместе с тем, о вероятности заполнения этого состояния. Полученный результат можно истолковать так: при абсолютном нуле все энергетические состояния с энергией $E < m$ заняты с вероятностью, равной 1. При этом в соответствии с принципом Паули (гл.1, §8) в каждом энергетическом состоянии будет не более двух электронов с противоположными спинами. Рассмотрим состояние электронного газа при той же температуре, но для случая, когда $E > m$. Величина $(E - m) > 0$ и экспоненциальное слагаемое в знаменателе стремится к бесконечности. В этом случае функ-

ция $r_{\phi-D}$ равна нулю: $r_{\phi-D} = \frac{1}{\infty + 1} = 0$. Это означает, что все энер-

гетические состояния, удовлетворяющие неравенству $E > m$, свободны. Построим график нашей функции для условия $T=0\text{ K}$ (рис. 8б).

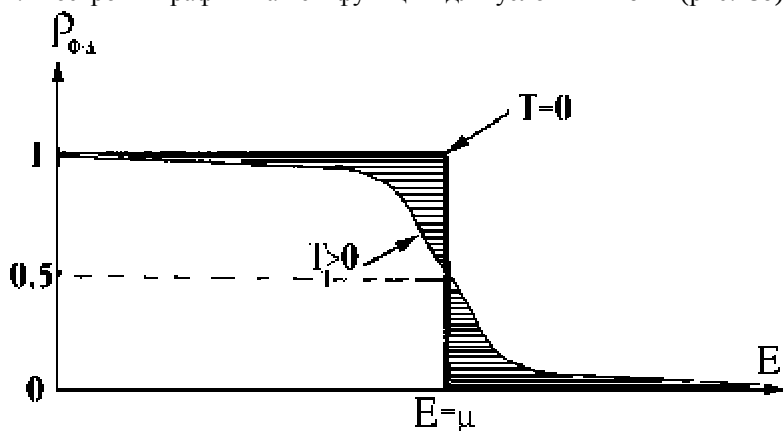


Рис.8б.

Из графика следует, что квантовый электронный газ – газ, подчиняющийся статистике Ферми – Дирака, в отличие от классического электронного газа не находится весь в одном энергетическом состоянии, а заполняет в соответствии с принципом Паули при абсолютном нуле все энергетические состояния, вплоть до максимального состояния с энергией $E = m$. Все более высокие энергетические состояния при абсолютном нуле свободны. Отсюда можно дать физическое толкование понятия «уровень Ферми» («энергия Ферми») – это та максимальная энергия, которой обладают электроны при абсолютном нуле.

Проведём анализ поведения функции распределения Ферми- Дирака при температурах, отличных от нуля, но близких к ней.

1) Если $T > 0K$, то в области, где $E < m$ величина $\exp \frac{E - m}{k_B T} < 0$ и в

этом случае снова $r_{\phi-\Delta} \approx 1$.

2) Если $T > 0K$, но $E = m$, то величина $\exp \frac{E - m}{k_B T} = 1$ и тогда

$$r_{\phi-\Delta} = \frac{1}{1+1} = \frac{1}{2}.$$

3) Если $T > 0K$ и $E > m$, то $r_{\phi-\Delta} \approx 0$.

На графике (рис. 8б) этот случай изменения $r_{\phi-\Delta}$ при $T > 0K$ изображён тонкой линией. В результате нагрева, т.е. когда электронному газу извне будет сообщена дополнительная энергия, происходит энергетическое возбуждение электронов. В первую очередь возбуждаются те электроны, которые находятся вблизи уровня Ферми. Для их перехода на свободные выше расположенные энергетические состояния требуется меньше энергии. Из графика (рис. 8б) видно, что число состояний, которые будут заняты выше уровня Ферми, равно числу состояний, освободившихся ниже уровня Ферми. Заштрихованные области по площади численно равны друг другу. Расчёты показывают, что возбуждаются, в основном, электроны, расположенные вблизи уровня Ферми, на расстоянии $\approx k_B T$. Так как для комнатной температуры $k_B T \approx 0.02 \text{ эВ}$, то, сопоставляя эту энергию с энергией уровня Ферми, которая для ме-

таллов порядка $5\varepsilon B$, можно сделать вывод: при комнатной температуре в возбуждённом состоянии будет находиться ничтожное количество электронов, около 1% от общего числа электронов в металле. Подсчитаем, до какой температуры надо нагреть тело, чтобы возбуждились все электроны, занимающие энергетические уровни от самого нижнего до уровня Ферми. Для этого составим равенство $m = k_B T$. Для металлов

($m = 5\varepsilon B$) получим, что $T = \frac{m}{k_B} \approx 50000 K$. Только при такой тем-

пературе весь электронный газ твёрдого тела получит возможность участвовать в физических процессах. Но при этих температурах нельзя говорить о твёрдом состоянии тела в обычном смысле. Следовательно, когда мы выше анализировали поведение функции $r_{\phi-D}$ при $T > 0 K$, то практически нужно было иметь в виду не только область близкую к абсолютному нулю, но и обычные температуры: они слишком малы по сравнению с 50000 K. Малое количество электронов при обычных температурах обладает энергией, большей энергии Ферми. Именно это обстоятельство позволяет квантовой теории объяснить затруднения, возникшие в классической электронной теории, в частности, в вопросах теплоёмкости и теплопроводности (см. Гл.2, §11).

§ 15. Два вида материи. Черты сходства и различия двух видов материи

До М. Фарадея в теории электричества основным понятием был заряд. Считалось, что взаимодействие между электрическими зарядами осуществляется на расстоянии, мгновенно, промежуточная среда при этом не играет никакой роли. М. Фарадей обратил внимание на существенную роль среды в осуществлении взаимодействия между заряженными телами. Он ввёл понятие «поле», а заряды при этом рассматривал как особые точки этого поля. Под полем он понимал особое состояние электромагнитного эфира – особой материи, движения напряжений в которой осуществляют передачу энергии и импульса от одного заряженного тела к другому. М. Фарадей различал электромагнитный и светonosный эфир, хотя и высказывал догадку о возможном влиянии электромагнитного поля на свет. Математически идеи

М. Фарадея оформил Дж. Максвелл. Он доказал тождество электромагнитного и светового эфира и тем самым утвердил электромагнитную природу света. Наряду с током проводимости он рассмотрел так называемый ток смещения, благодаря которому электромагнитные процессы способны возникать и распространяться не только в вещественной среде, но и вакууме.

Из теории Максвелла следовало: в случае нестационарных, переменных во времени процессов вокруг электрических цепей должны возникать электромагнитные волны. Через 20 лет после предсказания электромагнитные волны были обнаружены Г. Герцем в 1887г. , а в 1896 г. А.С. Попов нашёл практическое применение этим волнам в радиоустройствах. Во второй половине XIX в. ставятся опыты по обнаружению электромагнитного эфира. Как известно, явление абберации объяснялось волновой природой света на основе гипотезы об абсолютной неподвижности эфира. Опыт И. Физо по распространению света в движущейся воде мог быть объяснён на основе гипотезы частично увлекаемого эфира. В 1881 г. А. Майкельсон ставит опыт, результат которого можно объяснить , исходя из гипотезы абсолютно увлекаемого эфира. Эти противоречия в теории эфира заставили А. Эйнштейна в 1905 г. по новому взглянуть на природу электромагнитного поля, по новому оценить свойства пространства и времени. В основу рассуждений он взял два постулата: 1) во всех инерциальных системах отсчёта все физические процессы протекают одинаково при одинаковых условиях;

2) в однородной изотропной среде свет распространяется с одной и той же скоростью по всем направлениям. Скорость света максимальна в вакууме. А. Эйнштейн отказался от гипотетического эфира и одновременно признал реальность электромагнитного поля. Начиная с 1905 г. физики и философы различают два вида материи: вещество и поле. С развитием общей теории относительности было введено понятие гравитационного поля, в ядерной физике – ядерного поля. Когда в 1923 г. де – Бройль высказал гипотезу о том, что частицы вещества могут характеризоваться длиной волны, чёткая грань различия между веществом и полем стала стираться. Квантовая механика теоретически утвердила волны де – Бройля, а опыты Девиссона по дифракции электронов в 1927 г. экспериментально подтвердили корпускулярно – волновую природу элементарных частиц. В 1932 г. было обнаружено явление «аннигиляции», состоящее в том, что при встрече электрона (частицы) с позитроном (античастицей) они превращались в кванты электромагнитного поля: $e_{-1} + e_{+1} \rightarrow 2h\nu$.

Аннигиляция подтвердила научное положение о единстве материального мира. Процесс оказался обратимым. Это означало, что высказанная в теории относительности идея о материальности поля имеет экспериментальные доказательства. В настоящее время аннигиляция наблюдается при встрече любой частицы с соответствующей античастицей. Если энергия кванта достаточна (с точки зрения закона сохранения и превращения энергии), то такой γ -квант способен породить пару: частица + античастица: $p_{+1} + p_{-1} \rightarrow 2h\nu$ и наоборот: $2h\nu \rightarrow p_{+1} + p_{-1}$. Множитель 2 в формуле следует из закона сохранения количества движения.

Перечислим общие черты и различия вещественных тел и полей.

1) В настоящее время под полем понимают вид материи, существующей в пространстве и времени. Таким образом, первое что объединяет вещество и поле, это то, что и вещество и поле являются видами материи.

2) Поле подобно веществу имеет различные формы и состояния; электромагнитная, гравитационная, ядерная формы.

3) Как вещественные тела, так и поля обладают количеством движения, моментом количества движения, энергией, т. е. всеми основными характеристиками материальных тел.

4) Элементарные частицы вещества и поле обладают волновыми свойствами.

5) Элементарные частицы вещества и поле, его кванты, проявляют корпускулярные свойства.

6) Вещество и поле подчиняются общим законам сохранения.

7) Вещественные объекты могут превращаться в полевые и наоборот.

Но у них есть и различия.

1) Вещественные тела ограничены в пространстве. В месте нахождения одного вещественного тела не может находиться другое вещественное тело. Для полей же справедлив принцип суперпозиции: в одной пространственной области возможна локализация множества одинаковых и различного типа полей.

2) Все вещественные тела обладают массой. Полевые объекты, например, фотоны, не имеют массы.

3) Вещественные тела могут двигаться и равномерно и ускоренно, в то время как изученные достаточно хорошо электромагнитные волны распространяются в однородной изотропной среде всегда с постоянной скоростью.

4) У вещественных частиц (микрообъектов) обнаружены специфические свойства: странность, изотопический спин и другие, отсутствующие у квантов электромагнитного поля.

Существование двух видов материи, их взаимная превращаемость, подтверждают единство и неисчерпаемость материального мира.