

7. ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ

7.1. Модели атома Томсона и Резерфорда

Представление об атомах как о неделимых мельчайших частицах вещества возникло еще в античные времена (Демокрит, Эпикур, Лукреций). К началу 18 в. атомистическая теория приобретает все большую популярность, т.к. к этому времени в работах А. Лавуазье (французский химик), М. Ломоносова и Д. Дальтона была доказана реальность существования атомов. Однако в это время вопрос о внутреннем строении атомов даже не возникал, т.к. атомы по-прежнему считались неделимыми.

Первая попытка создания на основе накопленных экспериментальных данных модели атома принадлежит Дж. Дж. Томсону (1903 г.). Согласно этой модели, атом представляет собой непрерывно заряженный положительным зарядом шар радиусом порядка 10^{-10} м, внутри которого около своих положений равновесия колеблются электроны. Их суммарный отрицательный заряд равен положительному заряду шара, поэтому атом в целом нейтрален. Через несколько лет было доказано, что представление о непрерывно распределенном внутри атома положительном заряде ошибочно.

В развитии представлений о строении атома велико значение опытов английского физика Э. Резерфорда по рассеянию α -частиц в веществе. Альфа-частицы возникают при радиоактивных превращениях; они являются положительно заряженными частицами с зарядом $2e$ и массой, примерно в 7300 раз больше массы электрона.

Резерфорд, исследуя прохождение α -частиц в веществе (через золотую фольгу толщиной примерно 1 мкм), показал, что основная их часть испытывает незначительные отклонения, но некоторые α -частицы (примерно одна из 20 000) резко отклоняются от первоначального направления (углы отклонения достигали даже 180°). Так как электроны не могут существенно изменить движения столь тяжелых и быстрых частиц, как α -частицы, то Резерфордом был сделан вывод, что значительное отклонение α -частиц обусловлено их взаимодействием с положительным зарядом большой массы.

Однако значительное отклонение испытывают лишь немногие α -частицы; следовательно, лишь некоторые из них проходят вблизи данного положительного заряда. Это, в свою очередь, означает, что положительный заряд атома сосредоточен в объеме, очень малом по сравнению с объемом атома.

На основании своих исследований Резерфорд в 1911 г. предложил **ядерную (планетарную) модель атома**, согласно которой вокруг положительного ядра, имеющего заряд Ze (Z — порядковый номер элемента в системе Менделеева, e — элементарный заряд), размер 10^{-15} м, по замкнутым орбитам движутся электроны, образуя электронную оболочку атома. Так как атомы нейтральны, то заряд ядра равен суммарному заряду электронов, т.е. вокруг ядра должно вращаться Z электронов.

Для простоты предположим, что электрон движется вокруг ядра по круговой орбите радиусом r . При этом кулоновская сила взаимодействия между ядром и электроном сообщает электрону центростремительное ускорение. Второй закон Ньютона для электрона, движущегося по окружности под действием кулоновской силы, имеет вид

$$\frac{Z_e \cdot e}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{m_e v^2}{r}, \quad (7.1)$$

где m_e и v - масса и скорость электрона на орбите радиусом r , ϵ_0 - электрическая постоянная.

Уравнение (7.1) содержит два неизвестных: r и v . Следовательно, существует бесчисленное множество значений радиуса и соответствующих ему значений скорости (а значит, и энергии), удовлетворяющих этому уравнению. Поэтому величины r , v могут меняться непрерывно, т.е. может испускаться любая, а не вполне определенная порция энергии; тогда спектры атомов должны быть сплошными. В действительности же опыт показывает, что атомы имеют линейчатый спектр. Из выражения (7.1) следует, что при $r \approx 10^{-10}$ м скорость движения электронов $v \approx 10^6$ м/с, а ускорение $v^2/r = 10^{22}$ м/с². Согласно электродинамике, ускоренно движущиеся электроны должны излучать электромагнитные волны и вследствие этого непрерывно терять энергию. В результате электроны будут приближаться к ядру и в конце концов упадут на него. Таким образом, атом Резерфорда оказывается неустойчивой системой, что опять-таки противоречит действительности.

Попытки построить модель атома в рамках классической физики не привели к успеху: модель Томсона была отвергнута опытами Резерфорда, ядерная же модель оказалась неустойчивой электродинамически и противоречила опытным данным. Преодоление возникших трудностей потребовало создания качественно новой - квантовой теории атома.

7.2. Линейчатый спектр атома водорода

Исследования спектров излучения разряженных газов (то есть спектров излучения отдельных атомов) показали, что каждому газу присущ вполне определенный линейчатый спектр, состоящий из отдельных спектральных линий или групп близко расположенных линий. Самым изученным является спектр наиболее простого атома - атома водорода.

Швейцарский ученый И. Бальмер подобрал эмпирическую формулу, описывающую все известные в то время спектральные линии атома водорода в видимой области спектра:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5\dots), \quad (7.2)$$

где $R' = 1,10 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – **постоянная Ридберга**. Так как $V=c/\lambda$, то формула (7.2) может быть переписана для частот:

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=3,4,5\dots), \quad (7.3)$$

где $R = R' c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – также постоянная Ридберга.

Из выражений (7.2) и (7.3) вытекает, что спектральные линии, отличающиеся различными значениями n , образуют группу или серию линий, называемую **серией Бальмера**. С увеличением n линии серии сближаются; значение $n = \infty$ определяет **границу серии**, к которой со стороны больших частот приближается сплошной спектр.

В дальнейшем в спектре атома водорода было обнаружено еще несколько серий. В ультрафиолетовой области спектра находится **серия Лаймана**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=2,3,4,\dots)$$

В инфракрасной области спектра были обнаружены:

серия Пашена:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=4,5,6,\dots)$$

серия Брэкета:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=5,6,7,\dots)$$

серия Пфунда:

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=6,7,8,\dots)$$

серия Хемфри:

$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (n=7,8,9,\dots).$$

Все приведенные серии в спектре атома водорода могут быть описаны одной формулой, называемой **обобщенной формулой Бальмера**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7.4)$$

где m имеет в каждой данной серии постоянное значение, $m=1,2,3,4,5,6$, (определяет серию); n принимает целочисленные значения с $m+1$ (определяет отдельные линии этой серии).

Исследование более сложных спектров – спектров паров щелочных металлов (например, Li, Na, K) – показало, что они представляются набором закономерно расположенных линий. Ридбергу удалось разделить их на три серии, каждая из которых располагается подобно линиям бальмеровской серии. Приведенные сериальные формулы подобраны эмпирически и долгое время не имели теоретического обоснования, хотя и были подтверждены экспериментально с очень большой точностью. Вид этих формул, удивительная повторяемость в них целых чисел, универсальность постоянной Ридберга свидетельствуют о глубоком физическом смысле найденных закономерностей, вскрыть который в рамках классической физики оказалось невозможным.

7.3. Постулаты Бора

Немецкие физики Д. Франк и Г. Герц, изучая методом задерживающего потенциала столкновения электронов с атомами газов (1913 г.), экспериментально доказали дискретность значений энергии атомов. Принципиальная схема установки Д. Франка – Г. Герца приведена на рис. 35.



Рис. 35

разностью потенциалов, приложенной между катодом и сеткой C_1 .

Между сеткой C_2 и анодом приложен небольшой (примерно 0,5 в) задерживающий потенциал; электроны, ускоренные в области 1, попадают в область 2 между сетками, где испытывают соударения с атомами паров ртути; электроны, которые после соударений имеют достаточную энергию для преодоления задерживающего потенциала в области 3, достигают анода. При неупругих соударениях электронов с атомами ртути последние могут возбуждаться. Каждый из атомов ртути может получить лишь вполне определенную энергию, переходя при этом в одно из возбужденных состояний. Поэтому если в атомах действительно существуют стационарные состояния, то электроны, сталкиваясь с атомами ртути, должны терять энергию дискретно, определенно.

ными порциями, равными разности энергий соответствующих стационарных состояний атома. Из опыта следует (рис. 35), что при увеличении ускоряющего потенциала вплоть до 4,86В анодный ток возрастает монотонно, его значение проходит через максимум (4,86 В), затем резко уменьшается и возрастает вновь. Дальнейшие максимумы наблюдаются при $2 \cdot 4,86$ и $3 \cdot 4,86$ В. Ближайшим к основному, невозбужденному, состоянию атома ртути является возбужденное состояние, отстоящее от основного по шкале энергии на 4,86 эВ. Пока разность потенциалов между катодом и сеткой меньше 4,86 эВ, электроны, встречая на своем пути атомы ртути, испытывают с ними только упругие соударения. При $e \cdot \phi = 4,86$ эВ. энергия электрона становится достаточной, чтобы вызвать неупругий удар, при котором электрон отдает атому ртути всю кинетическую энергию, возбуждая переход из одного из электронов атома из нормального энергетического состояния на возбужденный энергетический уровень. Электроны, потерявшие свою кинетическую энергию, уже не смогут преодолеть тормозящего поля и достигнуть анода. Этим и объясняется первое резкое падение анодного тока при $e \cdot \phi = 4,86$ эВ. Если значения энергии кратны 4,86 эВ, электроны могут испытать с атомами ртути 2, 3, ... неупругих соударения, потеряв при этом полностью свою энергию и не достигнув анода, т.е. должно наблюдаться резкое падение анодного тока. Это действительно наблюдается на опыте (рис. 36).

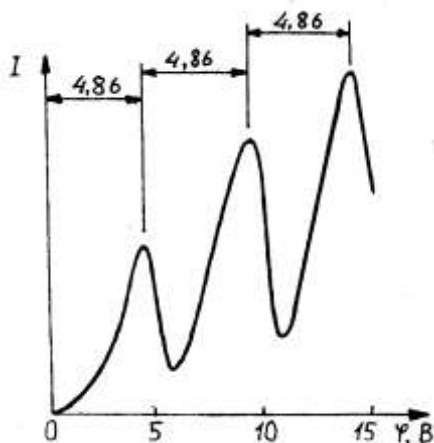


Рис. 36

Таким образом, опыты Франка и Герца показали, что электроны при столкновении с атомами ртути передают только определенные порции энергии, причем 4,86 эВ. - наименьшая возможная (наименьший квант энергии), которая может быть поглощена атомом ртути в основном энергетическом состоянии. Следовательно, идея Бора о существовании в атомах стационарных состояний блестяще выдержала экспериментальную проверку.

Атомы ртути, получившие при соударении с электронами энергию ΔE , переходят в возбужденное состояние. Они должны возвратиться в основное, излучая при этом, согласно второму постулату Бора, световой квант с частотой $\nu = \Delta E/h$ эВ. Можно вычислить длину волны излучения:

$\lambda = \frac{hc}{\Delta E} \approx 255 \text{ нм}$. Таким образом, если теория верна, то атомы ртути, бомбардируемые электронами с энергией 4,86 эВ, должны являться источником ультрафиолетового излучения с $\lambda \approx 255 \text{ нм}$. Опыт действительно обнаруживает одну

ультрафиолетовую линию с $\lambda \approx 254$ нм. Таким образом, опыты Франка и Герца экспериментально подтвердили не только 1-й, но и 2-й постулат Бора. Эти опыты сыграли огромное значение в развитии атомной физики.

7.4. Спектр атома водорода по Бору

Постулаты, выдвинутые Бором, позволили рассчитать спектр атома водорода и **водородоподобных систем** - систем, состоящих из ядра с зарядом Ze и одного электрона (например, ионы He^+ , Li^{2+}), а также теоретически вычислить постоянную Ридберга.

Следуя Бору, рассмотрим движение электрона в водородоподобной системе, ограничиваясь круговыми стационарными орбитами. Решая совместно

уравнение $\frac{m_e v^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$, предложенное Резерфордом, и уравнение

$m_e v r_n = n\hbar$, получим выражение для радиуса n -й стационарной орбиты:

$$r_n = n^2 \frac{\pi^2 4\pi\epsilon_0}{m_0 Z e^2}, \quad (7.5)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$. Из выражения (7.5) следует, что радиусы орбит растут пропорционально квадратам целых чисел.

Для атома водорода ($Z=1$) радиус первой орбиты электрона при $n=1$, называемый **первым боровским радиусом**, равен

$$r_1 = a = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{m_e e^2} = 0.528 \cdot 10^{-10} \text{ м}, \quad (7.6)$$

что соответствует расчетам на основании кинетической теории газов. Так как радиусы стационарных орбит измерить невозможно, то для проверки теории необходимо обратиться к таким величинам, которые могут быть измерены экспериментально. Такой величиной является энергия, излучаемая и поглощаемая атомами водорода. Полная энергия электрона в водородоподобной системе складывается из его кинетической энергии ($m_e v^2/2$) и потенциальной энергии в электростатическом поле ядра ($-Ze^2/4\pi\epsilon_0 r$):

$$E = \frac{m_e v^2}{2} - \frac{Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 r} = -\frac{1}{2} \frac{Z \cdot e^2}{4\pi\epsilon_0 r}.$$

Учитывая квантованные для радиуса n -й стационарной орбиты значения (7.1), получим: энергия электрона может принимать только следующие допустимые дискретные значения:

$$E_n = -\frac{z^2 m_e c^4}{n^2 8h^2 \epsilon_0} \quad (n=1,2,3,\dots), \quad (7.7)$$

где знак минус означает, что электрон находится в связанном состоянии. Из формулы (7.7) следует, что энергетическое состояние атома образует последовательность энергетических уровней, изменяющихся в зависимости от значений n . Целое число n в выражении (7.7), определяющее энергетические уровни атома, называется **главным квантовым числом**. Энергетическое состояние с $n=1$ является **основным (нормальным)** состоянием; состояния с $n>1$ являются **возбужденными**. Энергетический уровень, соответствующий основному состоянию атома, называется **основным (нормальным) уровнем**; все остальные являются **возбужденными**. Придавая n различные целочисленные значения, получим для атома водорода ($Z=1$), согласно формуле (7.7), возможные уровни энергии, схематически представленные на рис. 37.

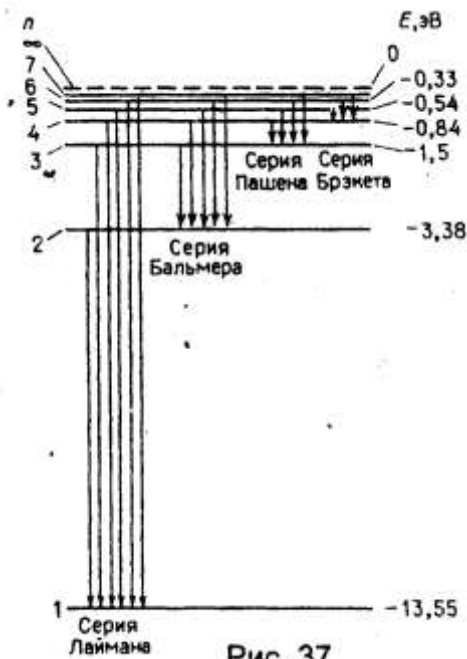


Рис. 37

Энергия атома водорода с увеличением n возрастает (уменьшается ее отрицательная величина), и энергетические уровни сближаются у границы, соответствующей значению $n = \infty$. Атом водорода обладает, таким образом, минимальной энергией ($E_1=13,55\text{эВ}$) при $n=1$ и максимальной при $n = \infty$ (при удалении электрона из атома). Следовательно, значение $E=0$ соответствует ионизации атома (отрыву от него электрона).

Согласно второму постулату Бора, при переходе атома водорода ($Z=1$) из стационарного состояния n с большей энергией в стационарное состояние m с меньшей энергией испускается квант

$$h\nu = E_n - E_m = -\frac{m_e c^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Откуда частота излучения

$$\nu = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left[\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right], \quad (7.8)$$

где

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2}.$$

Воспользовавшись при вычислении R современными значениями универсальных постоянных, получим величину, совпадающую с экспериментальным значением постоянной Ридберга в эмпирических формулах для атома водорода. Это совпадение убедительно доказывает правильность получения Бором формулы (7.7) для энергетических уровней водородоподобной системы. Подставляя, например, в формулу (7.8) $m=1$ и $n=2,3,4,\dots$, получим группу линий, образующих серию Лаймана и соответствующих переходам электронов с возбужденных уровней ($n=2,3,4,\dots$) на основной ($m=1$). Аналогично при подстановке $m=2, 3, 4, 5, 6$ и соответствующих им значений получим серии Бальмера, Пашена и т.д. Следовательно, по теории Бора, количественно объяснившей спектр атома водорода, спектральные серии соответствуют излучению, возникшему в результате перехода атома в данное состояние из возбужденных состояний, расположенных выше данного. Спектр поглощения атома водорода является линейчатым, но содержит только серию Лаймана. Он также объясняется теорией Бора. Так как свободные атомы водорода обычно находятся в основном состоянии (стационарное состояние с наименьшей энергией при $n=1$), то при сообщении им извне определенной энергии могут наблюдаться лишь переходы атомов из основного состояния в возбужденные.

Теория Бора была крупным шагом в развитии атомной физики и являлась важным этапом в создании квантовой механики. Однако эта теория обладает внутренними противоречиями (с одной стороны, применяет законы классической физики, а с другой - основывается на квантовых постулатах). Она рассмотрела спектры атома водорода и водородоподобных систем и вычислила частоты спектральных линий, однако не смогла объяснить их интенсивности, ответить на вопрос, почему совершаются те или иные переходы. Серьезным недостатком теории Бора была невозможность описания с ее помощью спектра атома гелия — одного из простейших атомов, непосредственно следующего за атомом водорода.

8. ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ФИЗИКИ

8.1. Корпускулярно-волновой дуализм свойств вещества

Французский ученый Луи де Бройль, осознав существующую в природе симметрию, развил представления о двойственной корпускулярно-волновой природе света и выдвинул в 1923 г. гипотезу об универсальности корпускулярно-волнового дуализма. Де Бройль утверждал, что не только фотоны, но и электроны и любые другие частицы материи наряду с корпускулярными обладают также волновыми свойствами. Итак, согласно де Бройлю, с каждым микрообъектом связываются, с одной стороны, корпускулярные характеристики – энергия E и импульс p , а с другой — волновые характеристики - частота ν и длина волны λ . Количественные соотношения, связывающие корпускулярные и волновые свойства частиц, такие же, как для фотонов:

$$E = h \nu, \quad p = \frac{h}{\lambda}. \quad (8.1)$$

Смелость гипотезы де Бройля заключалась именно в том, что соотношение (8.1) постулировалось не только для фотонов, но и для других микрочастиц, в частности для таких, которые обладают массой покоя. Таким образом, любой частице, обладающей импульсом, сопоставляют волновой процесс с длиной волны, определяемой по **формуле де Бройля**:

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (8.2)$$

Это соотношение справедливо для любой частицы с импульсом p .

Вскоре гипотеза де Бройля была подтверждена экспериментально. В 1927 г. американские физики К. Дэвиссон и Л. Джермер обнаружили, что пучок электронов, рассеивающийся от естественной дифракционной решетки кристалла никеля, дает отчетливую дифракционную картину. Дифракционные максимумы соответствовали формуле Вульфа - Бреггов (4.12), а брегговская длина волны оказалась в точности равной длине волны, вычисленной по формуле (8.2). В дальнейшем формула де Бройля была подтверждена опытами П. С. Тартаковского и Г. Томсона, наблюдавших дифракционную картину при прохождении пучка быстрых электронов (энергия ≈ 50 кэВ) через металлическую фольгу (толщина ≈ 1 мкм). Так как дифракционная картина исследовалась для потока электронов, то необходимо было доказать, что волновые свойства присущи не только потоку большой совокупности электронов, но и каждому электрону в отдельности. Это удалось экспериментально подтвердить в 1948г. советскому физика В. А. Фабриканту. Он доказал, что даже в случае столь слабого электронного пучка, когда каждый электрон проходит через прибор независимо от других (промежуток времени между двумя электронами в 10^4 раз больше времени прохождения электроном прибора), возникающая при длительной экспозиции дифракционная картина не отличается от дифракционных картин, получаемых при короткой экспозиции для потоков электронов, в десятки миллионов раз более интенсивных. Следовательно, волновые свойства частиц не являются совокупным их свойством, а присущи каждой частице в отдельности.

Впоследствии дифракционные явления обнаружили также для нейтронов, протонов, атомных и молекулярных пучков. Это окончательно послужило доказательством наличия волновых свойств микрочастиц и позволило описывать движение микрочастиц в виде волнового процесса, характеризующегося определенной длиной волны, рассчитываемой по формуле де Бройля (8.2).

Открытие волновых свойств микрочастиц привело к появлению и развитию новых методов исследования структуры веществ, таких, как электронография и нейтронография, а также к возникновению новой отрасли науки - электронной оптики.

Экспериментальное доказательство наличия волновых свойств микрочастиц показало, что перед нами универсальное явление, общее свойство материи. Но тогда волновые свойства должны быть присущи и макроскопическим телам. Почему же они не обнаружены экспериментально? Например, частице массой 1 г, движущейся со скоростью 1 м/с, соответствует волна де Бройля с $\lambda = 6,62 \cdot 10^{-31}$ м. Такая длина волны лежит за пределами доступной наблюдению области (периодических структур с периодом $d \approx 10^{-31}$ м не существует). Поэтому считается, что макроскопические тела проявляют только одну сторону своих свойств — корпускулярную — и не проявляют волновую.

Представления о двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества углубляются еще тем, что на частицы вещества переносится связь между полной энергией частицы ϵ и частотой ν волн де Бройля.

$$E = h \nu. \quad (8.3)$$

Это свидетельствует о том, что соотношение между энергией и частотой в формуле (8.3) имеет характер универсального, справедливого как для фотонов, так и для любых других микрочастиц, вытекает из согласия с опытом тех теоретических результатов, которые получены с его помощью в квантовой механике, атомной и ядерной физике.

Подтвержденная экспериментально гипотеза де Бройля о корпускулярно-волновом дуализме свойств вещества коренным образом изменила представления о свойствах микрообъектов: им присущи и корпускулярные, и волновые свойства. В то же время любую из микрочастиц нельзя считать ни частицей, ни волной в классическом понимании. Современная трактовка корпускулярно-волнового дуализма может быть выражена словами советского физика-теоретика В. А. Фока: "Можно сказать, что для атомного объекта существует потенциальная возможность проявить себя, в зависимости от внешних условий, либо как волна, либо как частица, либо промежуточным образом. Именно в этой потенциальной возможности различных проявлений свойств, присущих микрообъекту, и состоит дуализм волна – частица. Всякое иное, более буквальное, понимание этого дуализма в виде какой-нибудь модели неправильно".

8.2. Соотношение неопределенностей

Согласно двойственной корпускулярно-волновой природе частиц вещества, для описания микрочастиц используются то волновые, то корпускулярные представления. Поэтому приписывать им все свойства частиц и все свойства волн нельзя. Естественно, что необходимо внести некоторые ограничения в применении к объектам микромира понятий классической механики.

Микрочастицы из-за наличия у них волновых свойств существенно отличаются от классических: что нельзя говорить о движении их по определенной траектории с точно фиксированными координатой и импульсом в любой момент времени. Это следует из корпускулярно-волнового дуализма. Так, понятие "длина волны в данной точке" лишено физического смысла, а поскольку импульс выражается через длину волны, то отсюда следует, что микрочастица находится в состоянии с точным значением координаты, то ее импульс является полностью неопределенным.

В. Гейзенберг, учитывая волновые свойства микрочастиц и связанные с ними ограничения в их поведении, пришел в 1927 г. к выводу, что объект микромира невозможно одновременно с любой наперед заданной точностью характеризовать и координатой и импульсом.

Согласно **соотношению неопределенностей Гейзенберга**, микрочастица (микрообъект) не может иметь одновременно и определенную координату (x, y, z), и определенную соответствующую проекцию импульса (P_x, P_y, P_z), причем неопределенности этих величин удовлетворяют условиям

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta x \Delta P_x \geq h \\ \Delta y \Delta P_y \geq h \\ \Delta z \Delta P_z \geq h \end{array} \right\}, \quad (8.4)$$

т.е. произведение неопределенностей координаты и соответствующей ей проекции импульса не может быть меньше величины порядка h .

Из соотношения неопределенностей следует, что если микрочастица находится, например, в состоянии с точным значением координаты ($\Delta x = 0$), то в этом состоянии соответствующая проекция ее импульса оказывается совершенно неопределенной ($\Delta P_x \rightarrow \infty$) и наоборот. Таким образом, для микрочастицы не существует состояния, в котором ее координаты и импульс имели бы одновременно точные значения. Отсюда вытекает и фактическая невозможность одновременно с любой наперед заданной точностью измерить координаты и импульс микрообъекта, что является следствием объективных свойств, а именно: двойственной корпускулярно-волновой природы. Соотношение неопределенностей получено при одновременном использовании классических характеристик движения частицы (координаты, импульса) и наличия у нее волновых свойств.

Это соотношение, отражая специфику физики микрочастицы, позволяет оценить, например, в какой мере можно применять понятие классической меха-

ники к микрочастицам. В частности, с какой степенью точности можно говорить о траекториях микрочастиц. Известно, что движение по траектории характеризуется в любой момент времени определенными значениями координат и скорости. Выразим соотношение неопределенностей (8.4) в виде

$$\Delta x \Delta V_x \geq \frac{h}{m}. \quad (8.5)$$

Из этого выражения следует: чем больше масса частиц, тем меньше неопределенности ее координат и скорости и, следовательно, с тем большей точностью можно применять к этой частице понятие траектории. Так, например, уже для пылинки массой 10^{-12} кг и линейными размерами 10^{-6} м, координата которой определена с точностью до 0,01 ее размеров ($\Delta x = 10^{-8}$ м), неопределенность скорости, по (8.5), $\Delta V_x = 6,62 \cdot 10^{-14}$ м/с, т.е. не будет сказываться при всех скоростях, с которыми пылинка может двигаться. Таким образом, для макроскопических тел их волновые свойства не играют никакой роли; координаты и скорость могут быть одновременно измерены достаточно точно. Это же означает, что для описания движения макротел с абсолютной достоверностью можно пользоваться законами классической механики.

Предположим, пучок электронов движется вдоль оси x со скоростью $v = 10^8$ м/с, определяемой с точностью до 0,01 % ($\Delta V_x \approx 10^4$ м/с). Какова точность определения координаты электрона? По формуле (8.5):

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta V_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ м},$$

т.е. положение электрона может быть определено с точностью до тысячных долей миллиметра. Такая точность достаточна, чтобы можно было говорить о движении электронов по определенной траектории. Иными словами, описывать их движение законами классической механики.

Применим соотношение неопределенностей к электрону, движущемуся в атоме водорода. Допустим, что неопределенность координаты электрона $\Delta x \approx 10^{-10}$ м (порядка размеров самого атома, т.е. можно считать, что электрон принадлежит данному атому). Тогда, согласно (8.5)

$$\Delta V_x = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^{-10}} = 7,27 \cdot 10^6 \text{ м/с}.$$

Используя законы классической физики, можно показать, что при движении электрона вокруг ядра по круговой орбите радиусом $\approx 0,5 \cdot 10^{-10}$ м его скорость $v \approx 2,3 \cdot 10^6$ м/с. Таким образом, неопределенность скорости в несколько раз больше самой скорости. Очевидно, что в данном случае нельзя говорить о движении электрона в атоме по определенной траектории. Иными словами, для описания движения электрона в атоме нельзя пользоваться законами классической физики.

Соотношение неопределенностей в течение длительного времени являлось предметом философских дискуссий, приводивших некоторых философов к его

идеалистическому истолкованию. Например, по их мнению, соотношение неопределенностей, не давая возможности одновременно точно определить координаты и импульсы (скорости) частиц, устанавливает границу познаваемости мира, с одной стороны, и существование микрообъектов вне пространства и времени - с другой. На самом деле это понятие не ставит к.-л. предела познанию микромира, а только указывает, насколько применимы к нему определения классической механики.

8.3. Волновая функция и её статистический смысл

Экспериментальное подтверждение идеи де Бройля об универсальности корпускулярно-волнового дуализма, ограниченность применения классической механики к микрообъектам, диктуемая соотношением неопределенностей, а также противоречие целого ряда экспериментов с применяемыми в начале 20 в. теориями привели к новому этапу развития квантовой теории - созданию **квантовой механики** (1900 – 1920 г.), описывающей законы движения и взаимодействия микрочастиц с учетом их волновых свойств.

Она связана прежде всего с именами австрийского физика Э. Шредингера, немецкого физика В. Гейзенберга и английского физика П. Дирака.

При развитии теории о двойственности природы волн де Бройля возникли новые принципиальные проблемы, в частности проблема их физической природы.

Для выяснения проблемы сравним дифракцию световых волн и микрочастиц. Дифракционная картина, наблюдаемая для световых волн, характеризуется тем, что в результате наложения дифрагирующих волн друг на друга в различных точках пространства происходит деление или ослабление амплитуды колебаний. Согласно волновым представлениям о природе света, интенсивность дифракционной картины пропорциональна квадрату амплитуды световой волны.

По представлениям фотонной теории, интенсивность определяется числом фотонов, попадающих в данную точку дифракционной картины. Следовательно, число фотонов в данной точке дифракционной картины задается квадратом амплитуды световой волны, в то время как для одного фотона квадрат амплитуды определяет вероятность попадания фотона в ту или иную точку.

Математическая связь между квадратом амплитуды и вероятностью того, что фотон будет обнаружен в пределах объема dV , заключающего в себе рассматриваемую точку пространства:

$$\frac{dP}{dV} = kA^2$$

где $\frac{dP}{dV}$ - плотность вероятности; k – коэффициент пропорциональности; A – амплитуда световой волны.

Дифракционная картина, наблюдаемая для микрочастиц, также характеризуется неодинаковым распределением потоков микрочастиц, рассеянных или отраженных по различным направлениям – в одних направлениях наблюдается большее число частиц, чем в других. Наличие максимумов в дифракционной картине с точки зрения волновой теории означает, что эти направления соответствуют наибольшей интенсивности волн де Бройля. С другой стороны, интенсивность волн де Бройля оказывается больше там, где имеется большее число частиц. Таким образом, дифракционная картина для микрочастиц является проявлением статистической (вероятностной) закономерности, согласно которой частицы попадают в те места, где интенсивность волн де Бройля наибольшая.

Необходимость вероятностного подхода к описанию микрочастиц является важнейшей отличительной особенностью квантовой теории. Немецкий физик М. Борн предположил, что по закону волновой теории меняется не сама вероятность, а величина, названная **амплитудой вероятности** (волновой функцией) и обозначаемая $\Psi(x,y,z)$.

Амплитуда вероятности может быть комплексной, а вероятность W пропорциональна квадрату ее модуля:

$$W \approx |\Psi(x,y,z)|^2. \quad (8.6)$$

($|\Psi|^2 = \Psi\Psi^*$, Ψ^* - функция комплексно сопряженная с Ψ). Таким образом, описание состояния микрообъекта с помощью волновой функции имеет **статистический, вероятностный характер**: квадрат модуля волновой функции (квадрат модуля амплитуды волн де Бройля) определяет вероятность нахождения частицы в момент времени t в области с координатами x и $x+dx$, y и $y+dy$, z и $z+dz$.

Итак, в квантовой механике состояние микрочастиц описывается принципиально по-новому - с помощью волновой функции, которая является основным носителем информации об их корпускулярных и волновых свойствах.

Вероятность нахождения частицы в элементе объемом dV равна

$$dW = |\Psi|^2 dV. \quad (8.7)$$

Величина

$$|\Psi|^2 = \frac{dW}{dV}.$$

(Квадрат модуля Ψ - функции) имеет смысл **плотности вероятности**, т.е. определяет вероятность нахождения частицы в единичном объеме в окрестности точки с координатами x,y,z . Таким образом, физический смысл имеет не сама

Ψ - функция, а квадрат ее модуля $|\Psi|^2$, которым задается интенсивность волн де Бройля.

Вероятность найти частицу момент времени t в конечном объеме V , согласно теореме сложения вероятностей, равна

$$W = \int_V dW = \int_V |\Psi|^2 dV.$$

Так как $|\Psi|^2 dV$ определяется как вероятность, необходимо волновую функцию Ψ нормировать так, чтобы вероятность достоверного события обращалась в единицу, если за объем V принять бесконечный объем всего пространства. Это означает, что при данном условии частица должна находиться где-то в пространстве.

Следовательно, **условие нормировки вероятностей:**

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi|^2 dV = 1, \quad (8.8)$$

где данный интеграл (8.8) вычисляется по всему бесконечному пространству, т.е. по координатам x, y, z от $-\infty$ до $+\infty$. Таким образом, условие (8.8) говорит об объективном существовании частицы во времени и пространстве.

Чтобы волновая функция являлась объективной характеристикой состояния микрочастиц, она должна удовлетворять ряду ограничительных условий. Функция Ψ , характеризующая вероятность обнаружения действия микрочастицы в элементе объема, должна быть конечной (вероятность не может быть больше единицы), однозначной (вероятность не может быть неоднозначной величиной) и непрерывной (вероятность не может изменяться скачком).

8.4. Общее уравнение Шредингера. Уравнение Шредингера для стационарных состояний

Статистическое толкование волн де Бройля и соотношение неопределенностей Гейзенберга привели к выводу что уравнением движения в квантовой механике, описывающем движение микрочастиц в различных силовых полях, должно быть уравнение, из которого бы вытекали наблюдаемые на опыте волновые свойства частиц. Основное уравнение должно было быть уравнением относительно волновой функции $\Psi(x, y, z, t)$, т.к. именно она или, точнее, величина $|\Psi|^2$ определяет вероятность пребывания частицы в момент времени t в объеме dV , т.е. в области с координатами x и $x + dx$, y и $y + dy$, z и $z + dz$.

Так как искомое уравнение должно учитывать волновые свойства частиц, то оно должно быть **волновым уравнением**, подобно уравнению, описывающему электромагнитные волны.

Основное уравнение нерелятивистской квантовой механики сформулировано в 1926 г. Э. Шредингером. Оно, как и все основные уравнения физики (например, уравнения Ньютона в классической механике и уравнения Максвелла для электромагнитного поля), не выводится, а постулируется. Правильность подтверждается согласием с опытом получаемых с его помощью результатов, что, в свою очередь, придает ему

характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta\Psi + U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (8.9)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; m – масса частицы; Δ – оператор Лапласа

$$\left(\Delta\Psi = \frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} \right);$$

$U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t)$ – потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется; $\Psi(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t)$ – искомая волновая функция частицы; i – мнимая единица.

Уравнение (8.9) справедливо для любой частицы, движущейся с малой скоростью, т.е. со скоростью $v \ll c$, и дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) конечность, однозначность и непрерывность; 2) производные

$$\frac{\partial\Psi}{\partial x}, \frac{\partial\Psi}{\partial y}, \frac{\partial\Psi}{\partial z}, \frac{\partial\Psi}{\partial t}$$

должны быть непрерывны; 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема (это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей).

Уравнение (8.9) является **общим уравнением Шредингера** или уравнением, зависящим от времени. Для многих физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (8.9) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени. Иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний, т.е. с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т.е. функция $U = U(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая – только времени.

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\pi^2}(E - U)\Psi = 0. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) называется **уравнением Шредингера для стационарных состояний**.

В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия **E** частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими являются условия регулярности волновых функций: конечность, однозначность и непрерывность вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями **Ψ**. Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра **E**, а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными**. Решения же, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями**. Собственные значения **E** могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о непрерывном, или **сплошном спектре**, во втором - о **дискретном спектре**.

9. ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

9.1. Атом водорода в квантовой механике

Решение задачи об энергетических уравнениях электрона для атома водорода (а также водородоподобных систем: иона гелия He^+ , двукратно ионизированного лития Li^{++} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом **Ze** (для атома водорода **Z** = 1),

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon r},$$

характер закона природы. Уравнение Шредингера имеет вид

$$-\frac{\hbar}{2m}\Delta\Psi + U(x, y, z, t)\Psi = i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}, \quad (8.9)$$

где $\hbar = \frac{h}{2\pi}$; **m** – масса частицы; Δ – оператор Лапласа

$$\left(\Delta \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} \right);$$

i -мнимая единица; $U(x, y, z, t)$ - потенциальная функция частицы в силовом поле, в котором она движется; $\Psi(x, y, z, t)$ - искомая волновая функция частицы.

Уравнение (8.9) справедливо для любой частицы, движущейся с малой скоростью, т.е. со скоростью $v \ll c$. И дополняется условиями, накладываемыми на волновую функцию: 1) конечность, однозначность и непрерывность; 2) производные

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \frac{\partial \Psi}{\partial z}, \frac{\partial \Psi}{\partial t}$$

должны быть непрерывны; 3) функция $|\Psi|^2$ должна быть интегрируема: (это условие в простейших случаях сводится к условию нормировки вероятностей).

Уравнение (8.9) является **общим уравнением Шредингера** или уравнением, зависящим от времени. Для многих Физических явлений, происходящих в микромире, уравнение (8.9) можно упростить, исключив зависимость Ψ от времени. Иными словами, найти уравнение Шредингера для стационарных состояний, т.е. с фиксированными значениями энергии. Это возможно, если силовое поле, в котором частица движется, стационарно, т.е. функция $U = U(x, y, z)$ не зависит явно от времени и имеет смысл потенциальной энергии. В данном случае решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде произведения двух функций, одна из которых есть функция только координат, другая - только времени.

$$\Delta \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \Psi = 0. \quad (8.10)$$

Уравнение (8.10) называется **уравнением Шредингера для стационарных состояний**.

В это уравнение в качестве параметра входит полная энергия E частицы. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что подобные уравнения имеют бесчисленное множество решений, из которых посредством наложения граничных условий отбирают имеющие физический смысл. Для уравнения Шредингера такими являются условия регулярности волновых функций: конечность, однозначность и непрерывность вместе со своими первыми производными. Таким образом, реальный физический смысл имеют только такие решения, которые выражаются регулярными функциями Ψ . Но регулярные решения имеют место не при любых значениях параметра E , а лишь при определенном их наборе, характерном для данной задачи. Эти значения энергии называются **собственными**. Решения же, которые соответствуют **собственным** значениям энергии, называются **собственными функциями**. Собственные значения

ния E могут образовывать как непрерывный, так и дискретный ряд. В первом случае говорят о непрерывном, или **сплошном спектре**, во втором - о **дискретном спектре**.

9. ЭЛЕМЕНТЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ

9.1. Атом водорода в квантовой механике

Решение задачи об энергетических уравнениях электрона для атома водорода (а также водородоподобных систем: иона гелия He^+ , двукратно ионизированного лития Li^{++} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$),

$$U(\mathbf{r}) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r},$$

где r - расстояние между электроном и ядром. Графически функция $U(\mathbf{r})$ изображена жирной кривой на рис. 38, неограниченно убывающей (возрастающей) по модулю при уменьшении r , т.е. при приближении электрона к ядру.

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией Ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению Шредингера

$$\Delta\Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0 \quad (9.1)$$

где m - масса электрона, E - полная энергия электрона в атоме. Так как поле, в котором движется электрон, является центрально-симметричным; то для решения уравнения (9.1) обычно используют сферическую систему координат: r, θ, φ . Не вдаваясь в математическое решение этой задачи; ограничимся рассмотрением важнейших результатов; которые из него следуют; пояснив их физический смысл.

1. Энергия. В теории дифференциальных уравнений доказывается, что уравнения типа (9.1) имеют решения; удовлетворяющие требованиям однозначности; конечности и непрерывности волновой функции Ψ только при собственных значениях энергии

$$E_n = -\frac{Z^2 m e^4}{n^2 8 h^2 \epsilon_0^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (9.2)$$

т.е. для дискретного набора отрицательных значений энергии.

Таким образом; решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней. Возможные значения E_1, E_2, E_3 показаны на рис. 38 в виде горизонтальных прямых.

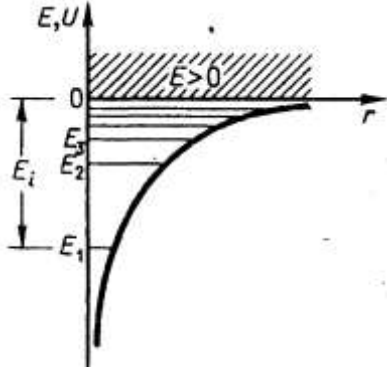


Рис. 38

При $E > 0$ движение электрона является **свободным**; область непрерывного спектра $E > 0$ (на рис. 37 заштрихована) соответствует **ионизированному атому**. Энергия ионизации атома водорода равна

$$E_i = -E_1 = \frac{me^4}{8h^2 \epsilon_0^2} = 13,55 \text{ эВ} \quad (9.3)$$

Выражение (9.3) совпадает с формулой (7.7), полученной Бором для энергии атома водорода. Однако если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы, то в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера.

2. Квантовые числа. В квантовой механике доказывается, что уравнению Шредингера (9.1) удовлетворяют собственные функции, $\Psi_{n \ell m_\ell}(\mathbf{r}, \theta, \varphi)$, определяемые тремя квантовыми числами: главным n , орбитальным ℓ и магнитным m_ℓ .

Главное квантовое число n , согласно (9.2), определяет **энергетические уровни электрона** в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы: $n=1, 2, 3,$

Из решения уравнения Шредингера вытекает, что момент импульса (механический орбитальный момент) электрона квантуется, т.е. не может быть произвольным, а принимает дискретные значения, определяемые формулой

$$L_e = \hbar \sqrt{\ell(\ell + 1)}, \quad (9.4)$$

где ℓ – **орбитальное квантовое число**, которое при заданном n принимает значения

$$\ell = 0, 1, \dots, (\overset{82}{n} - 1) \quad (9.5)$$

т.е. всего n значений, и определяет **момент импульса электрона** в атоме.

Из решения уравнений Шредингера следует также, что вектор \mathbf{L}_ℓ момента импульса электрона может иметь лишь такие ориентации в пространстве, при которых его проекция L_{ez} на направление \mathbf{z} внешнего магнитного поля принимает квантовые значения кратные \hbar

$$L_{ez} = \hbar m_\ell \quad (9.6)$$

где m_ℓ - **магнитное квантовое число**, которое может принимать значения $=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \ell$, m_ℓ - определяет проекцию момента импульса электрона на заданное направление, причем вектор момента импульса электрона в атоме может иметь в пространстве $2\ell + 1$ ориентаций. Наличие квантового числа m_ℓ должно привести в магнитном поле к расщеплению уровня с главным квантовым числом n на $2\ell + 1$ подуровней. Соответственно в спектре атома должно наблюдаться расщепление спектральных линий. Действительно, расщепление энергетических уровней в магнитном поле было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зеemanом и получило название **эффекта Зеемана**. Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле, тоже доказанное экспериментально, называется **эффектом Штарка**.

Хотя энергия электрона (9.2) и зависит только от главного квантового числа n , но каждому собственному значению E_n (кроме E_1) соответствует несколько собственных функций $\Psi_{n\ell m_\ell}$, отличающихся значениями m_ℓ . Следовательно, атом водорода может иметь одно и то же значение энергии, находясь в нескольких различных состояниях. Так как при данном n орбитальное квантовое число ℓ может изменяться от 0 до $n-1$, а каждому значению ℓ соответствует $2\ell + 1$ различных значений, то число различных состояний, соответствующих данному n , равно m_ℓ

$$\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2. \quad (9.7)$$

Квантовые числа и их значения являются следствием решений уравнений Шредингера и условий однозначности, непрерывности и конечности, налагаемых на волновую функцию Ψ . Кроме того, поскольку при движении электрона в атоме существенны волновые свойства электрона, квантовая механика вообще отказывается от классического представления об электронных орбитах. Согласно учению, каждому энергетическому состоянию соответствует волновая функция, квадрат модуля которой определяет вероятность обнаружения электрона в единице объема, различную в разных частях атома. Электрон при своем движении как бы "размазан" по всему объему и образует электронное облако,

плотность (густота) которого характеризует вероятность нахождения электрона в различных точках объема атома. Квантовые числа n и ℓ характеризуют размер и форму электронного облака, квантовое число m_ℓ - ориентацию электронного облака в пространстве.

В атомной физике по аналогии со спектроскопией состояние электрона, характеризующееся квантовым числом $\ell = 0$, называют **s** - состоянием (электрон в этом состоянии называют **s** - электроном), $\ell = 1$ - **p** - состоянием, $\ell = 2$ - **d** - состоянием, $\ell = 3$ - **f** - состоянием и т. д. Значение главного квантового числа указывается перед условным обозначением орбитального квантового числа. Например, электроны в состояниях с $n = 2$ и $\ell = 0$ и ℓ обозначаются соответственно символами **2s** и **2p**.

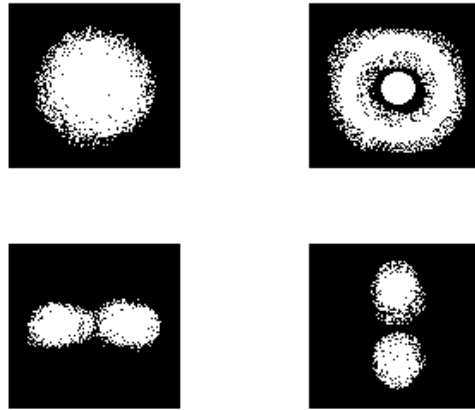


Рис. 39

На рис. 39 для примера приведено распределение электронной плотности (в форме электронного облака) для состояний атома водорода при $n = 1$ и $n = 2$, определяемое $|\Psi_{n\ell m}|^2$ как видно из рисунка, оно зависит от n , ℓ и m_ℓ . Так при $\ell = 0$ электронная плотность в центре отлична от нуля и не зависит от направления (сферически симметрична), а для остальных состояний в центре она равна нулю зависит от направления.

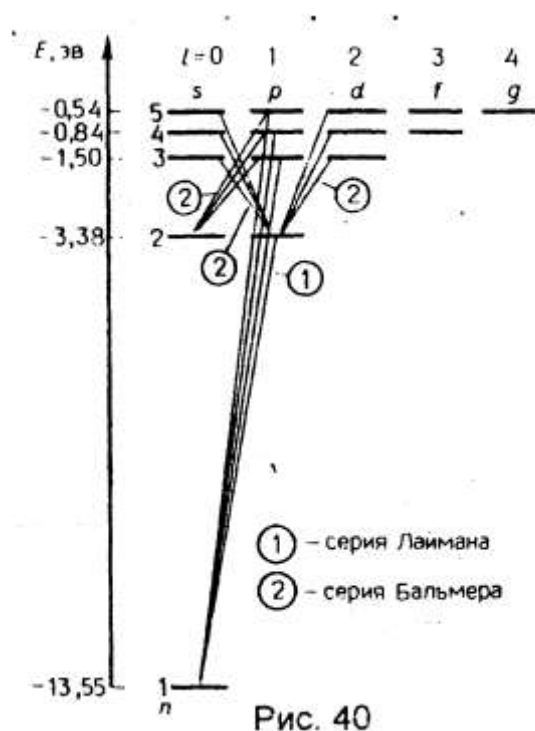
3. Спектр. Квантовые числа n , ℓ и m_ℓ позволяют более полно описать спектр испускания (поглощения) атома водорода, полученный в теории Бора. В квантовой механике вводятся **правила отбора**, ограничивающее число возможных переходов электронов в атоме, связанных с испусканием и поглощением света.

Теоретически доказано и экспериментально подтверждено, что для дипольного излучения электрона, движущегося в центрально - симметричном поле ядра, могут осуществляться только такие переходы, для которых: 1) изменение орбитального квантового числа $\Delta\ell$ удовлетворяет условию

$$\Delta \ell = \pm 1; \quad (9.7)$$

2) изменение магнитного квантового числа Δm_ℓ удовлетворяет условию

$$\Delta m_\ell = 0, \pm 1.$$



В оптических спектрах указанные правила отбора в основном выполняются. Однако в принципе могут наблюдаться и слабые, "запрещенные" линии, например возникающие при переходах с $\Delta \ell = 2$. Появление этих линий объясняется тем, что строгая теория, запрещающая дипольные переходы, разрешает переходы, соответствующие излучению более сложных систем зарядов. Например, квадруполь. Вероятность же квадрупольных переходов (переходы с $\Delta \ell = 2$) во много раз меньше вероятности дипольных переходов, поэтому "запрещенные" линии и являются слабыми. Учитывая число возможных состояний, соответствующих данному n , и правило отбора (9.8), рассмотрим спектральные линии атома водорода: серии Лаймана соответствуют переходы

$$np \rightarrow 1s \quad (n = 2, 3, \dots);$$

серии Бальмера -

$$np \rightarrow 2s, \quad ns \rightarrow 2p, \quad nd \rightarrow 2p \quad (n = 3, 4, \dots).$$

Переход электрона из основного состояния в возбужденное обусловлен увеличением энергии атома и может происходить только при сообщении атому энергии извне. Например, на счет поглощения атомом фотона. Так как погло-

щающий атом находится обычно в основном состоянии, то спектр атома водорода должен состоять из линий, соответствующих переходам $1s \rightarrow np$ ($n=2,3, \dots$), что находится в полном согласии с опытом.

9.2. Спин электрона. Спиновое число

В 1922 г. О. Штерн и В. Герлах, проводя прямые измерения магнитных моментов, обнаружили, что узкий пучок атомов водорода, заведомо находящихся в s – состоянии, в неоднородном магнитном поле расщепляется на два пучка.

В этом состоянии момент импульса электрона равен нулю. Магнитный момент атома, связанный с орбитальным движением электрона, пропорционален механическому моменту. Поэтому он равен нулю, и магнитное поле не должно оказывать влияния на движение атомов водорода в основном состоянии, т.е. расщепления быть не должно. Однако в дальнейшем при применении спектральных приборов с большой разрешающей способностью было доказано, что спектральные линии атома водорода обнаруживают тонкую структуру (являются дублетами) даже в отсутствие магнитного поля.

Для объяснения тонкой структуры спектральных линий, а также ряда других явлений в атомной физике американские ученые Д. Уленбек и С. Гаудмист предположили, что электрон обладает **собственным неуничтожимым моментом импульса**, не связанным движением электрона в пространстве, - **спином**.

Спин электрона (и всех других микрочастиц) - квантовая величина, у нее нет классического аналога; это внутреннее неотъемлемое свойство электрона, подобное его заряду и массе.

Если электрону приписывается собственный механический момент импульса (спин) L_s , то ему соответствует собственный магнитный момент P_{MS} .

Согласно общим выводам квантовой механики, спин квантуется по закону

$$L_s = \hbar \sqrt{s(s+1)},$$

где s - **спиновое квантовое число**.

По аналогии с орбитальным моментом импульса проекция S_{Lz} может принимать $2s + 1 = 2$, откуда $s = 1/2$. Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантовой величиной, определяется выражением

$$L_{sZ} = \hbar m_s$$

где m_s - **магнитное спиновое квантовое число**; оно может иметь только два значения: $m_s = \pm 1/2$

Таким образом, опытные данные привели к необходимости характеризовать электроны (и микрочастицы вообще) добавочной внутренней степенью свободы. Поэтому для полного описания состояния электрона в атоме необхо-

димом наряду с главным, орбитальным и магнитным квантовыми числами, задавать еще магнитное спиновое квантовое число.

9.3. Принцип Паули. Распределение электронов в атоме по состояниям

Состояние электрона в атоме однозначно и определяется набором четырех квантовых чисел:

главного n ($n = 1, 2, 3, \dots$);

орбитального ℓ ($\ell = 0, 1, 2, \dots, n-1$);

магнитного m_ℓ ($m_\ell = -1, \dots, -1, 0, +1, \dots, 1$),

магнитного спинового m_s ($m_s = +1/2, -1/2$).

Распределение электронов в атоме подчиняется принципу Паули, который может быть использован в его простейшей формулировке: в одном и том же атоме не может быть более одного электрона с одинаковым набором четырех квантовых чисел n , ℓ , m_ℓ и m_s , т.е.

$$Z(n, \ell, m_s, m_\ell) = 0 \text{ или } 1,$$

где $Z(n, \ell, m_s, m_\ell)$ - число электронов, находящихся в квантовом состоянии, описываемом набором четырех квантовых чисел: n , ℓ , m_ℓ и m_s . Таким образом, принцип Паули утверждает, что два электрона, связанные в одном и том же атоме, различаются значениями, по крайней мере, одного квантового числа.

Согласно формуле $\sum_{\ell=0}^{n-1} (2\ell + 1) = n^2$, данному n соответствует n^2 различных состояний, отличающихся значениями ℓ и m_ℓ . Квантовое число m_s может принимать лишь два значения ($\pm 1/2$). Поэтому максимальное число электронов, находящихся в состояниях, определяемых данным квантовым числом, равно

$$Z(n) = \sum_{\ell=0}^{n-1} 2(2\ell + 1) = 2n^2.$$

Совокупность электронов в многоэлектронном атоме, имеющих одно и то же главное квантовое число n , называют **электронной оболочкой**. В каждой из оболочек электроны распределяются по **подоболочкам**, соответствующим данному ℓ . Поскольку орбитальное квантовое число принимает значения от 0 до $n-1$, число подоболочек равно порядковому номеру n - оболочки.

Количество электронов в подоболочке определяется магнитным и магнитным спиновым квантовыми числами. Максимальное число электронов в подоболочке с данным l равно $2(2l + 1)$. Обозначения оболочек, а также распределение электронов по оболочкам и подоболочкам представлены в таблице.

Главное квантовое число	1	2	3	4	5
Символы оболочек	K	L	M	N	O
Максимальное число электронов в оболочке	2	8	18	32	50
Орбитальное квантовое число l	0	0 1	0 1 2	0 1 2 3	0 1 2 3 4
Символы под-Оболочки	1s	2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g
Максимальное число электронов в подоболочке	2	2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10 14 18

Принцип Паули, лежащий в основе систематики заполнения электронных состояний в атомах, позволяет объяснить **периодическую систему Менделеева**, фундаментальный закон природы, являющийся основой современной химии, атомной и ядерной физики.

10. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

10.1. Понятие о зонной теории твердых тел

Используя уравнение Шредингера - основное уравнение динамики в нерелятивистской квантовой механике, - в принципе можно рассмотреть задачу о кристалле, например, найти возможные значения его энергии, а также соответствующие энергетические состояния. Однако как в классической, так и в квантовой механике отсутствуют методы точного решения динамической задачи для системы многих частиц. Поэтому эта задача решается приближенно сведением задачи многих частиц к одноэлектронной задаче - задаче об одном электроном, движущемся в заданном внешнем поле. Подобный путь приводит к **зонной теории твердого тела**.

Квантово-механическая система разделяется на тяжелые и легкие частицы - ядра и электроны. Поскольку массы и скорости их частиц значительно различаются, можно считать, что ядра в узлах кристаллической решетки непод-

вижны, движение электрона рассматривается в постоянном периодическом поле ядер.

Взаимодействие данного электрона со всеми другими электронами заменяется действием на него стационарного электрического поля, обладающего периодичностью кристаллической решетки. И создающегося усредненным в пространстве зарядом всех других электронов и всех ядер. Таким образом, в рамках зонной теории многоэлектронная задача сводится к задаче о движении одного электрона во внешнем периодическом поле — усредненном и согласованном поле всех ядер и электронов.

Рассмотрим мысленно процесс образования твердого тела из изолированных атомов. Пока атомы изолированы, т.е. находятся друг от друга на макроскопических расстояниях, они имеют совпадающие схемы энергетических уровней (рис.41). По мере "сжатия" модели до кристаллической решетки, т.е. когда расстояния между атомами станут равными межатомным расстояниям в твердых телах, взаимодействие между атомами приводит к тому, что энергетические уровни атомов смещаются, расщепляются и расширяются в зоны, образуется так называемый **зонный энергетический спектр**.

Заметно расщепляются и расширяются лишь уровни внешних валентных электронов, наиболее слабо связанных с ядром и имеющих наибольшую энергию, а также более высокие уровни, которые в основном состоянии атома вообще электронами не заняты (рис. 11). Уровни же внутренних электронов либо совсем не расщепляются, либо расщепляются слабо. Таким образом, в твердых телах электроны ведут себя так же, как в изолированных системах; валентные же электроны "коллективизированы" - принадлежат всему твердому телу. В кристалле валентные электроны атомов, связанные слабее с ядрами, чем внутренние электроны, могут переходить от атома к атому.

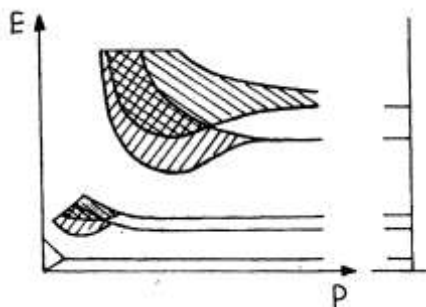


Рис. 41

Расстояние между соседними энергетическими уровнями в зоне составляют приблизительно 10^{-22} эВ. оно столь ничтожно, что зоны можно считать практически непрерывными. Однако факт конечного числа уровней в зоне играет важную роль для распределения электронов по состояниям.

Разрешенные энергетические зоны разделены **запрещенными энергетическими зонами**. В них электроны находиться не могут. Ширина зон (разрешенных и запрещенных) не зависит от размера кристалла. Разрешенные зоны тем шире, чем слабее связь валентных электронов с ядрами.

Энергия внешних электронов может принимать значения в пределах областей, называемых **разрешенными энергетическими зонами** (на рис. 41 заштрихованы). Каждая разрешенная зона "вмещает" в себя столько близлежащих дискретных уровней; сколько атомов содержит кристалл. Чем больше в кристалле атомов, тем теснее расположены уровни в зоне.

10.2. Металлы, диэлектрики и полупроводники по зонной теории

Зонная теория твёрдых тел позволила с единой точки зрения истолковать существование металлов, диэлектриков и полупроводников, объяснив различие в их электрических свойствах, во-первых, неодинаковым заполнением электронами разрешенных зон и, во-вторых, шириной запрещенных зон. Степень заполнения электронами энергетических уровней в зоне определяется заполнением соответствующего атомного уровня. Если, например, какой-то уровень атома заполнен электронами в соответствии с принципом Паули, то образующаяся из него зона также полностью заполнена.

В общем случае можно говорить о **валентной зоне**, которая полностью заполнена электронами и образована из энергетических уровней внутренних электронов свободных атомов, и о **зоне проводимости** (свободной зоне), которая либо частично заполнена электронами, либо свободна и образована из энергетических уровней внешних "коллективизированных" электронов изолированных атомов. В зависимости от степени заполнения зон электронами и ширины запрещенной зоны возможны четыре случая (рис. 42). Самая верхняя зона, содержащая электроны, заполнена лишь частично, т.е. в ней имеются вакантные уровни (рис. 42,а). В данном случае электрон, получив сколь угодно малую энергетическую "добавку" (например, за счёт теплового движения или электрического поля), может перейти на более высокий энергетический уровень той же зоны, т.е. стать свободным и участвовать в проводимости. Внутризонный переход вполне возможен, т.к., например, при 1 К энергия теплового движения $kT \approx 10^{-4}$ эВ, т.е. гораздо больше разности энергии между соседними уровнями зоны (примерно 10^{-22} эВ). Таким образом, если в твердом теле имеется зона, лишь частично заполненная электронами, то это тело всегда будет проводником электрического тока.

Твердое тело является проводником электрического тока и в том случае, когда валентная зона перекрывается свободной, что в конечном счете приводит к не полностью заполненной (рис.42, б). Это имеет место для щелочноземельных элементов, образующих группу 2 таблицы Менделеева (Be, Mg, Ca, Zn, ...). В данном случае образуется так называемая гибридная зона, которая заполняется валентными электронами лишь частично; следовательно, механические свойства щелочноземельных элементов обусловлены перекрытием валентной и свободной зон.

а

б

в

г

Рис. 42

Помимо рассмотренного перекрытия зон, возможно также перераспределение электронов между зонами, возникающими из уровней различных атомов. Это может привести к тому, что вместо двух частично заполненных зон в кристалле окажется одна целиком заполненная (валентная) зона и одна свободная (зона проводимости). Твердые тела, у которых энергетический спектр электронных состояний состоит только из валентной зоны и зоны проводимости, являются диэлектриками или полупроводниками: в зависимости от ширины запрещенной зоны ΔE .

Если ширина запрещенной зоны кристалла порядка нескольких электрон-вольт, то тепловое движение не может перебросить электроны из валентной зоны в зону проводимости, такой кристалл является диэлектриком, оставаясь им при всех реальных температурах (рис.42, в). Если запрещенная зона достаточно узка (ΔE порядка 1 эВ), то переброс электронов из валентной зоны в зону проводимости может быть осуществлен сравнительно легко: либо путем теплового возбуждения, либо за счёт внешнего источника, способного передать электронам энергию ΔE . Такой кристалл является полупроводником (рис.42, г).

Различие между металлами и диэлектриками, по зонной теории, состоит в том, что при 0 К в зоне проводимости металлов имеются электроны, а в зоне проводимости диэлектриков они отсутствуют. Различие же между диэлектриками и полупроводниками определяется шириной запрещенных зон: для диэлектрика она довольно широка (например, для NaCl $\Delta E = 6$ эВ), для полупроводников достаточно узка (например, для германия $\Delta E = 0,72$ эВ). При температурах близких к 0 К полупроводники ведут себя как диэлектрики, т.к. перебросов в зону проводимости не происходит. С повышением температуры у полупроводников растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости, т.е. электрическая проводимость проводников в этом случае увеличивается.

10.3. Собственная проводимость полупроводников

Полупроводниками являются твердые тела, которые при $T=0$ характеризуются полностью занятой электронами валентной зоной, отделенной от зоны проводимости сравнительно узкой (ΔE порядка 1 эВ) запрещенной зоной. Своим названием они обязаны тому, что их электропроводность меньше электропроводности металлов и больше электропроводности диэлектриков. В природе

полупроводники существуют в виде элементов, например, Si, Ge, As, Se, а также химических соединений, например, оксидов, сульфидов, селенидов, сплавов элементов различных групп. Различают **собственные и примесные полупроводники**. Собственными являются химически чистые полупроводники, а их проводимость называется собственной. Примером могут служить химически чистые Ge, Se, а также многие химические соединения: InSb, GaAs, CdS и др.

При 0 К и отсутствии других внешних факторов собственные полупроводники ведут себя как диэлектрики. При повышении же температуры электроны с верхних уровней валентной зоны 1 могут быть переброшены на нижние уровни зоны проводимости 2 (рис.43). При наложении на кристалл электрического поля они перемещаются против поля и создают электрический ток. Таким образом, зона 2 из-за ее частичного «укомплектования» электронами становится зоной проводимости. Проводимость собственных

Рис. 43 полупроводников, обусловленная электронами, называется **электронной проводимостью** или **проводимостью n-типа**.

В результате тепловых забросов электронов из зоны 1 в зону 2 в валентной зоне возникают валентные состояния, получившие названия **дырок**. Во внешнем электрическом поле на освободившееся от электрона место (дырку) может переместиться электрон с соседнего уровня, а дырка появится в том месте, откуда ушел электрон, и т.д. Такой процесс заполнения дырок электронами равносителен перемещению дырки в направлении, противоположном движению электронов, т.к. если бы дырка обладала положительным зарядом, равным по величине заряду электрона. Проводимость собственных полупроводников, обусловленная дырками, называется **дырочной проводимостью** или **проводимостью Р-типа**.

Таким образом, в собственных полупроводниках наблюдаются два механизма проводимости: электронный и дырочный. Число электронов в зоне проводимости равно числу дырок в валентной зоне, т.к. последние соответствуют электронам, возбужденным в зону проводимости.

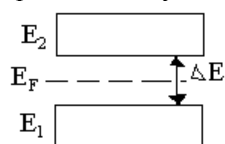


Рис. 44

Действительно, для переброса электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний затрачивается **энергия активации**, равная ширине запрещенной зоны ΔE . При появлении же электрона в зоне проводимости в валентной зоне обязательно возникает дырка. Следовательно, энергия, затраченная на обра-

В собственном полупроводнике уровень Ферми – уровень, на котором находятся электроны при $T=0$ К, расположен в середине запрещенной зоны (рис.44).

Примечание [АК1]:

зование пары носителей тока, должна делиться на две равные части. Так как энергия, соответствующая половине ширины запрещенной зоны, идет на переброс электрона и такая же энергия затрачивается на образование дырки, то начало отсчета для каждого из этих процессов должно находиться в середине запрещенной зоны.

Увеличение проводимости полупроводников с повышением температуры является их характерной особенностью (у металлов с повышением температуры проводимость уменьшается). По зонной теории это обстоятельство объяснить довольно просто: с повышением температуры растет число электронов, которые вследствие теплового возбуждения переходят в зону проводимости и участвуют в процессе.

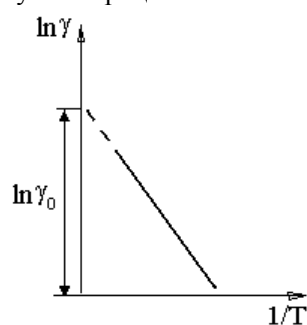


Рис. 45

Если представить зависимость $\ln \gamma$ от $1/T$, то для собственных полупроводников это прямая (рис. 45), по наклону которой можно определить ширину запрещенной зоны ΔE , а по ее продолжению - γ_0 (прямая отсекает на оси ординат отрезок равный $\ln \gamma_0$). Одним из наиболее широко распространенных полупроводниковых элементов является германий, имеющий решетку, в которой каждый атом связан ковалентными связями с четырьмя ближайшими соседями.

Упрощенная плоская схема расположения атомов в кристалле Ge дана на рис.46, где каждая черточка, обозначает связь, осуществляемую одним электроном. В идеальном кристалле при 0 К такая структура представляет собой диэлектрик, т.к. все валентные электроны участвуют в образовании связей и, следовательно, не участвуют в проводимости. При повышении температуры (или влиянии других внешних факторов) тепловые колебания решетки могут привести к разрыву некоторых валентных связей. В результате, часть электронов отщепляется и они становятся свободными. В покинутом электроном месте возникает дырка (она изображена белым кружком), заполнить которую могут электроны из соседней пары. В результате дырка, так же как и освободившийся электрон, будет двигаться по кристаллу. Движение электронов проводимости и дырок в отсутствие электрического поля является хаотическим. Если же на кристалл наложить электрическое поле, то электроны начнут двигаться против поля, дырки - по полю, что приведет к возникновению собственной проводимости германия, обусловленной как электронами, так и дырками в полупроводниках. Наряду с процессом генераций электронов и дырок идет процесс рекомбинации: электроны переходят из зоны проводимости в валентную, отдавая энергию решетке и испуская кванты электромагнитного излучения. В результате для каждой температуры устанавливается определенная равновесная концентрация электронов и дырок, изменяющаяся с температурой.

10.4. Примесная проводимость полупроводников

Проводимость полупроводников, обусловленная примесями, называется **примесной проводимостью**, а сами полупроводники – **примесными полупроводниками**.

Примесная проводимость обусловлена примесями, а также дефектами типа избыточных атомов, тепловыми (пустые узлы или атомы в междоузлиях) и механическими (трещины, дислокации и т. д.) дефектами. Наличие в полупроводнике примеси существенно изменяет его проводимость. Примесную проводимость полупроводников рассмотрим на примере Ge и Si, в которые вводится атом с валентностью, отличной от валентности основных атомов на единицу. Например, при замещении атома германия пятивалентным атомом мышьяка (рис.47,а) один электрон не может образовать ковалентной связи; он оказывается лишним и может быть легко при тепловых колебаниях решетки отщеплен от атома, т.е. стать свободным. Образование свободного электрона не сопровождается нарушением ковалентной связи. Избыточный положительный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и поэтому перемещаться по решетке не может.

а

б

Рис. 47

По зонной теории рассмотренный процесс можно представить следующим образом (рис. 47). Введение примеси искажает поле решетки, что приводит к возникновению в запрещенной зоне энергетического уровня **D** валентных электронов мышьяка, называемого **примесным уровнем**.

В случае германия с примесью мышьяка этот уровень располагается от дна зоны проводимости на расстоянии $\Delta E_D = 0.013 \text{ эВ}$. Так как $\Delta E_D \ll kT$, то уже при обычных температурах энергия теплового движения достаточна для того, чтобы перебросить электроны примесного уровня в зону проводимости; образующиеся при этом положительные заряды локализуются на неподвижных атомах мышьяка и в проводимости не участвуют.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу больше валентности основных атомов, носителями тока являются электроны; возникает **электронная примесная проводимость** (проводимость **n**-типа). Полупроводники с такой проводимостью называются **электронными**. Примеси, являющиеся источником электронов, называются **донорами**, а энергетические уровни этих примесей – **донорными уровнями**,

а

б

Рис. 48

Предположим, что в решетку кремния введен примесный атом с тремя валентными электронами, например бор (рис.48, а). Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями у атома бора не хватает одного электрона, одна из связей остается неуполученной, и четвертый электрон может быть захвачен от соседнего атома основного вещества, где соответственно образуется дырка. Последовательное заполнение образующихся дырок электронами эквивалентно движению дырок в полупроводнике, т.е. дырки не остаются локализованными, а перемещаются в решетке кремния как свободные положительные заряды.

Избыточный же отрицательный заряд, возникающий вблизи атома примеси, связан с атомом примеси и по решетке перемещаться не может.

По зонной теории введение квантовой примеси в решетку кремния приводит к возникновению в запрещенной зоне примесного энергетического уровня A , не занятого электронами. В случае кремния с примесью бора этот уровень располагается выше верхнего края валентной зоны на расстоянии $\Delta A = 0,08 \text{ эВ}$ (рис.48,б). Близость этих уровней к ковалентной зоне приводит к тому, что уже при сравнительно низких температурах электроны из валентной зоны переходят на примесные уровни и, связываясь с атомами бора, теряют способность перемещаться по решетке кремния, т.е. в проводимости не участвуют. Носителями тока являются лишь дырки, возникающие в валентной зоне.

Таким образом, в полупроводниках с примесью, валентность которой на единицу меньше валентности основных атомов, носителями тока являются дырки; возникает **дырочная проводимость** (проводимость **p**-типа). **Полупроводники** с такой проводимостью называются **дырочными**, или полупроводниками **p**-типа. Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются **акцепторами**, а энергетические уровни этих примесей – **акцепторными уровнями**.

В отличие от собственной проводимости, осуществляющейся одновременно электронами и дырками, примесная проводимость полупроводников обусловлена в основном носителями одного знака: электронами - в случае донорной примеси, дырками — в случае акцепторной. Эти носители тока называются **основными**. Кроме основных носителей, в полупроводнике имеются и неосновные: в полупроводниках **n**-типа - дырки, в полупроводниках **p**-типа – электроны.

10.5. Контакт электронного и дырочного полупроводников

Граница соприкосновения двух полупроводников, один из которых имеет электронную, а другой дырочную проводимость, называется **электронно-дырочным переходом** или **P-n - переходом**. Он имеет большое практическое значение, являясь основой работы многих полупроводниковых приборов. **P-n** - переход нельзя осуществить просто механическим соединением двух полупро-

водников. Обычно области различной проводимости создают либо при выращивании кристаллов, либо при соответствующей их обработке.

а

б

Рис. 49

Рассмотрим физические процессы, происходящие в **p-n**-переходе (рис. 49). Пусть донорный полупроводник приводится в контакт (рис.49, а) с акцепторным полупроводником. Электроны из **n**- полупроводника, где их концентрация выше, будут диффундировать в **p**- полупроводник, где их концентрация ниже. Диффузия же дырок происходит в обратном направлении - **pn**.

В **n**- полупроводнике из-за ухода электронов вблизи границы остается нескомпенсированный положительный объемный заряд неподвижных ионизированных донорных атомов, а в **p**- полупроводнике из-за ухода дырок вблизи границы образуется отрицательный объемный заряд неподвижных ионизированных акцепторов с двойным электрическим слоем, поле которого направленно от области **n** к **p**, препятствует дальнейшему переходу электронов в **n**-р и дырок в **p**-**n**. Если концентрация доноров и акцепторов в полупроводниках **n**- и **p**-типа одинакова, то толщины слоев d_1 и d_2 , в которых локализуются неподвижные заряды, равны.

Толщина **d** слоя **p-n** - перехода в полупроводниках составляет примерно $10^{-6} - 10^{-7}$ м, а контактная разность потенциалов – десятые доли вольт. Носители тока способны преодолевать такую разность потенциалов лишь при температуре в несколько тысяч градусов, т.е. при обычных температурах равновесный контактный слой является **запирающим** (характеризуется повышенным сопротивлением).

а

б

Рис. 50

Сопротивление запирающего слоя можно изменить с помощью внешнего электрического поля. Если приложенное к **p-n**- переходу внешнее электрическое поле направлено от **n**-полупроводника к **p**- полупроводнику (рис.50,а), т.е. совпадает с полем контактного слоя, то оно вызывает движение электронов в **n**-полупроводнике и дырок в **p**-полупроводнике от границы **p-n**- перехода в противоположные стороны. В результате запирающий слой расширится и его сопротивление возрастет. Направление внешнего поля, расширяющего запирающий слой; называется **запирающим (обратным)**. В нем электрический ток через **p-n**- переход практически не проходит, а образуется лишь за счет неосновных носителей тока (электронов в **p**- полупроводнике и дырок в **n**-полупроводнике). Если приложенное к **p-n** - переходам внешнее электрическое поле направлено противоположно полю контактного слоя (рис.50,б), то оно вызывает движение электронов в **n**- полупроводнике и дырок в **p**- полупроводнике к границе **p-n**- перехода навстречу друг другу. В этой области они рекомбинируют, толщина контактного слоя и его сопротивление уменьшаются. Следовательно, здесь электрический ток проходит сквозь **p-n**- переход в направлении

от **p**-полупроводника к **n**-полупроводнику, называемому **пропускным (прямым)**.

Таким образом, **p-n**-переход (подобно контакту металла с полупроводником) обладает **односторонней (вентильной) проводимостью**. На рис.51 представлена вольт - амперная характеристика **p-n**-перехода. При пропускном напряжении внешнее электрическое поле способствует движению основных носителей тока к границе **p-n**- перехода. В результате толщина контактного слоя уменьшается. Соответственно умень-

шается и сопротивление перехода, а сила тока становится большой (правая ветвь, рис. 51). Это направление тока называется **прямым**. При запирающем (обратном) напряжении внешнее электрическое поле препятствует движению основных носителей тока к границе **p-n**- перехода и способствует движению основных носителей тока, концентрация которых в полупроводниках невелика. Это приводит к увеличению толщины контактного слоя, обедненного основными носителями тока. Соответственно увеличивается и сопротивление перехода. Поэтому в данном случае через **p-n**- переход протекает только небольшой ток, называемый **обратным**, полностью обусловленный неосновными носителями тока (левая ветвь, рис. 51). Быстрое возрастание такого тока означает пробой контактного слоя и его нарушение. При включении в сеть переменного тока **p-n**-переходы действуют как выпрямители.

10.6. Полупроводниковые диоды и триоды

Односторонняя проводимость контактов двух полупроводников (или металла с полупроводником) используется для выпрямления и преобразования переменных токов. Если имеется один электронно-дырочный переход, то его действие аналогично действию двухэлектронной лампы - диода. Поэтому полупроводниковое устройство, содержащее один **p-n**- переход, называется **полупроводниковым (кристаллическим) диодом**.

Диоды обладают целым рядом преимуществ по сравнению с электронными лампами: малые габаритные размеры, высокий КПД и срок службы, постоянная готовность к работе и т.д. Однако они очень чувствительны к температуре, поэтому интервал их рабочих температур ограничен (от -70 до $+120$ С). **P-n** - переходы обладают не только прекрасными выпрямляющими свойствами, но могут быть использованы также для усиления, а если в схему ввести обратную связь, то и для генерирования электрических колебаний. Приборы, предназначенные для этих целей, получили название **полупроводниковых триодов и транзисторов**.

11. ЭЛЕМЕНТЫ ФИЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

11.1. Размер, состав и заряд атомного ядра.

Массовое и зарядовое число

По Э. Резерфорду, атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов, причем ядра имеют размеры примерно 10^{-14} - 10^{-15} м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м). Атомное ядро состоит из элементарных частиц - **протонов и нейтронов**. Протон (**p**) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836m_e$, где m_e - масса электрона. Нейтрон (**n**) - нейтральная частица с массой покоя $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1838m_e$. Протоны и нейтроны называются **нуклонами**. Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом A**.

Атомное ядро характеризуется **зарядом Ze**, где **Z** - **зарядовое число** ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в периодической системе Менделеева, **e** - заряд протона. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от **Z=1** до **Z=107**.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}^A_Z X$, где **A** – массовое число (число нуклонов в ядре); **Z** - атомный номер (число протонов в ядре), **X** - символ химического элемента,

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т.е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутриатомного электрического поля. Ядра с одинаковыми **Z**, но разными **A** (то есть с разными числами нейтронов $N=A-Z$) называются **изотопами**, а ядра с одинаковыми **A**, но разными **Z** – **изобарами**. Например, водород ($Z=1$) имеет три изотопа: ${}^1_1\text{H}$ - протий ($Z=1, N=0$), ${}^2_1\text{H}$ - дейтерий ($Z=1, N=1$), ${}^3_1\text{H}$ - тритий ($Z=1, N=2$). В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для изотопов данного элемента.

11.2. Дефект массы и энергия связи ядра

Исследования показывают, что атомные ядра являются устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь.

Массу ядер очень точно можно определить с помощью **масс-спектрометров** - измерительных приборов, разделяющих с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц с различными удельными зарядами Q/m . Масс-спектрометрические измерения показали, что масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов. Но так как всякому изменению массы должно соответствовать изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на основные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра**.

Энергия связи нуклонов в ядре

$$E_{CB} = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_{я}]c^2, \quad (11.1)$$

где m_p , m_n , $m_{я}$ - соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся не массы $m_{я}$ ядер, а массы m атомов. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{CB} = [Zm_H + (A - Z)m_n - m]c^2, \quad (11.2)$$

где m_H - масса атома водорода. Так как m_H больше m_p на величину m_e , то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m отличается от массы ядра $m_{я}$ как раз на массу Z электронов, то вычисления по формулам (11.1) и (11.2) приводят к одинаковым результатам. Величина

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - m_{я}$$

называется **дефектом массы** ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра.

Часто вместо энергии связи рассматривают **удельную энергию связи** δE_{CB} - энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т.е. чем больше δE_{CB} , тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа A элемента (рис.52). Для легких ядер ($A \leq 12$) удельная энергия связи круто возрастает до $6 \div 7$ МэВ, претерпевая целый ряд скачков, затем медленнее возрастает до максимальной величины $8,7$ МэВ у элементов с $A = 50 \div 60$, а потом постепенно уменьшается у тяжелых элементов (например, для ${}_{92}^{238}\text{U}$ она составляет $7,6$ МэВ).

Отметим для сравнения: энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно 10 эВ. Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре

увеличивается и энергия их нуклоновского отталкивания. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными. Наиболее устойчивыми оказываются так называемые **магические ядра**, у которых число протонов или нейтронов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особенно стабильны **дважды магические ядра**, у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов (этих ядер насчитывается всего пять: ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$).

Наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева (рис. 52).

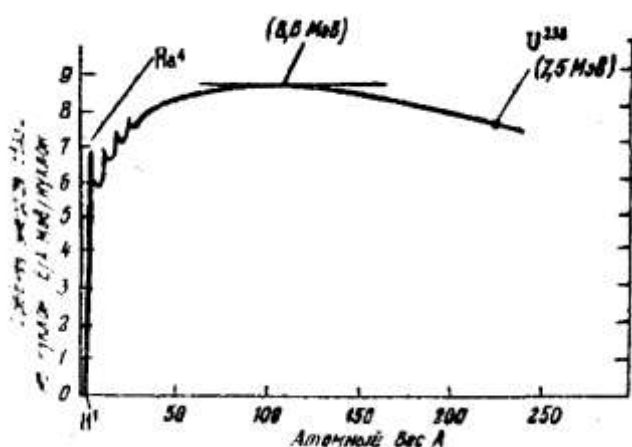


Рис. 52

Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процедуры: **1)** деление тяжелых ядер на более легкие; **2)** слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически (реакции деления и термоядерные реакции).

11.3. Ядерные силы. Модели ядра

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые, специфические для ядра силы, значительно превышающие нуклоновские: силы отталкивания между протонами, **ядерные**.

С помощью экспериментальных данных доказано, что ядерные силы намного превышают гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним. Ядерные силы относятся к классу так называемых **сильных взаимодействий**.

Перечислим их основные свойства:

- 1) являются силами притяжения;
- 2) их действие проявляется только на расстоянии примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы быстро уменьшаются до нуля;
- 3) присуща зарядовая независимость: ядерные силы, действующие между протонами или между протонами и нейтронами одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют неэлектрическую природу;
- 4) **имеют насыщение, т.е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Это проявляется в том, что удельная энергия связи в ядре при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;**
- 5) зависят от взаимной ориентации спинов взаимодействующих нуклонов.
- 6) не являются центральными, т.е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Сложный характер ядерных сил и трудность точного решения уравнений движения всех нуклонов ядра не позволили до настоящего времени разработать единую последовательную теорию атомного ядра. Поэтому на данной стадии прибегают к рассмотрению приближенных ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной системой, довольно хорошо описывающей только определенные свойства ядра и допускающей более или менее простую математическую трактовку. Из большого числа моделей, каждая из которых обязательно использует подобранные произвольные параметры, согласующиеся с экспериментом, рассмотрим две: **капельную и оболочную.**

1. Капельная модель ядра (1936 г.; Н. Бор и Я. Френкель). Является первой моделью. Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. В обоих случаях силы, действующие между составными частицами – молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, – являются короткодействующими, и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Наконец, объем капли, так же как и объем ядра, пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости в этой модели заключается в том, что она трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости, подчиняющуюся законам квантовой механики. Капельная модель ядра позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакции деления ядер. Однако эта модель не смогла, например, объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

2. Оболочная модель ядра (американский физик М. Гепперт-Майер и немецкий физик Ч.Иенсен). Предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Считается, что ядра с полностью заполненными оболочками являются

наиболее устойчивыми. Такие особо устойчивые (магические) ядра действительно существуют.

Оболочная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель особенно хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии.

По мере дальнейшего накопления экспериментальных данных о свойствах атомных ядер появились новые факты, не укладывающиеся в рамки описанных моделей. Так возникли **обобщенная модель ядра** (синтез капельной и оболочной моделей), **оптическая модель ядра** и т.д.

11.4. Радиоактивное излучение и его виды

В 1896 г. французский физик А. Беккерель при изучении люминесценции солей урана случайно обнаружил самопроизвольное испускание ими излучения неизвестной природы, которое действовало на фотопластину, ионизировало воздух, проникало сквозь тонкие металлические пластинки, вызывало люминесценцию заряда веществ. Продолжая исследование этого явления, супруги Кюри - Мария и Пьер обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Они показали также, что урановая смоляная обманка (руда, из которой добывается металлический уран) испускает излучение, интенсивность которого во много раз превышает интенсивность излучения урана. Таким образом удалось выделить два новых элемента - носителя беккерелевского излучения: полоний Po_{84}^{210} и радий Ra_{88}^{226} .

Обнаруженное излучение было названо **радиоактивным излучением**, а само явление - испускание радиоактивного излучения - **радиоактивностью**.

Дальнейшие опыты показали, что на характер радиоактивного излучения элемента не оказывают влияние вид химического соединения, агрегатное состояние, механическое давление, температура, электрические и магнитные поля, т.е. все те воздействия, которые могли бы привести к изменению состояния электронной оболочки атома. Следовательно, радиоактивные свойства элемента обусловлены лишь структурой его ядра.

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность подразделяется на **естественную** (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и **искусственную** (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиально-

го различия между этими двумя типами радиоактивности нет, т.к. законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α , β и γ - излучение. Подробное исследование позволило выяснить природу и основные свойства.

α - излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощается слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). Представляет собой поток ядер гелия; заряд α - частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой изотопа гелия ${}^4_2\text{He}$. По отклонению α - частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_α , значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β - излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше, а проникающая способность гораздо больше (поглощение слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α - частиц. Представляет собой поток быстрых электронов. Сильно рассеивается в веществе.

γ - излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. Представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого - ярко выраженными корпускулярными свойствами, т.е. является потоком частиц - γ -квантов (фотонов).

11.5. Закон радиоактивного распада. Правила смещения

Под **радиоактивным распадом** или просто **распадом** понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется **материнским**, возникающее ядро - **дочерним**.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, можно считать, что число ядер dN , распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt, \quad (11.3)$$

где λ - постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая **постоянной радиоактивного распада**; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Разделив переменные и интегрируя, т.е

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt, \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \lambda - \int_0^t dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t, \quad \text{получим}$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (11.4)$$

где N - число нераспавшихся ядер в момент времени t , N_0 – начальное число нераспавшихся ядер (в момент времени $t=0$). Формула (11.4) выражает **закон радиоактивного распада**, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает по времени по экспоненте.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время, за которое исходное число радиоактивных ядер в среднем уменьшается вдвое.

Тогда

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda}.$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десятиминутных долей секунды до многих миллиардов лет.

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна

$$t[dN] = \lambda N t dt.$$

Проинтегрировав это выражение по всем возможным t и разделив на начальное число ядер N_0 , получим **среднее время жизни** радиоактивного ядра:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}.$$

Таким образом, среднее число жизни радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ .

Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами образца в 1с:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (11.5)$$

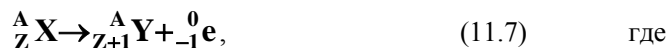
Единица активности в СИ - **Беккерель** (Бк): 1Бк - активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике - **Кюри** (Ки): 1 Ки = $3 \cdot 10^{10}$ Бк.

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми **правилами смещения**, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра. Правила смещения:

для α - распада



для β - распада



${}^A_Z X$ - материнское ядро; Y - символ дочернего ядра; ${}^4_2 \text{He}$ - ядро гелия, частица; ${}^0_{-1} e$ - символическое обозначение электрона (заряд его равен -1, а массовое число 0). Правила смещения являются ничем иным, как следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах: сохранения электрического заряда и сохранения массового числа – сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра. Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению цепочки, или ряда, **радиоактивного превращения**, заканчивающегося стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется **радиоактивным семейством**.

11.6. Элементарные частицы и типы взаимодействий

Согласно современным представлениям, в природе существует четыре типа фундаментальных взаимодействий: **сильное, электромагнитное, слабое и гравитационное**. **Сильное** или **ядерное взаимодействие** обуславливает связь протонов и нейтронов в ядрах атомов и обеспечивает исключительную прочность этих образований, лежащую в основе стабильности вещества в земных условиях.

Электромагнитное взаимодействие. В его основе лежит связь с электромагнитным полем. Характерно для всех элементарных частиц, за исключением нейтрона, антинейтрона и фотона. Ответственно за существование атомов и молекул и обуславливает взаимодействие в них положительно заряженных ядер и отрицательно заряженных электронов.

Слабое взаимодействие. Наиболее медленное из всех, протекающих в микромире. Ответственно за взаимодействие частиц с участием нейтрона и антинейтрона (например, β - распад, μ - распад), а также за безнейтронные процессы распада, характеризующиеся довольно большим временем жизни распадающейся частицы ($\tau \geq 10^{-10}$ с).

Гравитационное взаимодействие. Присуще всем без исключения частицам. Однако из-за малости масс элементарных частиц оно пренебрежимо мало и, по-видимому, в процессах микромира несущественно.

Сильное взаимодействие примерно в 100 раз превосходит электромагнитное и в 10^{14} раз - слабое. Чем сильнее взаимодействие, тем с меньшей интенсивностью протекают процессы. Так, время жизни частиц, называемых **резонансами**, распад которых описывается сильным взаимодействием, составляет примерно 10^{-23} с; время жизни π^0 - мезона, за распад которого ответственно электромагнитное взаимодействие, составляет 10^{-16} с; для распадов, за которые ответственно слабое взаимодействие, характерны времена жизни 10^{-10} - 10^{-8} с. Как сильное, так и слабое взаимодействия - короткодействующие. Радиус действия сильного взаимодействия составляет примерно 10^{-15} м, слабого - не превышает 10^{-19} м. Радиус действия электромагнитного взаимодействия практически не ограничен.

Элементарные частицы принято делить на три группы:

- 1) **Фотоны.** Состоит всего лишь из одной частицы - фотона - кванта электромагнитного излучения;
- 2) **Лептоны.** Участвуют только в электромагнитном и слабом взаимодействии. К ним относятся электронное и мюонное нейтрино, мюон и открытый в 1975г. тяжелый лептон - τ -лептон, или таон, с массой примерно $3487 m_e$, а также соответствующие им античастицы. Название лептонов связано с тем, что массы первых известных лептонов были меньше масс всех других частиц;
- 3) **Адроны.** Обладают сильным взаимодействием наряду с электромагнитным и слабым. К ним относятся протон, нейтрон, пионы и каоны.

Для всех типов взаимодействия элементарных частиц выполняются законы сохранения энергии, импульса, момента импульса и электрического заряда.

Характерным признаком сильных взаимодействий является зарядовая независимость ядерных сил. Поэтому если бы в ядре осуществлялось сильное взаимодействие, то зарядовая независимость ядерных сил привела бы к одинаковым значениям масс нуклонов (протонов и нейтронов) и всех π - мезонов. Различие в массах нуклонов и соответственно π - мезонов обусловлено электромагнитным взаимодействием: энергии взаимодействующих заряженных и нейтральных частиц различны, поэтому и массы заряженных частиц и нейтральных частиц оказываются неодинаковыми.

11.7. Частицы и античастицы

Впервые гипотеза об античастицах возникла в 1928г., когда П. Дирак на основе релятивистского волнового уравнения предсказал существование пози-

трона, обнаруженного спустя четыре года К. Андерсоном в составе космического излучения. Электрон и позитрон не являются единственной парой частица-античастица. Выводы релятивистской квантовой теории привели к заключению, что для каждой элементарной частицы должна существовать античастица (**принцип зарядового сопряжения**). Эксперименты показывают, что, за немногим исключением, действительно каждой частице соответствует античастица.

Из общих принципов квантовой теории следует, что частицы и античастицы должны иметь одинаковые массы, одинаковые времена жизни в вакууме по модулю, но противоположные по знаку электрические заряды (и магнитные моменты), одинаковые спины и изотопические спины, а также одинаковые остальные квантовые числа, приписываемые элементарным частицам для описания закономерностей их взаимодействия. До 1956г. считалось, что имеется полная симметрия между частицами и античастицами, т.е. если какой-то процесс идет между частицами и античастицами, то должен существовать точно такой же процесс между античастицами. Однако в 1956г. доказано, что подобная симметрия характерна только для сильного и электромагнитного взаимодействия и нарушается для слабого.

Согласно теории Дирака, столкновение частицы и античастицы должно приводить к их взаимной аннигиляции, в результате которой возникают другие элементарные частицы или фотоны, например, пара электрон – позитрон (${}_{-1}^0\text{e} + {}_{+1}^0\text{e} \rightarrow 2\gamma$).

Однако следует отметить, что возможность аннигиляции при встрече с частицами не позволяет античастицам длительное время существовать среди частиц. Поэтому для устойчивого состояния антивещества оно должно быть от вещества изолировано. Если бы вблизи известной нам части **вселенной** существовало скопление антивещества, то наблюдалось бы мощное аннигиляционное излучение (колоссальные взрывы с выделением огромных количеств энергии). Однако пока астрофизика ничего подобного не зарегистрировала. Исследования, проводимые для поиска антиядер (в конечном счете антиматерии), и достигнутые в этом направлении первые успехи имеют фундаментальное значение для дальнейшего познания строения вещества.

11.8. Классификация элементарных частиц. Кварки

Все многообразие элементарных частиц, известных к настоящему времени, сводится к более или менее стройной системе классификации, в которой приводятся их основные характеристики, характеристики же античастиц не приводятся, поскольку модули зарядов и странности, массы, спины, изотопические спины в жизни частиц и их античастиц одинаковы и различаются лишь

знаками зарядов, а также знаками других величин, характеризующих их электрические (а следовательно, и магнитные) свойства.

В последние годы увеличение числа элементарных частиц происходит в основном за счет расширения группы адронов. Поэтому развитие работ по их классификации все время сопровождалось поисками новых, более фундаментальных частиц, которые могли бы служить базисом для построения всех адронов. Гипотеза о существовании таких частиц, названных кварками, была высказана независимо друг от друга (1964 г.) австралийским физиком Дж. Цвейгом (1937 г.) и Гелл-Манном.

Согласно модели Гелл-Манна-Цвейга, все известные в то время адроны можно было построить, постулировав существование трех типов кварков (u , d , s) и соответствующих антикварков (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s}). Самое удивительное свойство кварков связано с их электрическим зарядом, поскольку еще никто не находил частицы с дробным значением элементарного электрического заряда. Спин кварка равен $1/2$.

Во избежание трудностей со статистикой (некоторые барионы, например Ω^- - гиперон, состоят из трех одинаковых кварков (sss), что запрещено принципом Паули) на данном этапе предполагают, что каждый кварк (антикварк) обладает специфической квантовой характеристикой - **цветом**: “желтым”, “синим” и “красным”. Тогда, если кварки имеют неодинаковую “окраску”, принцип Паули не нарушается.

Кварковая модель оказалась весьма плодотворной, она позволила определить все основные квантовые числа адронов. Кроме того, позволила предсказать также и новые частицы, например, Ω^- - гиперон. Однако при использовании этой модели возникают и трудности. Кварковая модель не позволяет, например, определить массу адронов, поскольку для этого необходимо знание динамики взаимодействия кварков и их масс, которые пока не известны.

Является ли схема из шести лептонов и шести кварков окончательной или же число лептонов (кварков) будет расти, покажут дальнейшие исследования.

Библиографический список

1. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. М., 1989.
2. Зисман Г.А., Годес О.М. Курс общей физики. Т.2,3. М., 1991.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М., 1976.
4. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2,3. М., 1979.
5. Трофимова Т.И. Курс физики. М., 1990.
6. Трофимова Т.И. Сборник задач по курсу физики. М., 1991.