

К. И. ЩЁЛКИН

ФИЗИКА
МИКРО-
МИРА

$\frac{1}{2}$

АТОМИЗДАТ · 1965

К. И. ЩЁЛКИН

ЧЛЕН-КОРРЕСПОНДЕНТ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

ФИЗИКА МИКРО - МИРА

ПОПУЛЯРНЫЕ
ОЧЕРКИ



АТОМИЗДАТ
МОСКВА · 1965

Чл.-корр. АН СССР К. И. Щёлкин в серии очерков популярно рассказывает о строении атомов и атомных ядер вещества и антивещества, о ядерных силах, строении нуклонов. В книге дается представление о сильных, электромагнитных и слабых взаимодействиях, о четности, ее несохранении, о поляризации вакуума. Описываются модели ядра, ядерные реакции деления и синтеза. В книге можно найти основные сведения об элементарных частицах. В ней говорится также о последних практических достижениях квантовой физики — квантовых усилителях, радиоизлучении атомарного водорода, эффекте Мёссбауэра и др. Несколько очерков посвящено странным частицам.

Книга написана ясным, понятным языком и рассчитана на читателей со средним и высшим образованием, не имеющих специальной физико-математической подготовки, но интересующихся новейшими достижениями физики атома, атомного ядра и элементарных частиц — достижениями физики микромира.

Первое издание книги было встречено с большим интересом и в настоящее время полностью разошлось.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Физика развивается так быстро, она стала настолько сложной, глубокой и многосторонней, что по существу распалась на несколько самостоятельных наук: ядерную физику, физику элементарных частиц, физику плазмы и др. В каждой из областей существует обширный математический аппарат, особого рода физический язык, с помощью которого ученые общаются между собой. Не изучившие физического языка, который, между прочим, усвоить труднее, чем любой из обыкновенных языков, конечно, не понимают, о чем говорят физики. С последними достижениями этой важнейшей науки, таким образом, знакомо весьма ограниченное число людей, но интерес к ней огромен.

Между тем, несмотря на обилие работ, их тонкость и сложность, существует не так уж много физических идей. Эти идеи можно, конечно, допустив некоторые упрощения, изложить обыкновенным языком, понятным каждому человеку, получившему среднее образование.

В этой небольшой книге делается попытка рассказать возможно более просто, без математических выкладок, о строении атомов, атомных ядер и об элементарных частицах, т. е. о достижениях одной из решающих отраслей физики. На эту тему написано несколько хороших популярных книг. Автор решился на новую попытку лишь потому, что в нашей литературе вообще слишком мало популярных изданий, особенно если сравнивать их количество с очень большим числом специальных книг и учебников, доступных лишь немногим.

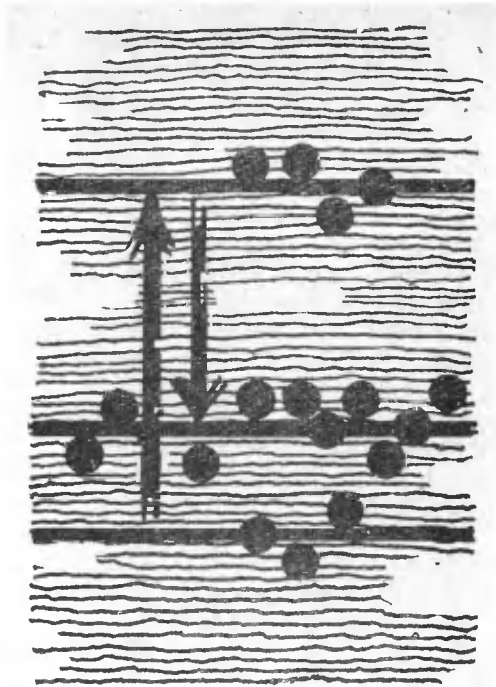
Книга рассчитана на лиц, имеющих среднее и высшее, но не физико-математическое образование. Специалисту-физику она, конечно, покажется слишком простой.

Читатель должен запастись терпением и постепенно привыкнуть к понятиям, свойственным микроскопическому миру, миру атомов, атомных ядер и элементарных частиц. Эти понятия во многом принципиально отличаются от накопленных в обращении с большими, макроскопическими, телами, окружающими человека и подчиняющимися законам классической механики, основы которой созданы еще Ньютоном. Труднее всего понять, почему многие величины в микромире изменяются лишь вполне определенными порциями, квантами. Понять это, вероятно, вообще нельзя: к квантовой природе микромира можно только привыкнуть. Ничего подобного в макромире не существует, нет поэтому наглядных примеров, и квантование придется принять просто как факт, объективно существующий в природе. Надо сказать, что если бы мы пользовались математическим аппаратом, позволяющим получать систему квантовых чисел и определять величины квантов, физическая ясность от этого не увеличилась бы. Дело в том, что аппарат придуман уже после того, как стала ясной квантовая природа микромира.

В книге принята широко распространенная в физических исследованиях система единиц СГСЭ. С 1 января 1963 г. введена Международная система единиц, в основу которой положены килограмм, метр, секунда. Так, например, единица силы в этой системе 1 *ньютон*, равный 10 *дин*. Единицу *Бэв* (10^9 *эв*) по новому стандарту принято обозначать *Гэв*.

Книга состоит из очерков, не очень тесно связанных между собой. Читать ее, конечно, лучше подряд; но если читатель пропустит неинтересные или непонятные разделы, то он, вероятно, без особого труда поймет содержание других частей. Книга ни в коем случае не претендует на полноту, в ней нет ссылок на литературу, очень мало фамилий ученых, которым принадлежат выдающиеся открытия и исследования. Все это объясняется тем, что книга не рассчитана на специалиста-физика.

Профессор Д. А. Франк-Каменецкий, внимательно прочитавший рукопись книги, сделал много полезных и интересных замечаний. Пользуюсь случаем поблагодарить его за эту весьма ценную для автора помощь.



АТОМ ВОДОРОДА. КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА

Атом водорода состоит из положительно заряженного ядра — протона и вращающегося вокруг него электрона, имеющего такой же по величине заряд, но противоположного знака. В целом атом водорода электрически нейтрален. Две частицы, обладающие разными по знаку зарядами, притягиваются друг к другу электростатической силой. Поэтому электрон не улетает от ядра, он вращается вокруг него, как вращается Земля вокруг Солнца, притягиваемая к нему силой гравитации.

Если массу электрона принять за единицу, то масса протона составит 1836 электронных масс. Масса атома водорода, таким образом, практически определяется массой протона. В одном грамме атомарного водорода содержится $6,02 \cdot 10^{23}$ атомов. Множитель 10^{23} сокращенно обозначает, что в приведенной цифре, если ее написать полностью, запятую после шести необходимо перенести вправо на 23 знака.

Разделив один грамм атома водорода на число атомов в грамме, получим массу одного атома, выраженную в граммах. Она равна $1,67 \cdot 10^{-24}$ г. Если эту цифру написать полностью, то запятую надо перенести влево на 24 знака. Столь малую величину невозможно представить наглядно, можно привести лишь сравнение. Вообразим общую массу воды, содержащейся во всех океанах и морях на Земле. Ее масса приблизительно во столько же раз больше одного грамма, во сколько грамм больше массы одного атома водорода.

Масса электрона, составляющая $1/1837$ часть общей массы атома водорода, равна $9,1 \cdot 10^{-28}$ г.

Размер атома водорода, его диаметр, точно назвать нельзя: граница атома как бы размыта. Приблизительно диаметр его равен 10^{-8} см. Это одна стомиллионная доля сантиметра, названная ангстремом в честь шведского ученого Ангстрема, который около ста лет назад ввел эту единицу для измерения длин волн в спектрах света.

Согласно теории Бора, уступившей теперь место квантовой механике, электрон вращается вокруг ядра в атоме водорода на радиусе в $0,52945$ ангстрема (Å). Следовательно, диаметр атома водорода примерно равен $1,06$ Å. Но эти цифры дают лишь приблизительное представление о размере атома водорода.

Радиус ядра водорода — протона — приблизительно в сто тысяч раз меньше радиуса атома водорода и составляет $1,3 \cdot 10^{-13}$ см, или $1,3$ ферми. Радиус протона приблизительно во столько же раз меньше сантиметра, во сколько сантиметр меньше расстояния от Земли до Солнца. Ядерная единица длины — ферми (10^{-13} см) — получила название в честь великого итальянского физика Энрико Ферми, умершего в расцвете таланта.

Плотность вещества в протоне фантастически велика — около $2 \cdot 10^{14}$ г/см³, или двухсот миллионов тонн в кубическом сантиметре. Такова примерно плотность

вещества вообще во всех атомных ядрах — кислорода, железа, урана и др. Если бы появилась возможность сложить вместе, плотно друг к другу, ядра стали, производимой всеми заводами земного шара в течение целого года, то они заняли бы объем, немного превышающий один кубический сантиметр. Пятилетнее мировое производство стали — в одной чайной ложке!

Электрон способен вращаться вокруг атомного ядра лишь по вполне определенным орбитам, или оболочкам, находящимся на разных расстояниях от ядра. Оболочки обозначаются буквами K, L, M, N, O, P и т. д., если считать от атомного ядра. Электрон, движущийся по ближайшей к ядру оболочке, называют K -электроном и т. д. Оболочки можно перенумеровать, начиная от ближайшей к ядру, присвоив им соответственно числа 1, 2, 3, 4 и т. д. Эти числа называют главными квантовыми числами атома и обозначают буквой n ($n=1, n=2$ и т. п.).

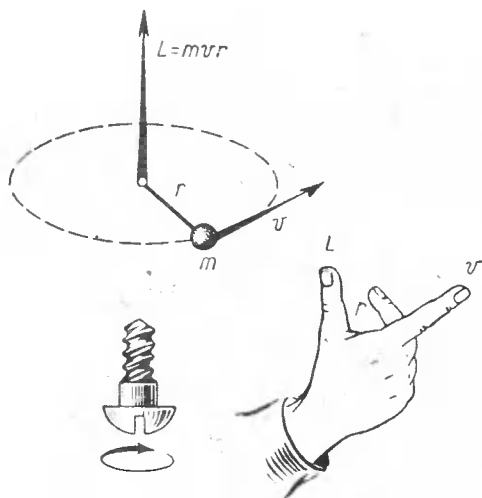
В нормальном состоянии электрон в атоме водорода находится на первой оболочке. Для перевода электрона с какой-либо нижней оболочки или орбиты на более далекую ему необходимо сообщить вполне определенную порцию, или квант, энергии. При возвращении на старую орбиту, ближе к ядру, атом испускает то же количество энергии в виде кванта света. Все состояния атома водорода с главным квантовым числом, превышающим единицу, называют возбужденными состояниями. Радиус атома в возбужденном состоянии пропорционален квадрату главного квантового числа. Диаметр атома с главным квантовым числом, равным двум, в четыре раза больше диаметра невозмущенного атома. При $n=3$ диаметр в 9 раз больше, при $n=10$ — в 100 раз и т. д.

Движение электронов только по строго определенным орбитам, поглощение и испускание лишь определенных квантов энергии — все это свойственно лишь микромиру. Ничего подобного не наблюдается в мире крупных тел — в макромире.

Кванты, испускаемые и поглощаемые атомом при электронных переходах, имеют интересное свойство: их величина пропорциональна частоте колебаний ν испускаемого или поглощаемого света. При этом частота ν может быть только целым числом. Величина кванта равна

$$E = h\nu. \quad (1)$$

Здесь h — постоянная, часто встречающаяся в физике микромира: Это постоянная Планка, введенная в науку в 1900 г. немецким физиком Максом Планком. Ее иногда называют квантом действия, равна она $6,625 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек. Размерность ее та же, что у произведения энергии на время, или у момента количества движения. Напомним, что единица энергии — эрг — есть работа, которую производит сила в одну дину на пути



Момент количества движения L . Равен произведению количества движения mv (массы на скорость) на расстояние r от вращающейся массы до центра, вокруг которого она движется. Направлен в сторону перемещения винта с правой резьбой, вращаемого по направлению вращения массы. Если разместить большой, указательный и средний пальцы правой руки под прямыми углами и направить указательный палец вдоль движения тела, средний — к центру вращения, то большой палец укажет на направление момента количества движения.

в один сантиметр. Дина — сила, увеличивающая скорость тела массой в один грамм за одну секунду на один сантиметр в секунду. В физической системе единиц за основу приняты: единица длины — сантиметр, единица массы — грамм, времени — секунда, отсюда ее название — система СГС. Все остальные величины в системе СГС — производные от сантиметра, грамма и секунды.

Здесь уместно предупредить читателя, что ему предстоит преодолеть барьер скуки, находящийся на нескольких страницах, оставшихся до конца очерка. Если читатель сделает усилие и поймет, что такое орбитальный момент количества движения и спин и что эти величины принимают лишь вполне определенные значения (они квантуются), ему легко будет понять почти все остальное содержание книги. Разобравшись же в смысле всех квантовых чисел, читатель так натренируется, что его уже ничто не испугает.

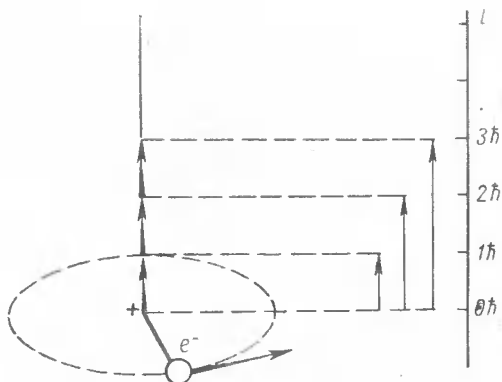
Момент количества движения в механике равен произведению вращающейся массы на ее скорость и на расстояние от этой массы до центра, вокруг которого она вращается. Момент количества движения имеет направление, это так называемый аксиальный вектор: он направлен вдоль оси вращения в ту сторону, куда перемещается винт с правой резьбой, вращаемый по направлению вращения тела.

Постоянная Планка — величина малая для макромира, но обычная для мира микроскопических тел. Например, момент количества движения электрона, вращающегося вокруг ядра, равен целому числу, умноженному на отношение постоянной Планка к 2π . Это отношение, обозначаемое символом $\hbar = h/2\pi$, тоже называют квантом действия. Оно равно $1,05 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек.

Момент количества движения электрона, согласно опыту и квантовой механике, квантуется, т. е. принимает не любые, а только определенные значения. Момент количества движения может изменяться только на величину, равную одному \hbar . Для электрона, вращающегося по одной и той же орбите вокруг ядра, он может принимать несколько значений, каждое из которых отличается от соседнего на \hbar . Этот момент равен так называемому орбитальному квантовому числу, умноженному на \hbar . Максимальное значение орбитального квантового числа для данной оболочки (K , L , M и т. д.) на единицу меньше главного квантового числа. Минимальное равно нулю. Так, для K -оболочки главное квантовое число $n=1$, орбитальное может принимать лишь одно значение: $l=0$. Для L -оболочки главное квантовое число $n=2$, максимальное орбитальное $l=1$. Но кроме максимального орбитального числа для этой оболочки возможно число, на единицу меньшее, т. е. равное нулю.

Для M -оболочки $n=3$. Возможные значения орбитальных квантовых чисел для нее есть $l=2$, $l=1$, $l=0$. Аналогичным способом можно определить значения орбитальных квантовых чисел и для других оболочек. При этом для более высоких главных квантовых чисел существует более разнообразный набор орбитальных квантовых чисел.

Состояния, отвечающие значениям $l=0, 1, 2, 3$ и т. д., обозначаются соответственно буквами s, p, d, f и т. д.



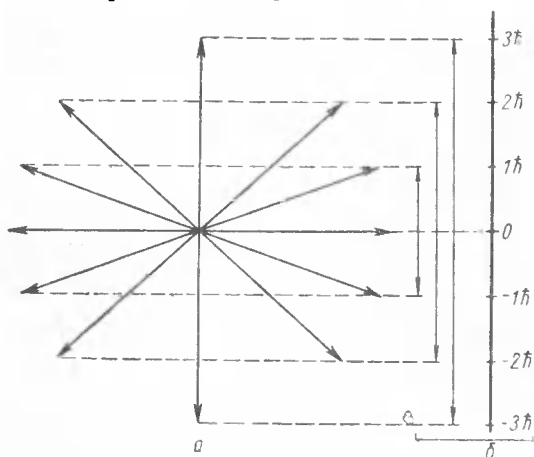
Орбитальный момент количества движения электрона.

Принимает лишь значения, кратные \hbar ($0\hbar, 1\hbar, 2\hbar$ и т. д.).

Главные квантовые числа характеризуют значения энергии электрона, зависящие от расстояния его до ядра по радиусу. Орбитальные квантовые числа выражают возможные значения момента количества движения электрона на орбите.

В следующем очерке мы еще раз возвратимся к квантовым числам. Сейчас сделаем несколько замечаний. На первой от ядра оболочке — K -оболочке — орбитальное квантовое число равно нулю, следовательно, и момент количества движения электрона равен нулю; здесь возможно лишь s -состояние. Но если электрон *вращается* по орбите, он *должен иметь* момент количества движения! Мы натолкнулись на противоречие. Следовательно, наше представление было недостаточно глубоким. В действительности нельзя говорить о вращении электрона вокруг ядра, когда он находится в s -состоянии. Правильнее утверждать, что существует одинаковая вероятность пребывания электрона в любой точке на по-

верхности сферы, окружающей ядро и имеющей радиус, соответствующий главному квантовому числу. Для более высокого главного квантового числа радиус сферы больше, но в s -состоянии ($l=0$) и в данном случае вероятность обнаружить электрон в любой точке ее поверхности одинакова. И в том, и в другом случае не существует определенной орбиты, какого-либо направления движения электрона по сфере.

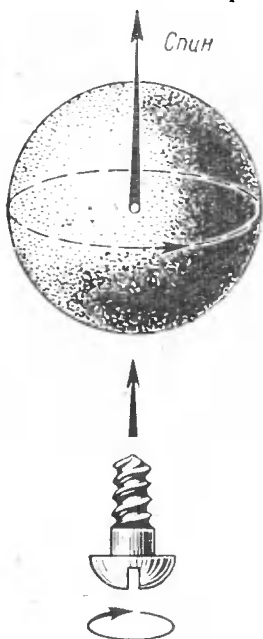


Возможные ориентации орбитального момента количества движения электрона, равного $3\hbar$ (орбитальное квантовое число — 3), во внешнем магнитном поле (а). Значения проекции орбитального момента на направление внешнего магнитного поля (б). Магнитное квантовое число принимает значения: 3, 2, 1, 0, —1, —2, —3.

Когда момент количества движения электрона не равен нулю, электрон обладает скоростью вращения по какой-то более или менее определенной орбите. Следовательно, его свойства несколько иные, чем у электрона, находящегося на той же оболочке, но не имеющего орбитального момента количества движения. Поэтому на оболочке с главным квантовым числом, превышающим единицу, есть несколько подоболочек, отличающихся друг от друга орбитальными квантовыми числами. На первой оболочке орбитальный момент равен нулю, расслоения ее на подоболочки по орбитальным числам нет. На второй существуют две подоболочки —

s и p ($l=0$ и $l=1$). На третьей оболочке есть три под-оболочки — s , p и d ($l=0, 1$ и 2).

Кроме главного и орбитального квантовых чисел существуют еще два квантовых числа, увеличивающих общее число возможных состояний электрона в атоме водорода. Электрон, двигаясь по орбите, создает электрический ток. Известно, что ток в кольцевом проводнике создает магнитное поле. Поэтому электрон, вращаясь по орбите, образует маленький прямой магнит, расположенный вдоль оси вращения. Величина магнитного поля



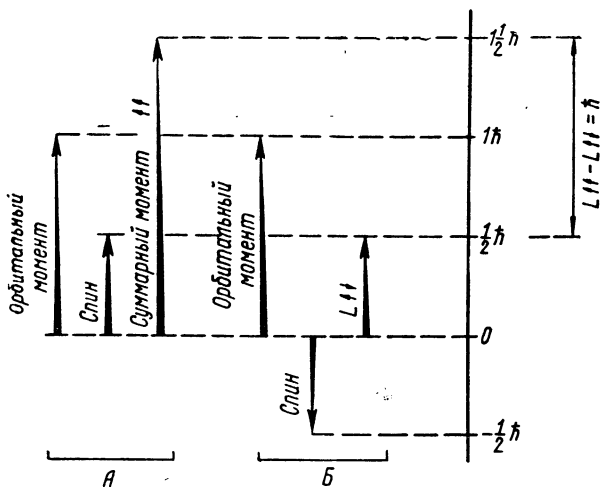
Спин. Собственный момент количества движения частицы. Для электрона, протона и нейтрона равен $\frac{1}{2}\hbar$.

магнита, образованного кольцевым током, характеризуется магнитным моментом. Но к этому мы еще возвратимся. Если магнит, образованный орбитальным током, поместить во внешнее магнитное поле, то он окажется наклоненным под некоторым углом к внешнему полю. Чем меньше угол наклона, тем больше величина проекции магнитного момента орбитального тока на направление внешнего поля.

Оказывается, проекция орбитального момента на направление внешнего магнитного поля тоже квантуется, она может принимать не любые значения, а только такие, которые отличаются друг от друга на \hbar . Следовательно, если орбитальное квантовое число равно l , то магнитное квантовое число m [так называют числа, определяющие величины (в единицах \hbar) проекции орбитального момента на заданное направление] может принимать значения $l, l-1, 0, -1, -l$. Для орбитального

квантового числа, равного l , магнитное принимает все значения от l до $-l$, отличающиеся друг от друга на единицу. В магнитном поле подуровень, отвечающий орбитальному числу l , распадается на $(2l+1)$ -состояний, отличающихся различными магнитными кванто-

выми числами. Электроны в состояниях с разными магнитными квантовыми числами, когда атом находится в магнитном поле, отличаются энергиями. Это вызвано тем, что энергия взаимодействия орбитального магнитного момента с внешним магнитным полем зависит от величины проекции момента количества движения на направление магнитного поля, т. е. от магнитного



Спин электрона ориентируется по отношению к орбитальному моменту лишь параллельно (А) или антипараллельно (Б). Суммарный момент (орбитальный + спиновый) при параллельной ориентации на \hbar больше, чем при антипараллельной.

квантового числа. В отсутствие внешнего магнитного поля все состояния с различными магнитными числами имеют одинаковую энергию, они, как говорят физики, вырождены, слиты воедино.

Наконец, скажем, что и электрон сам по себе обладает моментом количества движения, равным $\frac{1}{2} \hbar$, сравнимым по величине с орбитальным моментом. Электрон, оказывается, подобен волчку, вращающемуся вокруг собственной оси. Собственный момент количества движения электрона называют спином (это название происходит от английского слова to spin — кружить, вертеть). Поскольку все знают, что момент количества движения измеряется в единицах \hbar , обычно говорят: спин электрона равен $\frac{1}{2}$ (опуская \hbar).

Вообразим электрон, вращающийся по орбите. Спин может быть направлен в ту же сторону, куда смотрит орбитальный момент количества движения, или в прямо противоположном направлении. В двух ориентациях его величина отличается на единицу, т. е. на \hbar : спин тоже квантуется. Спиновое квантовое число m_z может принимать два значения: $m_z = 1/2$, когда спин направлен параллельно орбитальному моменту, и $m_z = -1/2$, если он антипараллелен ему. В s -состоянии, когда момент количества движения равен нулю, спин также может иметь два направления, противоположных одно другому. В качестве ориентира для спина электрона в s -состоянии служит момент количества движения ядра — протона.

Мы обрушили на читателя лавину квантовых чисел и состояний, им отвечающих. Вероятно, первое ознакомление с ними не оставит существенного следа в памяти. Но пока это не очень важно, поскольку мы не углубляемся в описание квантовых чисел. Скажем лишь, что они получаются строго из решения уравнения, выведенного в 1926 г. австрийским физиком Э. Шредингером. За выдающиеся научные достижения Шредингер в 1934 г. избран иностранным членом Академии наук СССР. Уравнение Шредингера имеет в физике микромира исключительное и фундаментальное значение.

Между прочим, заметим, что спином $1/2$ обладает не только электрон. У протона, как только что указывалось, спин тоже равен $1/2$. Элементарные частицы со спином $1/2$ называют фермионами. Фермионы — большие индивидуалисты: в любом из квантовых состояний может находиться лишь один фермион. Этот закон или принцип сформулировал для электрона в атоме в 1925 г. швейцарский физик Вольфганг Паули. Впоследствии Ферми разработал статистику, которой подчиняются *все* частицы со спином $1/2$ — фермионы. Он доказал, что принцип Паули справедлив для фермионов, находящихся в любых системах, например для частиц в атомных ядрах.

СПЕКТР АТОМА ВОДОРОДА

В нормальном состоянии атома водорода электрон находится на первой от ядра орбите, энергия его при этом минимальна. Все остальные состояния — возбужденные, энергия электрона в них выше, чем в основном

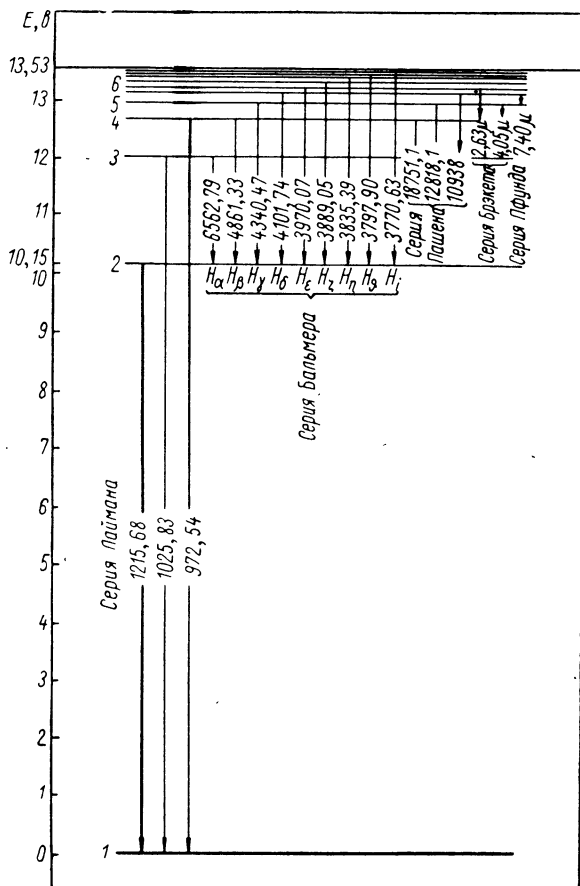
состоянии. Для перевода электрона с первой орбиты на вторую необходимо для преодоления электростатической силы притяжения между электроном и протоном затратить около 10 электронвольт ($эв$) энергии. Сделать это можно, обстреливая атом электронами, их энергия должна быть не ниже энергии возбуждения; в противном случае электроны, падающие на атом, рассеиваются без потери энергии — упруго. Переход со второго уровня на третий требует значительно меньше энергии — всего около 2 $эв$. Дальше энергия возбуждения уменьшается еще быстрее. Электрон, получивший 13,53 $эв$, вообще теряет связь с ядром, эту величину называют энергией ионизации (с нижнего уровня). Уровни энергии по мере увеличения главного квантового числа (номера орбиты) быстро сближаются, у границы энергии ионизации они сливаются.

Возвращение электрона с наиболее удаленной орбиты, с уровня, соответствующего энергии ионизации, на первый сопровождается испусканием кванта энергии 13,53 $эв$. Переход со всех остальных уровней на первый сопровождается испусканием серии квантов разной энергии. Переход электрона со всех более высоких уровней на второй вызывает испускание второй серии квантов с граничной энергией уже не 13,53 $эв$, а около 3,5 $эв$ и т. д. Спектрограмма излучения атомарного водорода обнаруживает несколько серий спектральных линий, которые находятся в различных областях энергий.

Каждому испускаемому кванту отвечают своя частота электромагнитных колебаний и определенная длина их волны, величину которой получают, разделив скорость света на частоту. Линии каждой из спектральных серий сгущаются к коротковолновой части спектра.

Видимая часть спектра света находится приблизительно между длинами волн от 4000 Å (темно-фиолетовый цвет) до 7600 Å (граница инфракрасного свечения). Яснее всего виден свет с длиной волны от 5500 до 6000 Å (от зеленого до оранжевого цвета). Из спектра водорода в видимую область попадает лишь несколько линий второй серии (переходы на второй уровень), называемой серией Бальмера. Первая серия — Лаймана — лежит в ультрафиолетовой области. Все остальные —

три из них называются сериями Пашена, Брэкета и Пфунда — попадают в инфракрасную часть спектра.



Уровни энергии атома водорода и переходы между ними, дающие спектр атома водорода.

С каждой спектральной серией граничит сплошной спектр, простирающийся в сторону более коротких волн. Сплошной спектр на границе, например линии Лаймана, появляется потому, что на нижнюю орбиту попадают не только электроны со всех верхних орбит, дающие отдельные спектральные линии, но и свободные электроны,

энергия которых не квантуется и может принимать любые значения. При посадке таких электронов на нижнюю орбиту излучаются кванты света, превышающие энергию ионизации на любое значение. Когда большое количество атомов испускает свет, появляется сплошной спектр, примыкающий к границе серии со стороны больших энергий (коротких волн). Для второй серии — Бальмера — сплошную часть спектра дают электроны, по энергии превышающие энергию ионизации со второго уровня, значительно меньшую — около $3,4 \text{ эв}$, — чем с первого. Поэтому граница серии Бальмера и соседний с ней сплошной спектр лежат в области более длинных волн, чем для серии Лаймана. Для серии Пашена они еще больше смещены в сторону длинных волн и т. д.

Все сказанное выше относилось к спектрам испускания. Спектры поглощения имеют такое же строение, получаются они при облучении атомарного водорода сплошным спектром. Поглощая определенные линии, отвечающие переходам с первого на более высокие уровни, водород дает первую серию спектра поглощения. Переход со второй орбиты на более высокие дает вторую серию линий поглощения и т. д. Практически, как уже говорилось, на спектрограммах поглощения и испускания хорошо видны лишь отдельные линии серии Бальмера.

Интересно, что спектры атомарного водорода лучше получаются от источников, находящихся на Солнце, чем на Земле. На Солнце, например в протуберанцах, водород нагрет до очень высоких температур, которые трудно получить в земных условиях. Только в последнее время появились возможности получения очень высоких температур водорода в установках, предназначенных для исследования термоядерных реакций.

В заключение напомним, что электронвольт — единица энергии, несколько раз упоминавшаяся в этом параграфе, — равен $1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$.

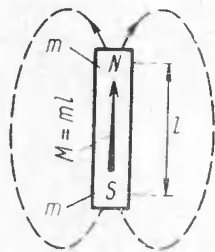
Подсчитаем, насколько возрастает температура водорода, если каждому из его атомов сообщить энергию в один электронвольт. Разделив энергию в один электронвольт на постоянную Больцмана, равную $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$, получим температуру в $11\,600 \text{ }^\circ\text{C}$. Такова связь между температурой, выраженной в электронвольтах и градусах Цельсия. Для осуществления

более или менее заметной термоядерной реакции необходимы температуры в несколько десятков тысяч электрон-вольт — несколько десятков килоэлектронвольт. При этом газ нагревается до нескольких сотен миллионов градусов, если придерживаться понятия температуры, измеренной в градусах, которым, кстати говоря, физики пользоваться не любят. Они измеряют энергию частиц, или их температуру, в электронвольтах, килоэлектронвольтах. О градусах говорят обычно, когда хотят поразить воображение. Цифры, выраженные в градусах, потрясают своей колоссальностью. Сотни миллионов градусов! Это звучит! Однако и при столь высоких температурах соединяется лишь небольшая доля ядер.

В ядерной физике пользуются единицей энергии — мегаэлектронвольт, — превышающей электронвольт в 10^6 раз (в миллион раз). 1 Мэв равен $1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг. Название единицы эв (соответственно Мэв) произошло оттого, что энергию в 1 эв приобретает или теряет электрон, прошедший разность потенциалов в 1 в.

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ

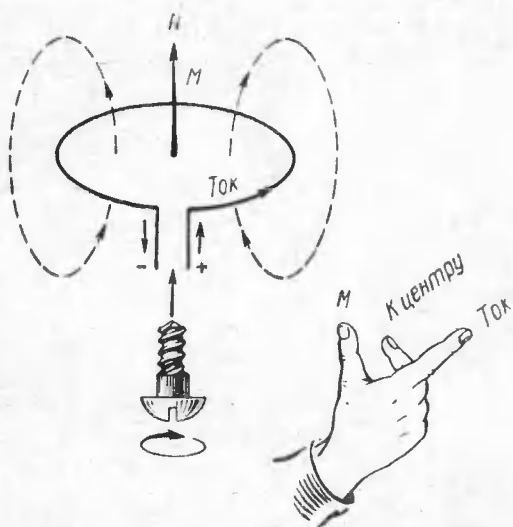
Мы уже вскользь упоминали о магнитных свойствах электрона, говорили о магнитном квантовом числе. Рассмотрим несколько подробнее магнитные моменты электрона и протона.



Магнитный момент M . Равен произведению магнитного заряда в магните на расстояние между зарядами. Направлен в прямом магните от южного полюса к северному.

Магнит, например намагниченный стержень или стрелка компаса, характеризуется магнитным зарядом и магнитным моментом, равным произведению магнитного заряда на расстояние между магнитными зарядами в магните. В каждом магните нераздельно существуют два магнитных заряда противоположного знака. Одинаковые по знаку заряды двух магнитов отталкиваются, разные — притягиваются. Размерность магнитного заряда равна силе в степени $1/2$, умноженной на длину. Это следует из известного закона Кулона, примененного к магнитным зарядам и гласящего, что сила отталкивания между двумя одинако-

выми по знаку магнитными зарядами равна произведению величины зарядов, поделенному на квадрат расстояния между ними. Размерность магнитного момента есть квадрат длины, умноженной на силу в степени $1/2$.

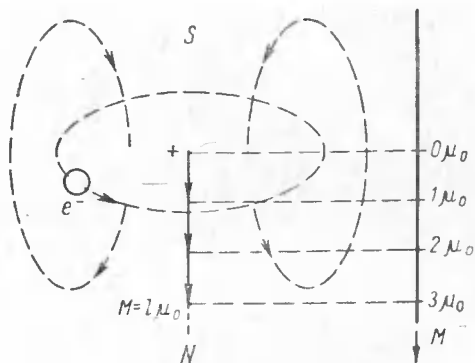


Магнитный момент кругового электрического тока M . Равен произведению силы тока на площадь поверхности, огибаемой током. Направлен в ту сторону, куда указывает большой палец правой руки, если средний ориентирован к центру, вокруг которого течет ток, указательный — по направлению электрического тока (от плюса к минусу, т. е. в сторону, противоположную движению электронов). Магнитное поле кругового тока эквивалентно полю прямого магнита, северный полюс которого направлен туда же, куда и магнитный момент тока. Направление магнитного момента тока совпадает с направлением перемещения правого винта, если его поместить перпендикулярно поверхности, огибаемой током, и вращать в сторону движения тока (от плюса к минусу).

Вводя в обращение гаусс — единицу магнитной индукции, — находим, что магнитный момент в единицах СГСЭ измеряется в эргах на гаусс (эрг/гс).

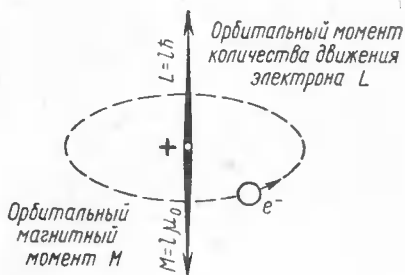
Круговой электрический ток создает магнитное поле, направление которого перпендикулярно плоскости, по контуру которой течет ток. Контур называют магнитным

листом. Магнитный момент кругового тока пропорционален произведению силы тока на площадь, вокруг которой течет ток. Магнитный момент направлен туда, куда движется винт с правой резьбой, если его вращать в направлении движения тока. Электрический ток, напомним, движется от плюса к минусу, т. е. в направлении, противоположном движению электронов. Может быть,



Орбитальный магнитный момент электрона. Принимает значения, кратные магнетону Бора μ_0 ($0\mu_0$, $2\mu_0$ и т. д.). Создается движением электрона вокруг ядра.

следовало считать положительным направление, в котором движутся электроны, но о направлении тока условились еще тогда, когда не знали о существовании электрона.



Относительное положение орбитального момента количества движения электрона и орбитального магнитного момента.

Электрон, вращаясь по орбите вокруг ядра, эквивалентен круговому току. Поэтому в атоме, если орбитальный механический момент не равен нулю, появляется и магнитный орбитальный момент. Он тем больше, чем выше орбитальный момент. Поскольку орбитальный механический момент квантуется (принимает лишь дискретные значения), квантуется и магнитный момент. Величина

связан с орбитальным моментом, квантуется и магнитный момент. Величина

последнего¹ равна орбитальному квантовому числу, умноженному на квант магнитного момента электрона — магнетон Бора, равный $0,927 \cdot 10^{-20}$ эрг/гс.

Но электрон кроме орбитального момента количества движения имеет и собственный момент количества движения — спин. Что-то вроде кругового тока существует и внутри самого электрона, и электрон подобен маленькому электромагниту. Собственный магнитный момент его равен магнетону Бора. Обращает на себя внимание такая особенность: отношение спинового магнитного момента к спиновому механическому моменту вдвое больше отношения орбитального магнитного момента к орбитальному механическому моменту.

Спин протона — ядра водорода, — как и спин электрона, равен $\frac{1}{2} \hbar$. Заряд протона по знаку противоположен заряду электрона, поэтому магнитный момент протона положителен, он направлен в сторону спина.

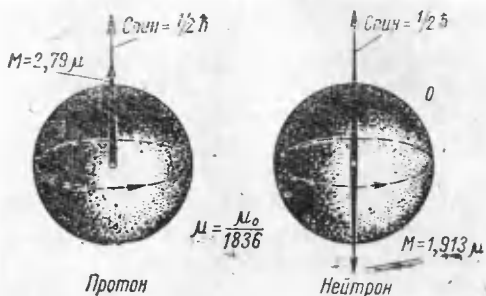
Механический момент, как уже говорилось, равен произведению массы на скорость вращения и расстояние от центра вращения до той точки, к которой можно отнести вращающуюся массу. Если положить, что заряд частицы находится там же, где ее масса, точнее, он распределен точно так же, как и масса, и учесть, что магнитный момент кругового тока равен произведению силы тока на площадь, которую он огибает, то становится ясным, что, когда механический момент двух разных по массе, но одинаковых по заряду частиц равен, их магнитные моменты будут обратно пропорциональны массам частиц. В самом деле, пусть механический момент равен mvd и эта величина одинакова для протона и электрона (она равна $\frac{1}{2} \hbar$), тогда для протона, масса которого в 1836 раз больше массы электрона, произведение vd должно быть во столько же раз меньше. А это как раз та величина, которая пропорциональна произве-



Собственный магнитный момент электрона равен магнетону Бора и направлен в сторону, противоположную спину.

¹ Магнитный момент может быть вычислен по классическим законам.

дению силы тока (при одинаковых зарядах) на площадь, охваченную контуром тока, она пропорциональна магнитному моменту. Магнитный момент, меньший магнетона Бора в 1836 раз, назвали ядерным магнетоном. Численно ядерный магнетон равен $0,505 \cdot 10^{-23}$ эрг/с.



Относительные положения спинов и магнитных моментов протона и нейтрона. Магнитный момент выражен в ядерных магнетонах μ . Ядерный магнетон в 1836 раз меньше магнетона Бора.

Ожидали, что магнитный момент протона будет точно равен ядерному магнетону, а магнитный момент нейтрона—частицы, не имеющей электрического заряда,— нулю. Однако измерения показали, что магнитный момент протона составляет $+2,79$ ядерного магнетона. У нейтрона, вопреки ожиданиям, магнитный момент не равен нулю; он составляет $-1,913$ ядерного магнетона. Неожиданно большой магнитный момент протона указывает на его сложную структуру, в частности, распределение заряда в протоне не совпадает с распределением его массы. Центр протона относительно тяжелее, заряд его, если так можно выразиться, рассредоточен, «размазан» в пространстве сильнее, чем масса. Поэтому значение магнитного момента получается более высоким, чем можно было ожидать, исходя из величины механического момента. Существование магнитного момента у нейтрона указывает на то, что он только в среднем электрически нейтрален. Направление магнитного момента, противоположное направлению спина, свидетельствует о том, что он создается отрицательным зарядом. Положительный заряд, компенсирующий в нейтроне отрицательный заряд, распределен таким образом, что

момент, создаваемый им, меньше момента отрицательного заряда.

Укажем еще на одну особенность. Если для отношения собственного магнитного момента к механическому (спину) высчитать по классическим законам, то оно оказывается в два раза меньшим, чем наблюдаемое в опыте. Между прочим, это обстоятельство послужило толчком к исследованию, которое привело к определению величины спина, оказавшейся равной $\frac{1}{2}\hbar$. Отношение спинового магнитного момента к спиновому механическому, совпадающее с опытом, получается из теории электрона, построенной с учетом теории относительности Эйнштейна.

Вообразим множество возбужденных атомов водорода. Пусть, например, все атомы подняты на уровень с главным квантовым числом 2. Если нет внешнего магнитного поля, то те электроны, которые находятся на подуровне $2s$ (орбитальное квантовое число $l=0$), в одних атомах могут оказаться ориентированными своими спинами вдоль магнитного поля, в других — против. Назовем ориентацией по полю такую, при которой магнитные силовые линии внешнего поля, выходящие из северного полюса внешнего магнита, входят в южный полюс прямого микроскопического магнита, за который можно принять вращающийся электрон. При такой ориентации энергия электрона минимальна, он занимает наиболее «удобное» положение. Попробуем «перевернуть» электрон на сто восемьдесят градусов в направлении, противоположном направлению магнитного поля. При этом придется совершить работу: преодолеть силы притяжения разноименных магнитных полюсов и силы отталкивания одноименных. Во втором положении — против поля — энергия электрона несколько выше, чем в положении по полю. Следовательно, в магнитном поле в $2s$ -состоянии возможны два значения энергии электрона, несколько отличающиеся от энергии на этом подуровне в отсутствие поля. Один s -уровень расщепляется в магнитном поле на два.

В $2p$ -состоянии орбитальное квантовое число равно единице. Электрон обладает орбитальным механическим моментом. Но у него есть и спиновый момент $\frac{1}{2}\hbar$. Суммарный момент количества движения электрона в $2p$ -подуровне равен сумме этих моментов, т. е. $\frac{3}{2}$.

Такую величину на этом подуровне имеет максимальное значение магнитного квантового числа. Суммарному механическому моменту соответствует некоторый магнитный момент. Как уже говорилось, составляющая механического момента вдоль магнитного поля квантуется, ее значения могут быть только дискретными, причем они могут отличаться друг от друга на единицу, они могут быть равны $3/2, 1/2, -1/2, -3/2$. В результате квантования механического момента квантуется и проекция суммарного магнитного момента на направление магнитного поля. Собственно, поэтому возник термин «магнитное квантовое число». Каждой из составляющей механического, следовательно, и магнитного момента вдоль внешнего магнитного поля соответствует свое значение энергии электрона. В одном из значений, скажем, $3/2$, энергия электрона минимальна, поскольку магнитный момент расположен так, что магнитные силовые линии, выходящие из северного полюса магнита, попадают в южный полюс магнита, образованного от вращения электрона по орбите и вокруг своей оси. При значении магнитного квантового числа $1/2$ электронный магнит несколько отклонен от магнитного поля и расположен к нему под углом. Электрон при этом получает некоторую энергию. Поворот до положения, соответствующего $-1/2$, требует еще большего количества энергии. Поворот же в положение, прямо противоположное направлению магнитного поля ($-3/2$), сопровождается поглощением максимального количества энергии. В результате энергетический уровень $2p$ расщепляется во внешнем магнитном поле на четыре подуровня.

Как изменится энергия испускаемых квантов при переходе с $2p$ -подуровня на $1s$? Если при переходе с верхнего состояния в нижнее не изменится величина проекции механического момента на направление внешнего магнитного поля, то, очевидно, энергия испускаемого кванта останется такой же, какой она была при отсутствии магнитного поля. При переходе с изменением магнитного квантового числа энергия кванта изменяется. Если после перехода проекция квантового числа ориентируется в «большей мере по полю», энергия излучаемого кванта увеличивается, так как при переориентации магнитного момента в более «удобное» положение выделяется некоторое количество энергии. При пере-

ориентации в менее удобное положение, когда после перехода проекция магнитного момента электрона станет в «большой мере против» поля, энергия кванта уменьшится. На переориентацию затратится некоторая работа. Таким образом, переходы от $+1/2$ к $+1/2$ и от $-1/2$ к $-1/2$ (здесь первая цифра—магнитное квантовое число на более высоком уровне, вторая — на низком) дадут спектральную линию в точности такую же, какой она была при отсутствии магнитного поля. Переходы, при которых магнитное квантовое число увеличивается на единицу, дадут спектральную линию, соответствующую бóльшей энергии кванта: это переход от $-1/2$ к $1/2$ и от $1/2$ к $3/2$. Работа, затраченная ранее на приведение магнитного момента в «неудобное» положение, возвращается и добавляется к энергии кванта, поскольку новое положение «более удобно» и оно соответствует меньшей энергии электрона. Переходы, при которых магнитное квантовое число уменьшается на единицу (это переходы от $1/2$ к $-1/2$ и от $3/2$ к $1/2$), сопровождаются излучением менее мощного кванта, так как часть энергии при переходе затрачивается на поворот магнитного момента в менее удобное положение. Этот поворот требует затраты энергии, которая вычитается из энергии излучаемого кванта. Соответствующая спектральная линия смещается в сторону более длинных волн ровно настолько, насколько смещается в сторону коротких волн та линия, испускание которой сопровождается уменьшением магнитного квантового числа на единицу. Заметим, что переходы с изменением магнитного квантового числа на 2 (например, переход от $+3/2$ к $-1/2$) невозможны. Магнитное квантовое число не может измениться в каком-либо акте более чем на единицу. Таким образом, в магнитном поле спектральная линия, соответствующая переходам с $2p$ -уровня на $1s$, расщепляется на три линии. Для более высоких уровней, например для исходного уровня, соответствующего главному квантовому числу 3 и орбитальному 2, расщепление происходит на бóльшее число линий. Подоболочка $3d$ (орбитальное квантовое число равно 2) расщепляется на шесть уровней (магнитные квантовые числа $5/2, 3/2, 1/2, -1/2, -3/2, -5/2$), переходы на четыре уровня, соответствующие подоболочке $2p$ (магнитные квантовые числа $3/2, 1/2, -1/2, -3/2$), дают бóльшее число комбинаций с раз-

личной энергией спектральных линий при изменении магнитного квантового числа не более чем на единицу.

Расщепление спектральных линий во внешнем магнитном поле открыто еще в 1896 г. голландским ученым П. Зеemanом при исследовании спектра излучения натрия. Строгое объяснение эффект Зеemана получил лишь после построения квантовой механики.

Эффект Зеemана дает косвенные сведения об энергетических уровнях электронов на оболочках, связанных с дискретными значениями проекции магнитного момента электрона. В 1922 г. немецкие ученые О. Штерн и В. Герлах доказали прямыми опытами существование дискретных значений магнитного момента электрона в невозбужденном атоме. Пропуская атомы серебра, во внешней электронной оболочке которого невозбужденный электрон находится в s -состоянии, через неоднородное магнитное поле, они обнаружили, что половина атомов притягивается к одному полюсу магнита, другая половина — к другому. Отклонение пучка в ту и другую сторону точно совпадает с вычисленным отклонением при условии, что электрон обладает магнитным моментом, равным магнетону Бора и имеющим две возможные ориентации — параллельную и антипараллельную магнитному полю.

Уместно напомнить, что методика определения магнитного момента атома, подобная примененной О. Штерном и В. Герлахом, была предложена советскими учеными — ныне академиками П. Л. Капицей и Н. Н. Семеновым — в статье, опубликованной еще в декабре 1920 г.

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Описание квантовых чисел и состояний электрона в атоме водорода, сделанное выше, получилось слишком упрощенным, похожим на описание движения частицы в классической механике. Для нейтрализации, хотя бы частичной, классичности в изложении материала расскажем об основных принципах, на которых построена квантовая механика: речь идет о принципе суперпозиции (наложение) состояний и принципе неопределенностей. Эти принципы появились в результате обобщения экспериментальных данных, характерных для микромира.

В квантовой механике везде и всегда принимается, что частица (электрон, протон, нейтрон и т. п.), если имеется несколько возможных (разрешенных) ее состояний, одновременно может находиться в нескольких и даже во всех этих состояниях. Нельзя, например, утверждать, как это делалось выше, что электрон в атоме находится на первой оболочке (главное квантовое число равно единице). Всегда есть некоторая вероятность того, что он одновременно находится в двух, трех или даже во всех возможных состояниях. Это означает, что есть некоторая вероятность, различная для разных состояний, найти электрон не только на первой оболочке, но и на любой из других. Для тяжелых атомов есть даже вероятность найти электрон и внутри атомного ядра. Существованием этой вероятности объясняется захват электрона ядром, так называемый *K*-захват (электрон захватывается ядром с *K*-оболочки), в результате которого один протон в ядре превращается в нейтрон. Однако электрон никогда не может обнаружиться между оболочками. Состояние между оболочками не принадлежит к вероятным и возможным состояниям электрона.

Состояние электрона (протона, нейтрона и т. п.) характеризуется в квантовой механике некоей функцией Ψ , называемой волновой. Основная задача квантовой механики — определение этой функции. Находят ее из решения так называемого уравнения Шредингера, если скорость частицы мала по сравнению со скоростью света. Когда скорость частицы не мала по сравнению со скоростью света, то для электрона решают другое уравнение, составленное одним из основателей квантовой механики П. Дираком.

Каждое из возможных состояний частицы описывается собственной функцией Ψ_1, Ψ_2, Ψ_3 и т. д. Таких функций может быть очень много, иногда бесконечное число. Для электрона, связанного в атоме, возможные состояния электрона дискретны, т. е. отличаются друг от друга на конечную величину. В атоме водорода каждое из состояний отличается от другого значением хотя бы одного из квантовых чисел. Нет ни одной пары состояний, у которой все квантовые числа одинаковы.

Если электрон свободен, у него может быть сколько угодно собственных состояний. Спектр собственных со-

стояний свободного электрона не дискретный, а сплошной.

Истинное состояние электрона определяется суммой — суперпозицией — возможных его собственных состояний Ψ_1 , Ψ_2 и т. д., каждое из которых взято со своим весом.

Волновая функция частицы, собственные состояния которой определяются собственными функциями Ψ_1 , Ψ_2 , Ψ_3 и т. д., равна

$$\Psi = a_1\Psi_1 + a_2\Psi_2 + a_3\Psi_3 + \dots \quad (2)$$

Здесь коэффициенты a_1 , a_2 , a_3 и т. д. определяют вес (вероятность найти частицу) в состояниях соответственно Ψ_1 , Ψ_2 , Ψ_3 . Формула (2) математически описывает суперпозицию состояний. Эта суперпозиция линейна, все собственные функции входят в нее в первой степени. Для того чтобы найти волновую функцию, необходимо сначала определить полный набор собственных функций Ψ_1 , Ψ_2 ...

Математический аппарат квантовой механики развит очень хорошо. Эта наука представляет собой одно из наиболее стройных и совершенных творений человеческого гения. Она позволила решить множество задач, имеющих фундаментальное значение для современной техники.

Вспоминая принцип суперпозиции, мы должны представлять электрон в атоме более расплывчатым, чем по классической аналогии. Электрон оказывается размазанным, распределенным по различным состояниям. Распределен он неравномерно, вероятность обнаружить электрон в некоторых состояниях особенно велика, в других она меньше. Но электрон не разделен на части, распределенные по различным состояниям. При измерении он оказывается весь целиком в одном состоянии; различна лишь вероятность обнаружения его в том или ином состоянии.

Еще более необычным оказывается другой принцип квантовой механики — принцип неопределенности, описанный ниже в очерке «Соотношение неопределенностей и виртуальные процессы».

Согласно соотношению неопределенностей, являющемуся математическим выражением принципа неопределенности, если мы точно измеряем положение электрона

(и любой другой частицы), то одновременно с этим мы ничего не можем сказать о его импульсе (и кинетической энергии). Он может быть любым. И наоборот, определив точное значение импульса (кинетической энергии), мы ничего не можем сказать о положении электрона: он с одинаковой вероятностью может находиться в любой точке пространства. Такие свойства микромира совершенно невозможно представить наглядно. Они стали известны человеку лишь после многочисленных неопровержимых экспериментов.

В следующих очерках придется не раз прибегать к классическим аналогиям при описании явлений микромира. Читателю придется каждый раз самому вводить поправки, следующие из принципа суперпозиции состояний и из соотношения неопределенностей.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВОДОРОДА- НА ВОЛНЕ 21,1 см

Обычный холодный атом водорода способен быть источником радиоизлучения. В нижнем состоянии, соответствующем главному квантовому числу 1 и орбитальному 0 (*s*-состояние), электрон в атоме водорода может ориентироваться в двух направлениях по отношению к ядру.

Спины электрона и протона могут быть параллельными и антипараллельными. Другие относительные положения спинов невозможны. Электрон ориентируется по отношению к спину ядра потому, что в *s*-состоянии нет других ориентиров, например орбитального момента. Между электроном и протоном действует электростатическая сила притяжения, это главная сила. Однако кроме нее между электроном и протоном действует также относительно слабая магнитная сила, зависящая от взаимной ориентации электронного и ядерного магнитного моментов. При параллельном расположении электронного и ядерного спинов, а следовательно, при антипараллельном положении магнитных моментов, сила притяжения между электроном и протоном больше, чем при антипараллельном положении спинов, и энергия связи электрона с протоном выше. Таким образом, когда спины электрона и протона переориентируются из антипараллельного в параллельное положение, связь между этими

частицами возрастает, а разница между энергией при антипараллельной и параллельной ориентировками излучается в виде кванта. Излучаемая энергия мала, поэтому частота излучения тоже мала, а длина волны велика. Причем эта длина велика по отношению к другим волнам, излучаемым атомом водорода, например по отношению к световому излучению. Но с точки зрения радиотехники это короткая волна. Длина волны радиоизлучения холодного атомарного водорода составляет 21,12 см, а частота — 1420, 406 Мгц.

Возникает интересный вопрос: почему все электроны во всех атомах водорода не находятся в параллельном по спину положении? Ведь нижний (параллельный) уровень энергетически более выгоден и, поскольку существует излучение, все атомы постепенно перейдут в низшее состояние. Для перевода их в более высокое энергетическое состояние (антипараллельное по спинам) необходимо затратить работу. Откуда она берется? Дело в том, что атомы водорода сталкиваются друг с другом. Энергия столкновения всегда больше энергии перехода в более высокое энергетическое состояние. При столкновении атомы за счет кинетической энергии соударения принимают как параллельное, так и антипараллельное (по спинам электрона и ядра) положение. При соударениях энергия распределяется равномерно по степеням свободы. При параллельном расположении спинов имеется характерное направление—направление суммарного спина. Этот спин может принимать три ориентировки в соответствии с тремя направлениями в пространстве, на долю параллельного спина приходится поэтому три степени свободы. При антипараллельных спинах нет характерного направления (суммарный спин равен нулю), на долю этого состояния приходится лишь одна степень свободы. Поэтому, если соударения достаточно часты, на каждый из атомов с антипараллельными (ядерным и электронным) спинами приходится три атома с параллельными спинами. Излучение радиоволны сдвигает равновесие в пользу параллельной ориентации, столкновения его восстанавливают.

Радиоизлучение атомарного водорода было предсказано в 1945 г. В 1951 г. его обнаружили в радиоизлучении, поступающем на Землю из Космоса. С тех пор исследование межзвездного пространства и вообще иссле-

дование Вселенной с помощью волны в 21,1 см стало одним из основных средств радиоастрономии.

Наша Галактика—звездная система Млечного Пути, к которой принадлежит и наше Солнце, — содержит более 100 млрд. звезд, диаметр диска ее равен около 50 тыс. световых лет. Световой год—это мера расстояния. Если перевести размер Галактики в привычные для нас единицы длины, то он оказывается порядка 10^{22} см. Все пространство между звездами заполнено разреженным водородом, плотность которого около 1 атом/см³. (Средняя плотность вещества во Вселенной значительно ниже. Существуют различные оценки. По одной из них на один нуклон в среднем приходится около 100 л объема.) При такой плотности соударения между атомами водорода очень редки, равновесие между параллельной и антипараллельной ориентациями спинов восстанавливается за время порядка нескольких сот лет. Но если учесть, что время самопроизвольного перехода из «неудобной» ориентации спинов в более «удобную» очень велико — примерно 10 млн. лет, — то восстановление равновесия в межзвездном водороде происходит достаточно быстро. За 10 млн. лет оно восстанавливается много раз.

Однако возникает новый вопрос: не будет ли радиоизлучение слишком слабым — ведь переходы и излучение происходят редко. При плотности 1 атом/см³ из 1 см³ выйдут 1 квант за 10 млн. лет. Но положение спасают большие размеры, характерные для Космоса. На пути 10^{16} см, а это одна миллионная доля размера Галактики, при плотности газа 1 атом/см³ сумма поперечных сечений атомов перекрывает площадь, равную 1 см². Из столба длиной 10^{16} см и поперечным сечением 1 см² выйдут уже 100 квант/сек. Благодаря большим размерам Галактики можно даже говорить об изучении поверхностного слоя той или иной галактической области, хотя с точки зрения земных масштабов толщина такого поверхностного слоя имеет немыслимые размеры.

С помощью радиоволн длиной 21,1 см, поступающих к нам из разных районов Галактики, удалось измерить распределение плотности водорода в ней. При этом воспользовались зависимостью интенсивности излучения от плотности: интенсивность излучения пропорциональна плотности атомарного водорода. Чем больше атомов, тем

сильнее излучение. Измерения потребовали сложных радиотехнических разработок. Дело в том, что из Космоса кроме волны 21,1 см идет много других волн. В частности, сильное излучение различных длин волн дает полностью ионизированный водород. Электрон, пролетая около протона, искривляет траекторию полета, это искривление сопровождается излучением радиоволны.

С помощью волны 21,1 см можно измерить не только плотность водорода, но и скорость его движения. Если слой водорода, излучающего волну 21,1 см, движется в сторону Земли, то частота волны несколько возрастает—это известный эффект Доплера, наблюдаемый для звуковых волн при приближении или удалении поезда, издающего свисток. Частота тона возрастает, когда поезд приближается, и падает при его удалении. Аналогичным образом изменяется и частота радиоволны. Точно измеряя длину волны (частоту) радиоволн, идущих от различных участков Галактики, определили скорости, с которыми она вращается вокруг своего центра. Аналогичным образом удалось уточнить структуру и скорости движения Магеллановых Облаков—так называют ближайшие к нашей Галактике два связанных друг с другом, гигантских даже для космических масштабов, звездных скопления, находящихся от нашего Солнца на расстоянии 70 и 83 тыс. световых лет. Световой год, как уже говорилось, есть расстояние, которое проходит свет за один год, это $9,46 \cdot 10^{12}$ км. Между прочим, в астрономии этой величиной пользуются редко, астрономическая единица расстояний—парсек, равный 3,26 светового года. Существует и относительно мелкая единица длины, применяемая для измерений в пределах солнечной системы; она называется астрономической единицей длины и равна среднему расстоянию от Солнца до центра тяжести системы Земля—Луна. Точное ее значение определено в СССР, оно равно $1,495993 \cdot 10^{11}$ м.

Магеллановы Облака в наших широтах ненаблюдаемы, но в южном полушарии их видят невооруженным глазом. Это очень интересные для астрономии звездные скопления: в них кроме самых разнообразных звездных систем, в том числе и карликовых галактик, содержатся газовые туманности. Измеряя уменьшение и увеличение длины радиоволны атомарного водорода, исходящей из различных районов Магеллановых Облаков, радиоастро-

номы определили скорости вращения обеих галактик и нашли, что эти облака движутся согласованно друг с другом.

С помощью радиоизлучения атомарного водорода можно измерять температуру межзвездного водорода. Чем выше температура, тем с более высокой скоростью движутся атомы водорода. Но тепловое движение — движение беспорядочное. Атомы при тепловом движении движутся в произвольных направлениях, скорости их лишь в среднем соответствуют данной температуре. При тепловом движении водорода среди излучающих атомов имеются такие, которые движутся как в сторону Земли, так и от нее. Есть и атомы, перемещающиеся под разными углами относительно направления к Земле. Благодаря эффекту Доплера тепловое движение приводит к испусканию не строго определенной частоты, антенна принимает волны, отличающиеся от частоты, соответствующей излучению покоящегося атома. Линия радиоизлучения оказывается размытой и тем больше, чем выше температура излучающего водорода. Измерения ширины линий дают значение температуры межзвездного водорода. В нашей Галактике она несколько выше 100°K . В градусах Кельвина, напомним, определяется температура, отсчитываемая от абсолютного нуля ($-273,16^{\circ}\text{C}$). Из теоретических соображений ожидалась температура между 30 и 60°K . Здесь идет речь о температуре межзвездного водорода. Температура водорода в зонах, где происходят активные процессы, естественно, значительно выше.

Профессор И. С. Шкловский, известный советский астроном, развивает на страницах журнала «Природа» (№ 7, 1960) интересные соображения о возможности жизни разумных существ на других планетах. Речь, конечно, идет не о нашей солнечной системе — планетах Марсе, Венере, про которые пишут фантастические романы. И. С. Шкловский полагает, опираясь на научные данные, что в сфере радиусом в 100 световых лет не исключено существование одной-двух планет, условия жизни на которых подобны условиям на Земле. На этих планетах, возможно, обитают разумные существа; они, вероятно, будут пытаться войти в связь с другими планетами. И. С. Шкловский и другие ученые приходят к заключению, что разумные существа неизбежно будут пы-

таться связаться с другими мирами на волне 21,1 см. Как источник радиоволн водород в земных условиях очень слаб; для этой цели, конечно, будут применять обычные генераторы. Волну же в 21,1 см предполагается выбрать потому, что на нее настроены приемники радиоастрономов других миров, с которыми предполагается установить связь. Сейчас разрабатываются проекты непрерывного прослушивания Космоса на волне 21,1 см в тех направлениях, в каких наиболее вероятно существование миров с разумными существами. Высокоорганизованные обитатели других планет скорее всего будут давать на этой волне какой-либо простейший код или число, свидетельствующее о наличии у них разума, например число π или основание натурального логарифма $e = 2,718$ и т. п. Такие же сигналы они ждут от других.

«Можно предположить, — пишет И. С. Шкловский, — что на каких-нибудь планетах обитающие там высокоорганизованные разумные существа непрерывно, в течение огромных промежутков времени, «держат» в главных лепестках своих гигантских антенн в ожидании ответного сигнала некоторое число (скажем, 100) сравнительно близких к ним звезд, где, по их предположениям, возможна разумная жизнь».

Радиоволна водорода может оказаться не только исключительно мощным средством радиоисследования Космоса, которым она уже стала, но и волной, связывающей разумные существа, обитающие на различных солнечных системах.

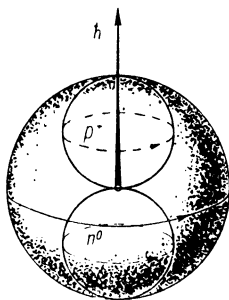
ДЕЙТЕРИЙ, ТРИТИЙ, НЕЙТРОН

Кроме обычного водорода в природе существует тяжелый водород — дейтерий, — применяющийся сейчас в ядерной технике как взрывчатое вещество, в будущем он будет горючим для термоядерных энергетических установок. Тяжелый водород открыт в 1932 г., его электронная оболочка ничем не отличается от оболочки обыкновенного водорода, в ней содержится только один электрон, но его ядро примерно вдвое тяжелее ядра обычного водорода.

Когда говорят «электрон вращается вокруг ядра», допускают неточность. В действительности электрон и

ядро вращаются вокруг общего центра тяжести. Поскольку масса протона в 1836 раз больше массы электрона, центр тяжести атома водорода очень близок к центру ядра, но все же они не совпадают. В дейтерии масса ядра вдвое больше массы протона и центр тяжести системы ядро — электрон еще ближе подходит к ядру. Если бы масса ядра была бесконечной, центр тяжести точно совпал бы с центром ядра. Различие в положениях центра тяжести в атомах обычного и тяжелого водорода, хотя и незначительно, изменяет уровни энергий электронов в атоме. Поэтому спектральные линии дейтерия несколько смещены по сравнению с линиями обыкновенного водорода. Это смещение можно точно вычислить. Существование дейтерия было доказано после того, как измеренное смещение точно совпало с вычисленным для ядра, вдвое более тяжелого, чем у протона. Тяжелый водород для спектральных опытов получают, испаряя большое количество жидкого водорода. Обыкновенный водород выкипает легче, и остаток обогащается тяжелым водородом.

Ядро дейтерия — дейтон, или дейтрон, — состоит из двух прочно связанных частиц — протона и нейтральной частицы — нейтрона. Нейтрон открыт в 1932 г. английским ученым Джеймсом Чедвиком. Масса нейтрона — 1838,6 электронной массы — немного больше массы протона. Соответственно его собственная энергия (произведение массы на квадрат скорости света) выше. Вне ядер нейтрон нестабилен, среднее время его жизни до распада на протон, электрон и еще одну элементарную частицу — нейтрино (точнее, антинейтрино) — равно 17 мин. Среднее время жизни приблизительно равно времени, в течение которого начальное количество нейтронов уменьшаются в 2,7 раза, точнее в e раз. Здесь e — основание натурального логарифма — 2,71828. Нестабильные частицы характеризуются также периодом полураспада — временем, в течение которого распадается половина начального количества вещества. Для свободного нейтрона,



Дейтон. Состоит из протона и нейтрона. Спин дейтона равен единице.

согласно измерениям советского ученого П. Е. Сливака, получившего за эту работу Золотую медаль и совместно с Ю. А. Прокофьевым премию имени академика И. В. Курчатова за 1962 г., период полураспада составляет 11,7 мин. Чтобы перейти от периода полураспада к средней продолжительности жизни, период полураспада необходимо разделить на отношение логарифма 2 к логарифму e , т. е. на 0,693. Для перехода от средней продолжительности жизни к периоду полураспада среднюю продолжительность жизни необходимо умножить на 0,693. По данным П. Е. Сливака, среднее время жизни нейтрона равно 11,7/0,693, т. е. 16,9, или, округленно, 17 мин.

Из всего водорода, содержащегося в природе, 0,999 844 части приходится на легкий водород и 0,000156 или 0,0156% — на тяжелый. Когда люди научатся применять в мирных целях термоядерную энергию, человечество получит неограниченный энергетический источник. Если сжечь в термоядерных реакторах весь дейтерий, содержащийся во всех океанах на Земле, то выделится энергия, в сто миллионов раз превышающая теплоту сгорания всего имеющегося на Земле ископаемого топлива (угля, нефти, газа, торфа). При этой оценке мы принимаем мировые запасы ископаемого топлива в 6 000 млрд. т условного (обладающего калорийностью в 7 000 ккал/кг) топлива.

Ядра с одинаковым электрическим зарядом, но с различной массой называют изотопами. Обычный и тяжелый водород — стабильные изотопы водорода. В 1939 г. Л. Альварец и Р. Корног (США), бомбардируя тяжелый водород нейтронами, получили искусственный изотоп водорода — тритий, — ядро которого состоит из одного протона и двух нейтронов.

Тритий нестабилен, он распадается наполовину приблизительно за 12 лет, испуская электрон и антинейтрино и превращаясь в легкий изотоп гелия — гелий-3. В больших количествах тритий получают в ядерных реакторах, облучая литий-6 медленными нейтронами. Захватывая нейтрон, литий-6 распадается на гелий и тритий.

Вследствие сильной радиоактивности и высокой летучести тритий очень опасен для человеческого организма.

ПОЗИТРОН, АНТИПРОТОН, АНТИНЕЙТРОН, АНТИВОДОРОД

В 1928 г. английский теоретик П. Дирак, тогда еще очень молодой человек, предсказал существование положительно заряженного электрона — позитрона. Эта частица была обнаружена в 1932, очень урожайном для физики году, К. Андерсоном (США) в космических лучах. За несколько лет до этого ее наблюдал в усовершенствованной им камере Вильсона советский ученый Д. В. Скобельцын. К сожалению, полученные им фотографии, на которых можно найти следы позитрона, не были своевременно опубликованы.

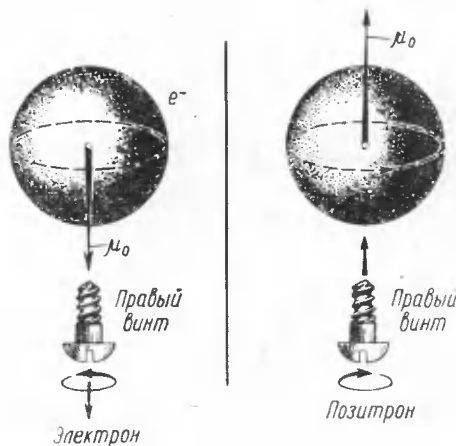
В камере Вильсона создается перенасыщенный пар. Заряженная частица, проходя через камеру, ионизирует пар, образуя центры конденсации. На ее пути остается след из капелек тумана. След фотографируют обыкновенным фотоаппаратом. Д. В. Скобельцын, поместив камеру в магнитное поле, сделал возможной регистрацию знака заряда. Магнитное поле искривляет траектории частиц разных знаков в противоположные стороны. По кривизне следа судят о величине заряда или массы и энергии частицы. Позитрон рождается в паре с электроном при торможении гамма-кванта в тяжелом веществе, например свинцовой пластинке. В камере Вильсона новорожденная пара оставляет два симметричных следа, исходящих из одной точки и искривленных в разные стороны.

Частицы высоких энергий слабо тормозятся в камере Вильсона. Плотность наполнителя в ней слишком мала. Для регистрации быстрых частиц применяют пузырьковую камеру, в которой переохлажденный пар уступил место перегретой жидкости — жидкому водороду, пропану, пентану и др. На пути частицы вследствие ионизации образуются пузырьки, фотография которых воспроизводит след частицы. В современных экспериментах делаются и обрабатываются десятки и сотни тысяч фотографий треков частиц в пузырьковых камерах или камерах Вильсона.

Однако возвратимся к позитрону. Он имеет ту же массу, что и электрон; спин его, как у электрона, равен $1/2$. Позитрон стабилен, живет он бесконечно долго. Позитрон и электрон, встречаясь друг с другом, аннигили-

руют, превращаются в два фотона (а иногда и в три) — частицы, не имеющие массы покоя. Энергию каждого из двух образующихся фотонов легко вычислить, для этого необходимо массу покоя электрона умножить на квадрат скорости света. Произведя умножение, получаем $9,1 \cdot 10^{-28} \cdot 9 \cdot 10^{20} = 0,82 \cdot 10^{-6}$ эрг; переводя в мегаэлек-

Магнитный момент



Направление магнитных моментов электрона и позитрона.

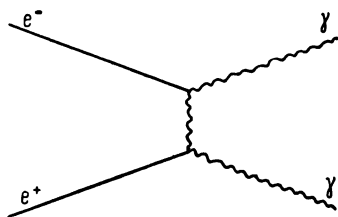
тронвольты ($0,82 \cdot 10^{-6} / 1,6 \cdot 10^{-6}$), находим, что энергия фотона равна приблизительно 0,51 Мэв.

Для реакции, противоположной аннигиляции (рождение пары), необходима вдвое большая энергия — около 1 Мэв (1,022 Мэв).

После открытия позитрона физики пришли к выводу, что каждая из элементарных частиц должна иметь пару ей античастицу. Так и оказалось: у протона есть антипротон, у нейтрона — антинейтрон и т. д. Известны лишь два исключения, одно из них — фотон, который одновременно является и частицей и античастицей. О другом исключении речь будет ниже.

Экспериментальное наблюдение антипротона и антинейтрона стало возможным после сооружения гигантских ускорителей протонов. Антипротон рождается при столк-

новении протона, обладающего кинетической энергией не менее $5,6 \text{ Гэв}$ (5,6 миллиарда электронвольт), с другим протоном. Эту энергию называют порогом рождения антипротона. Порог значительно выше собственной энергии антипротона, составляющей примерно 1 Гэв . Происходит это потому, что при рождении антипротона действует несколько законов сохранения. Например, если появляется частица с отрицательным зарядом, возникает частица с положительным зарядом. Появление новой частицы сопровождается рождением античастицы с той же массой. При реакции образования новых частиц должен действовать закон сохранения количества движения. Когда мишень покоится, а на нее налетает ускоренный протон, начальное количество движения равно произведению массы протона на его скорость. Продукты реакции должны обладать таким же количеством движения, т. е. иметь некоторую скорость и, следовательно, кинетическую энергию. В результате начальный протон должен обладать энергией, не меньшей $5,6 \text{ Гэв}$, хотя собственная энергия рождающегося антипротона около 1 Гэв .



Аннигиляция электрона с позитроном на два гамма-кванта.

количество движения равно произведению массы протона на его скорость. Продукты реакции должны обладать таким же количеством движения, т. е. иметь некоторую скорость и, следовательно, кинетическую энергию. В результате начальный протон должен обладать энергией, не меньшей $5,6 \text{ Гэв}$, хотя собственная энергия рождающегося антипротона около 1 Гэв .

Вычисляя порог рождения антипротона, учитывают эффекты, вытекающие из теории относительности, — их называют релятивистскими. Согласно теории относительности, скорость частицы не может превышать скорость света. Как бы ни была велика кинетическая энергия частицы, обладающей массой покоя, ее скорость всегда хоть немного меньше скорости света. Однако кинетическая энергия равна половине массы частицы, умноженной на квадрат ее скорости. Если скорость частицы при увеличении кинетической энергии не возрастает, остается близкой к скорости света, то возрастает ее масса. Релятивистские эффекты становятся очень существенными, когда кинетическая энергия сравнима с собственной энергией частицы (m_0c^2); для электрона это $0,51 \text{ Мэв}$, для протона — $938,2 \text{ Мэв}$, или около 1 Гэв . При кинетической энергии, *равной собственной энергии*

частицы, ее масса превышает более чем в 2,4 раза массу покоя, скорость составляет 91% скорости света. Увеличение кинетической энергии до двух собственных энергий повышает массу частицы примерно до 4,2 массы покоя и скорость до 97,26% скорости света.

В релятивистской области импульс частицы примерно пропорционален ее кинетической энергии (поскольку масса частицы пропорциональна энергии), он зависит от энергии сильнее, чем в области малых энергий (там импульс пропорционален корню квадратному из кинетической энергии). Поэтому в релятивистской области частица несет относительно более высокий импульс, чем в нерелятивистской. Отсюда, согласно закону сохранения импульса, продукты столкновения имеют более высокий импульс, в них остается относительно большая кинетическая энергия, чем в нерелятивистской области.

Минимальная энергия (порог), необходимая для рождения пары частиц (частица A и античастица \tilde{A}) равной массы при столкновении протона с покоящимся протоном — мишенью, равна с учетом всех эффектов

$$T_{\text{мин}} = 2m_A \left(\frac{m_A}{m_p} + 2 \right) c^2. \quad (3)$$

Когда рождается пара протон — антипротон, то

$$T = 2m_p \left(\frac{m_p}{m_p} + 2 \right) c^2 = 6m_p c^2.$$

Переводя эту цифру в гигаэлектронвольты, получаем приведенное выше число 5,6 Гэв, характеризующее порог рождения антипротона.

Современные ускорители протонов построены с таким расчетом, что на них можно создавать нуклонно-антинуклонные пары. Нуклон — название, объединяющее протон и нейтрон — частицы, из которых состоят ядра. В 1954 г. в Беркли (Калифорния) был построен синхротрон, дающий протоны с энергией 6,2 Гэв. Потом стали делать ускорители с более высокой энергией протонов, рассчитанные на получение более тяжелых, чем нуклоны (протоны и нейтроны), частиц. В СССР (Дубна) работает ускоритель на 10 Гэв. В Швейцарии и США (Брукхейвен) созданы ускорители на 30 Гэв. В СССР строится гигантский ускоритель на 70 Гэв.

М. Дж. Пентц, сотрудник Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН), приводит в советском журнале «Природа» (№ 7, 1963) некоторые данные о построенных и строящихся ускорителях высокой энергии. Эти данные воспроизведены в табл. 1.

Таблица 1

Ускорители высоких энергий*, построенные или строящиеся

Местоположение	Тип ускорителя	Год завершения строительства	Энергия, Гэв	Приближительная стоимость, млн. долл.
Брукхейвен, США	Протонный синхротрон	1952	3	7
Бирмингем, Англия	» »	1953	1	—
Беркли, США	» »	1954	6	9,7
Корнелл, США	Электронный синхротрон	1955	1,2	0,5
Калифорния, США	» »	1956	1	1,3
Дубна, СССР	Протонный синхротрон	1957	10	—
Париж, Франция	» »	1958	2,5	11,5
Фраскати, Италия	Электронный синхротрон	1959	1,2	1,2
ЦЕРН, Швейцария	Протонный синхротрон	1959	28	28
Брукхейвен, США	» »	1961	33	30
Москва, СССР	» »	1961	7	—
Принстон, США	» »	1962	3	—
Кембридж, США	Электронный синхротрон	1962	6	—
Харуэлл, Англия	Протонный синхротрон	1963	7	20
Харьков, СССР	Электронный линейный ускоритель	—	2	—
Ереван, СССР	Электронный синхротрон	—	6	—
Серпухов, СССР	Протонный синхротрон	—	70	—
Гамбург, ФРГ	Электронный синхротрон	1963	6	14
Аргонн, США	Протонный синхротрон	1963	12,5	30
Станфорд, США	Электронный линейный ускоритель	1966	45	105

*Для краткости включены лишь ускорители энергии более 1 Гэв.

В последнем столбце табл. 1 приведена стоимость ускорителей без учета затрат на строительство лабораторий и вспомогательного оборудования, составляющих ту же сумму, что и стоимость эксплуатации, достигающей, по данным того же автора, в год 40% затрат на строительство ускорителя. Исследование элементарных частиц на современном научном уровне, для которого

нужны ускорители, под силу или очень экономически и технически мощным государствам, или ассоциациям стран. Естественно, возникло кооперирование в исследовании элементарных частиц как капиталистических, так и социалистических стран. В результате появились такие крупные международные исследовательские центры, как Европейская организация по ядерным исследованиям близ Женевы и Объединенный институт ядерных исследований в г. Дубне.

Однако, несмотря на столь мощную технику, масштабы производства новых частиц невелики. Известный физик Эмилио Сегре писал в советском журнале «Природа» (№ 4, 1961), что на синхротроне в Беркли в 1955 г. можно было получать один антипротон за 15 мин. Затем после пятилетнего усовершенствования техники эксперимента в Беркли стали получать по десять антипротонов в 1 мин. Одна частица каждые шесть секунд! Антипротоны пока создаются буквально поштучно.

Антипротон по массе равен протону, заряжен он в противоположность протону отрицательно; это стабильная частица. Спин ее равен, как и у протона, $1/2$. Сталкиваясь с протоном, антипротон в редких случаях может рассеяться упруго, т. е. отклониться от своего пути. При встрече протона с антипротоном вероятна нейтрализация электрических зарядов обеих частиц. Такая реакция называется перезарядкой. Из протона и антипротона в этом случае образуются нейтрон и антинейтрон. Именно таким способом в 1956 г. были получены антинейтроны. Но чаще всего антипротон и протон, сталкиваясь, аннигилируют. Они превращаются в другие виды вещества. Однако в отличие от аннигиляции электрона с позитроном они превращаются не в фотоны, точнее, превращаются в них не сразу и не полностью. При аннигиляции антипротона с протоном происходит цепочка превращений. Сначала образуется несколько (до 6, 7, 8) частиц пи-мезонов, или сокращенно — пионов. Пи-мезоны, как будет видно ниже, играют очень важную роль в строении вещества; они определяют ядерные силы, связывающие нуклоны в ядрах. Существуют пи-мезоны, заряженные положительно и отрицательно; есть и нейтральный пи-мезон. Отрицательные пи-мезоны — античастицы по отношению к положительным пи-мезонам, масса и тех, и других равна 273

электронным массам (э. м.). Масса нейтрального пи-мезона 264 э. м., он является одновременно и частицей, и античастицей. Это второе (после фотона) исключение из общего правила о существовании у каждой частицы парной ей античастицы. Все пи-мезоны не имеют спина.

Нейтрон и антинейтрон аннигилируют аналогичным способом. Поэтому можно говорить и об аннигиляции нуклонно-антинуклонной пары.

Распад нуклонно-антинуклонной пары на пионы — первая ступень каскада превращений. Строго говоря, такой распад может быть второй ступенью. Иногда вместе с пи-мезонами при аннигиляции нуклонов образуются очень недолгоживущие (10^{-22} — 10^{-23} сек) частицы: нейтральная омега-частица с массой около 1540 э. м., распадающаяся на три пи-мезона, и ро-частица с почти такой же массой (около 1460 э. м.), распадающаяся на два пи-мезона. Ро-частица может быть положительной, отрицательной и нейтральной. Физики-теоретики уже несколько лет назад предполагали существование внутри нуклона омега- и ро-частиц. Экспериментаторы нашли их в 1961 г. Короткоживущие частицы не удается наблюдать непосредственно приборами, об их существовании судят, вычисляя по специальной методике распределение энергии и импульса долгоживущих продуктов ядерных реакций. Омега-мезон нашли, исследуя распределение импульса и энергии (массы) пи-мезонов, получающихся при аннигиляции антипротона с протоном и взятых в сочетании по три частицы. Ро-мезон обнаружили, обрабатывая таким же способом энергию и импульсы пи-мезонов (взятых попарно), возникших при столкновении отрицательного пи-мезона с протоном. Между прочим, экспериментаторы нашли не только частицы, заранее ожидавшиеся теоретиками. При исследовании столкновения положительного пиона с дейтоном в продуктах реакции нашли так называемый эта-ноль-мезон, нейтральную короткоживущую частицу с массой около 1070 э. м., распадающуюся на три пиона — положительный, отрицательный и нейтральный. Короткоживущие мезоны называют также резонансами, их некоторые физики даже не считают полноценными частицами, полагая, что это какие-то непродолжительные образования (квазичастицы). Аналогичные образования

со временем порядка ядерного времени (10^{-23} сек) наблюдаются и при взаимодействии, например рассеянии, различных мезонов с тяжелыми частицами. Масса этих образований выше массы нуклона.

Исследование резонансных частиц, как мезонов, так и частиц, более тяжелых, чем нуклоны, стало в последнее время мощным средством изучения так называемых сильных взаимодействий между частицами. С сильными взаимодействиями мы познакомимся в одном из следующих очерков. Специальные очерки посвящены и резонансным частицам, которых уже насчитывается несколько десятков.

После столь долгого отвлечения возвратимся к аннигиляции протона с антипротоном. При этом процессе только небольшая доля актов идет с участием ω - и ρ -частиц. Учитывая это, а также то, что стадия, включающая распад ω - и ρ -частиц, продолжается очень недолго, будем полагать для простоты, что пионы образуются непосредственно из нуклонно-antinуклонной пары.

Второй стадией (первая стадия аннигиляции — образование π -мезонов) служит распад π -мезонов. Положительный π -мезон, прожив на свете в среднем $2,5 \cdot 10^{-8}$ сек (две с половиной стомиллионные доли секунды), распадается на положительный μ -мезон и нейтрино. Отрицательный π -мезон через то же время превращается в отрицательный μ -мезон и антинейтрино. Положительный и отрицательный μ -мезоны по отношению друг к другу есть античастица и частица. Нейтрального μ -мезона не существует. Нейтральный π -мезон, минуя промежуточные этапы, распадается прямо на два фотона.

μ -мезоны названы мезонами, т. е. частицами, промежуточными по свойствам между нуклонами и электронами, по недоразумению. В действительности промежуточными частицами можно считать π -мезоны. μ -мезоны по всем своим свойствам аналогичны электронам; отличаются они от электронов лишь необычайно большой массой (207 э. м.) и тем, что они нестабильны — время их жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек. Спин у них, как и у электронов, равен $1/2$. μ -мезоны можно с полным правом назвать тяжелыми электронами. Правда, существует еще одно, более тонкое и глубокое отличие μ -она от

электрона. Но о нем будет сказано ниже, в разделе об опытах с мюонным нейтрино.

Третьей стадией превращения нуклонно-antinуклонной пары можно назвать распад мю-мезонов на три частицы: электроны, нейтрино и антинейтрино. Отрицательный мю-мезон распадается на электрон, нейтрино и антинейтрино; положительный — на позитрон, нейтрино и антинейтрино.

Наконец, электроны и позитроны аннигилируют (четвертая стадия), образуя фотоны. В итоге, пройдя четыре ступени превращений, нуклон и антинуклон аннигилируют, превращаясь в конечном итоге в фотоны, нейтрино и антинейтрино — частицы, не имеющие массы покоя и движущиеся со скоростью света.

Аннигиляция происходит потому, что античастицы, редкие гости на Земле, всегда окружены множеством частиц, при соприкосновении с которыми они аннигилируют. Но если бы античастицы были изолированы в каком-либо антимире, то нетрудно вообразить различные антиатомы, например антиводород, состоящий из отрицательно заряженного антипротона с вращающимся вокруг него положительным электроном — позитроном. Ядро антидейтерия состоит из антипротона и антинейтрона. В ядре антитрития один антипротон и два антинейтрона. Можно представить себе антикислород, антижелезо, антиуран и т. д. В антимире все ядра заряжены отрицательно, все электроны в нем положительные. Все стабильные в нашем мире атомы имеют соответствующие антиатомы, тоже стабильные в антимире. Антинейтрон вне антиядра распадается на антипротон, позитрон и нейтрино. Время жизни антинейтрона в точности равно времени жизни нейтрона. Любая нестабильная античастица живет ровно столько, сколько живет соответствующая ей частица.

Издали, из других миров, очень трудно отличить мир от антимира. До сих пор пока не удалось установить, есть ли в нашей Вселенной антимиры. О вероятности их существования впервые сказал Дирак еще в 1933 г. в нобелевской лекции, но до сих пор никто не может их обнаружить. Хитрая природа предусмотрела связь между мирами с помощью фотонов, одновременно и частиц и античастиц. Мир и антимир испускают совершенно неразличимые фотоны, причем невозможно выяснить,

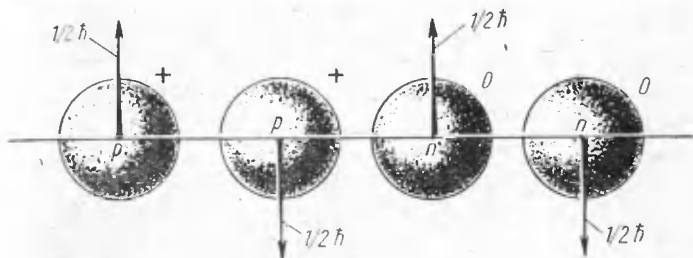
что их испускает — мир или антимир. В принципе мир можно отличить от антимира, наблюдая исходящие от них нейтрино. Но нейтрино, как и антинейтрино, — частицы, трудно поддающиеся наблюдению: они очень плохо взаимодействуют с веществом. Например, нейтрино проходит сквозь земной шар совершенно свободно, не задевая частицы, из которых состоит Земля. Поэтому нейтрино очень трудно «поймать».

В фантастических повестях и романах часто пишут о фотонных ракетах, где вещество аннигилирует с антивеществом, превращается в фотоны, которые, отражаясь от зеркальных стенок фотонного двигателя, вылетают через сопло и создают силу тяги, необходимую для путешествий к далеким мирам. Авторы при этом не учитывают каскадный процесса аннигиляции. Надо иметь в виду не только то, что до превращения нуклонно-антинуклонной пары в фотоны проходит сравнительно много времени, но и то, что пи-мезоны очень охотно взаимодействуют с материалом конструкции ракеты, мю-мезоны, наоборот, — очень плохо; поэтому они будут ускользать через стенки двигателя, если в нем не устроить какие-либо магнитные ловушки. Нейтрино уносятся из двигателя во всех направлениях, не создавая реактивной тяги. Таким образом, даже если отвлечься от способов изготовления, накопления и хранения антивещества, достаточно сложных и не осуществленных в нужных масштабах (накопление и хранение пока не решены), сама природа аннигиляции существенно изменяет конструкцию и эффективность воображаемого фотонного двигателя.

ТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА

Дейтон — простейшее из сложных ядер. Но все остальные ядра, как бы они велики ни были, состоят тоже из протонов и нейтронов. Количество протонов определяет заряд ядра, а сумма протонов и нейтронов — массу. В ядре гелия два протона. В природе существует два типа ядер гелия — два изотопа. Ядро гелия-3 кроме двух протонов содержит еще один нейтрон, общее число нуклонов в нем, таким образом, равно трем. Ядро гелия-4 состоит из двух протонов и двух нейтронов. Природный гелий состоит почти целиком из гелия-4, гелия-3

в нем только около одной десятитысячной процента. В ядрах углерода шесть протонов и шесть (C^{12}) или семь (C^{13}) нейтронов. Углерод-13 примешан к углероду в количестве 1,1%, остальная часть приходится на углерод-12. Наиболее распространенный изотоп кислорода — кислород-16 — состоит из восьми протонов и восьми нейтронов. В ядре железа 26 протонов. У железа есть четыре стабильных изотопа — 54, 56, 57, 58. Наиболее распространено железо-56 (91,64%). Золото имеет лишь



Ядро гелия-4. Состоит из двух протонов и двух нейтронов. В каждой из пар спины расположены антипараллельно, суммарный спин ядра равен нулю.

один стабильный изотоп — золото-197; в нем 79 протонов и 118 нейтронов. Самый большой электрический заряд из существующих в природе элементов у урана — он равен 92. Природный уран имеет три изотопа: уран-234, которого в природе очень мало, уран-235, его в природе 0,714%, и уран-238 (99,28%). Всего в природе известно 92 элемента и около 300 изотопов, часть из которых радиоактивна. Искусственно создано еще 12 элементов, от нептуния с номером 93 до элемента с номером 104. В ядерных реакторах и при бомбардировке элементов ускоренными протонами, дейтонами, альфа-частицами (ядрами гелия-4) и другими, более тяжелыми частицами создано несколько сот искусственных изотопов. Все искусственные изотопы радиоактивны. Общее число изотопов, природных и изготовляемых искусственно, превышает тысячу.

Полезно запомнить, что объемы ядер приблизительно пропорциональны количеству содержащихся в них нуклонов — протонов и нейтронов. Заряд ядра обозначают обычно буквой Z — это зарядовый номер ядра. Число нуклонов в нем обозначают буквой A — это его

атомный номер. Число нейтронов в ядре равно разности $A - Z$. Объем ядра приблизительно равен объему нуклона, умноженному на атомный номер A . Отсюда радиус ядра равен радиусу нуклона (приблизительно $1,3$ ферми), умноженному на корень кубический из атомного номера.

До 1911 г. ученые не подозревали о существовании атомного ядра. В 1911 г. английский ученый Э. Резерфорд обнаружил, что альфа-частицы, испускаемые радием, проходя через пластинку какого-либо вещества, изредка отклоняются от своего пути на очень большой угол, как будто наталкиваются на электрическое поле, сосредоточенное в очень маленьком объеме с очень большой массой. Подсчитав число отклонений по отношению к общему числу альфа-частиц, Резерфорд оценил объем атомного ядра, оказавшийся, как уже говорилось, исключительно малым по отношению к объему всего атома.

Естественно, возник вопрос, из чего состоит ядро. Вначале думали, что оно состоит из протонов, определяющих его массу, и электронов, компенсирующих часть электрического заряда. Считали, например, что ядро гелия состоит из четырех протонов и двух электронов, компенсирующих заряды двух протонов. Но эта точка зрения не выдержала сопоставления с опытом. Прежде всего размер ядра настолько мал, что электроны не могут уместиться в нем.

Вообразим заряд электрона сосредоточенным в какой-то точке. Подведем к нему другой такой же точечный заряд. При подводе заряда для преодоления электростатических сил отталкивания необходимо совершить работу. Чем ближе сдвинуты заряды, тем больше работа, тем выше потенциальная энергия зарядов. Расстояние, на котором потенциальная энергия становится равной собственной энергии электрона, определяемой по формуле Эйнштейна $E = m_0 c^2$, называют классическим радиусом электрона. Он равен $2,8$ ферми, радиус же протона (как и нейтрона) равен $1,3$ ферми. Если бы ядра атомов состояли из протонов и электронов, размер их был бы значительно выше размеров, определяемых на опыте.

Попытка построить схему атомного ядра из протонов и электронов не удалась прежде всего потому, что

электроны не размещались внутри ядра, они слишком велики для него. Однако соображение о размерах ядра и электрона не было главным при опровержении модели ядра, составленного из протонов и электронов. Против этого возражения можно было бы привести контрвозражение: а не спрессовываются ли электроны, попадая внутрь ядра? Это контрвозражение в свою очередь уязвимо и т. д. Существует более веское доказательство невозможности протонно-электронного строения ядра. Это возражение очень наглядно можно продемонстрировать на примере дейтона, хотя фактически оно приводилось на примере других ядер: дейтон был открыт в 1932 г., когда уже стало ясным истинное строение атомного ядра.

В ядре спины частиц, его составляющих, могут ориентироваться, оставаясь попарно параллельными или антипараллельными друг другу. Дейтон, если предположить, что он построен из двух протонов и одного электрона, может иметь спин $\frac{3}{2}$, если спины трех частиц направлены в одну сторону. Когда спины двух частиц антипараллельны и компенсируют друг друга и спин ядра равен спину третьей, некомпенсированной частицы, спин ядра должен быть равен $\frac{1}{2}$. На опыте спин дейтона равен 1. Отсюда следует, что дейтон не может состоять из нечетного числа частиц со спином $\frac{1}{2}$. Аналогичное противоречие создается и с другими ядрами. Протонно-электронное строение ядра противоречит основам квантовой механики, и от него пришлось отказаться.

В течение двадцати одного года физики знали о существовании ядра, но не понимали, из каких строительных элементов, точнее, из каких строительных узлов оно сконструировано. Решение пришло в 1932 г., когда был открыт нейтрон. Сразу же после открытия нейтрона в том же году советский ученый, ныне профессор Московского университета Д. Д. Иваненко предположил, что все ядра состоят лишь из двух частиц — нейтронов и протонов. Вскоре после предположения Д. Д. Иваненко эту гипотезу подробно разработал немецкий физик В. Гейзенберг. Сейчас нет ни одного факта, противоречащего нуклонному строению ядра.

В частности, спин дейтона, равный единице, получается вследствие параллельной ориентации спинов протона

и нейтрона в дейтоне. Физика завоевала прочные позиции. Но оставалось неясным, какие силы связывают нуклоны внутри ядер?

ХАРАКТЕРНЫЕ РАЗМЕРЫ ЧАСТИЦ

В предыдущем очерке приведен один из характерных размеров электрона — его классический радиус. Классический радиус r_0 , напомним, равен расстоянию, при котором электростатическая энергия взаимодействия электрона с точечным зарядом такой же величины равна собственной энергии электрона

$$\frac{e^2}{r_0} = mc^2,$$

где e — заряд электрона. Отсюда получается

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2}. \quad (4)$$

Каждая из элементарных частиц имеет несколько характерных размеров. К их числу относится комптоновская длина волны частицы.

Энергия кванта излучения, как нам уже известно, равна произведению кванта действия h на частоту электромагнитных колебаний

$$E = h\nu.$$

Частота в свою очередь равна скорости света, разделенной на длину волны кванта

$$\nu = \frac{c}{\lambda}.$$

Длину волны таких электромагнитных колебаний, энергия которых равна собственной энергии частицы, называют комптоновской длиной волны. Условие равенства энергий можно записать в виде

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} = mc^2,$$

откуда

$$\lambda = \frac{h}{mc}. \quad (5)$$

Комптоновская длина волны характеризует величину собственной энергии частицы. Для электрона эта длина равна $2,4 \cdot 10^{-10}$ см, для протона — $1,3 \cdot 10^{-13}$ см (1,3 ферми).

Иногда для вычисления комптоновской длины волны (КДВ) пользуются квантом действия \hbar , в 2π раз меньшим h . Тогда КДВ обозначают символом λ :

$$\lambda = \frac{\hbar}{mc} . \quad (6)$$

Для электрона $\lambda = 3,8 \cdot 10^{-11}$ см, для протона — 0,2 ферми. В приложении даны точные значения комптоновских длин волн электрона, протона и нейтрона.

Каждая частица в микромире обладает одновременно и корпускулярными (корпускула — частица) и волновыми свойствами. Пучок электронов, проходя через кристалл, ведет себя подобно свету — электромагнитным волнам. Электроны, огибая атомы кристаллической решетки и соединяясь в проходящем пучке, дают максимумы в тех местах, где разность их хода кратна целому числу длины волны, характерной для электронов, и минимумы, где она кратна целому числу длин полуволен. Это явление называют дифракцией, оно характерно для волн, им пользуются для определения размеров кристаллической решетки. Волновые свойства электрона и протона применяются в электронном и протонном микроскопах.

Гипотезу о волновых свойствах вещества, в дальнейшем блестяще подтвердившуюся и послужившую одной из основ квантовой механики, выдвинул в 1924 г. французский физик-теоретик Луи де Бройль. Волну вещества называют в его честь волной де Бройля. Длина волны де Бройля зависит от кинетической энергии частицы, точнее, от ее импульса. Она обратно пропорциональна импульсу

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{p} . \quad (7)$$

Для электрона с энергией 1 Мэв она равна $1,2 \times 10^{-11}$ см, с энергией 1 Гэв — $1,2 \cdot 10^{-14}$ см.

Длина волны де Бройля не характеризует какие-либо внутренние свойства частицы, она, как уже упоми-

налось, характеризует ее импульс, определяющий волновые свойства. Здесь о ней говорится ввиду исключительной ее роли в микромире.

Самым малым размером, за одним исключением, с которым мы встретимся ниже, характеризующим частицу, можно назвать ее гравитационный радиус. Все частицы притягиваются друг к другу силой тяжести (силой гравитации). Чем ближе сдвинуты две частицы, тем больше сила притяжения между ними и тем больше работа, которую надо затратить для разведения частиц на расстояние, где можно пренебречь силами притяжения. Расстояние, на котором энергия гравитации равна собственной энергии частицы, называют ее гравитационным радиусом. Точнее, в теории гравитационного поля гравитационным радиусом называют вдвое большую величину.

Равенство гравитационной и собственной энергий записывается в виде

$$G \frac{mm}{r_0} = mc^2, \quad (8)$$

где G — гравитационная постоянная, равная $6,67 \times 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{сек}^{-2}$. Отсюда удвоенная величина r_0 , или величина гравитационного радиуса частицы, равна

$$R = 2r_0 = \frac{2Gm}{c^2}. \quad (9)$$

Гравитационный радиус электрона составляет $1,35 \times 10^{-15} \text{ см}$, для протона он в 1836 раз больше. Гравитационный радиус Солнца равен примерно 3 км. Иногда приводится вдвое меньшая цифра — 1,5 км. При этом не учитывают двойку в формуле (9).

В микромире гравитационные силы ничтожно малы по сравнению с электромагнитными и тем более — ядерными. Пренебрежимо мала и гравитационная энергия. Значение гравитационного радиуса микрочастиц приводится здесь в иллюстративных целях. Цифры показывают, что он мал по сравнению с другими характерными размерами, например комптоновской длиной волны.

Гравитационный радиус Солнца (3 км), очень малый по сравнению с его геометрическим радиусом

(695 500 км), также указывает на небольшую относительную величину его гравитационной энергии по сравнению с собственной энергией Солнца. В последние годы (1962—1963 гг.) открыты так называемые сверхзвезды, которые сейчас интенсивно изучаются. Полагают, что их масса порядка 10^5 — 10^8 солнечных масс, т. е. порядка массы целой галактики (масса Солнца $2 \cdot 10^{33}$ г). Основным источником энергии сверхзвезд, дающим световое и радиоизлучение, как думают, служит гравитационная энергия. Когда гравитационный радиус тела (речь может идти, конечно, только о космических объектах) равен его геометрическому радиусу, тело приобретает интересные свойства; в частности, оно не испускает никакого излучения.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ.

ПИ-МЕЗОНЫ (ПИОНЫ)

Основной особенностью ядерных сил, — это стало ясным после очень тонких и остроумных исследований, потребовавших огромных усилий, — оказывается их чрезвычайно ограниченный радиус действия. Очень большие на коротких расстояниях, ядерные силы исчезают на расстоянии в несколько ферми. Принято считать их радиус действия равным 1,4 ферми. Вторым их существенным свойством оказалась практическая независимость от заряда частицы. Так, ядерные силы между двумя протонами такие же, как и между двумя нейтронами. Между протонами, кроме того, действуют и электростатические силы отталкивания, которых нет между нейтронами. Но речь идет не о них: имеются в виду специфические ядерные силы.

Ядерные силы — взаимодействие между нуклонами — изучают по рассеянию нуклонов на нуклонах. Направляя пучок протонов или нейтронов на водород (протоны) и тщательно исследуя отклонение летящих частиц от своего первоначального направления, изучают силы между протоном и протоном и между протоном и нейтроном. Силы между нейтроном и нейтроном непосредственно определить нельзя, поскольку нельзя сделать мишень из чистых нейтронов. Поэтому пользуются мишенями из дейтерия, ядро которого содержит протон и нейтрон. Силы между нейтронами определяют по разности между

взаимодействием нейтронов с протонами и нейтронов с дейтонами.

Советский ученый, академик И. Е. Тамм, лауреат Нобелевской премии, впервые пытался описать ядерные силы как силы обменные. Обменные силы — специфическое квантовомеханическое понятие, не имеющее аналогии в обычной жизни. Две частицы связываются друг с другом с помощью третьей, которой они непрерывно обмениваются. И. Е. Тамм показал, что нельзя объяснить ядерные силы известными в то время (1934) частицами — электронами и нейтрино. В следующем, 1935 г. молодой японский ученый Хидэки Юкава предположил, что ядерные обменные силы осуществляются новой, тогда еще неизвестной частицей — мезоном с массой около 200 э. м. Согласно теории Юкава, средний радиус действия ядерных сил [расстояние, при котором они уменьшаются в e (2,7) раз] равен \hbar/mc . Это есть комптоновская длина волны частицы, которой обмениваются два нуклона. Из эксперимента известен радиус действия ядерных сил: он равен приблизительно 1,4 ферми. Приравнивая $1,4 \cdot 10^{-13}$ к выражению \hbar/mc , можно найти массу, поскольку известны \hbar и c . Масса равна

$$\hbar/cR = \frac{10^{-27}}{3 \cdot 10^{10} \cdot 1,4 \cdot 10^{-13}} \simeq 2,5 \cdot 10^{-25}.$$

Разделив полученную цифру на массу электрона, равную $9,1 \cdot 10^{-28}$ г, находим массу гипотетической частицы Юкава в э. м. Она равна 275 э. м. Юкава вначале получил цифру 206 э. м., он брал несколько больший радиус действия ядерных сил.

Естественно, экспериментаторы начали усиленно искать мезон. В следующем году, как уже говорилось, Андерсон и Неддермайер (США) нашли в космических лучах частицу с массой 207 э. м. — мю-мезон. Но мю-мезон к ядерным силам не имеет никакого отношения. Странным оказался и тот факт, что мю-мезон нашли в нижних слоях атмосферы. Уже это обстоятельство указывало на его слабое взаимодействие с веществом: мю-мезон проходит из верхних слоев атмосферы в нижние и не поглощается ядрами азота и кислорода воздуха. В дальнейшем прямыми опытами было показано, что мю-мезоны практически не взаимодействуют с ядерным веществом и поэтому не могут иметь отношения к ядерным силам. Частица, связывающая ядра друг с другом, должна сама

очень легко «притягиваться» к ядрам и вступать с ними в связь. Истинные связывающие звенья между ядрами — пи-мезоны — были обнаружены после длительных и настойчивых поисков только в 1947 г. Их нашли тоже в космических лучах, но уже в верхних слоях атмосферы. Образуюсь на большой высоте при взаимодействии космических лучей с ядрами газов, из которых состоит воздух, пи-мезоны быстро распадаются или поглощаются ядрами, не доходя до нижних слоев. К земле приходят только продукты распада пи-мезонов — мю-мезоны.

Протон и нейтрон обмениваются друг с другом заряженным пи-мезоном. Протон и нейтрон взаимодействуют, обмениваясь также нейтральными пи-мезонами, но при этом они не превращаются друг в друга. Протон, отдавая нейтрону плюс пи-мезон, превращается в нейтрон. Потом процесс идет в обратном направлении. Протон и нейтрон непрерывно превращаются друг в друга. Можно представить себе взаимодействие и с помощью отрицательного пи-мезона. Нейтрон, испуская отрицательный пи-мезон, превращается в протон. Протон, принимая отрицательный пи-мезон, нейтрализующий заряд протона, превращается в нейтрон и т. д. Но два одинаковых нуклона — протон и протон или нейтрон и нейтрон — не могут обмениваться заряженным пи-мезоном. Если протон отдаст другому протону свой положительный заряд, то у второго протона окажется два положительных заряда и он перестанет быть нуклоном. Не может протон отдать и отрицательный заряд: в этом случае он сам останется с двумя положительными зарядами. Нейтрон, отдав другому нейтрону положительный заряд, приобретает отрицательный заряд. Но отрицательных нейтронов нет (отрицательный заряд имеет антипротон, но это античастица, для ее получения необходима очень большая энергия, ее нельзя получить присоединением пи-мезона к нуклону), и такой процесс невозможен. Не может нейтрон отдать и отрицательный заряд: другой нейтрон, получив отрицательный заряд, перестанет быть нуклоном. Протон с протоном и нейтрон с нейтроном обмениваются нейтральным пи-мезоном¹. В природе действительно существует нейтральный пи-мезон, сильно взаи-

¹ Если бы в ядре рождался Δ -барийон (см. стр. 195), то этот мезон мог бы быть и заряженным.

действующий с ядрами вещества. Если бы не существовало нейтрального пи-мезона, схему обмена пришлось бы очень сильно усложнить. Чтобы устранить только что описанные противоречия, возникающие при обмене протона с протоном или нейтрона с нейтроном заряженной частицей, пришлось бы предположить, что одинаковые нуклоны обмениваются сразу *двумя* частицами. Например, когда протон отдает другому протону положительно заряженную частицу, он одновременно получает от другого протона точно такой же мезон.

Мы до сих пор очень свободно передавали пи-мезон от одного нуклона к другому. Масса заряженного пи-мезона, определенная экспериментально, равна 273 э. м., а нейтрального—264 э. м.; получается, что на некоторое время один нуклон становится более легким, а другой, пока он не возвратит первому нуклону полученный им заимобразно пи-мезон более тяжелым, чем обыкновенный (невоздействующий) нуклон. Но нуклон имеет вполне определенную массу, уменьшиться она не может. Откуда же тогда берется энергия и масса пи-мезона, излучаемого нуклоном? Не противоречит ли это закону сохранения энергии?

СООТНОШЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ И ВИРТУАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ

В 1927 г. немецкий ученый В. Гейзенберг, один из создателей квантовой механики, сформулировал знаменитое соотношение неопределенностей, получившее, как и вообще квантовая механика, очень широкое распространение.

Соотношение неопределенностей имеет вид:

$$\Delta p \Delta x \geq \hbar, \quad (10)$$

где Δp — неопределенность в величине импульса частицы; Δx — неопределенность в ее координате. Нельзя одновременно точно знать координату и импульс частицы [см. соотношение (10)]. Чем точнее задается или определяется одна из этих величин, тем менее точно известна другая. Дело здесь вовсе не в возможностях аппаратуры или методики измерения — соотношение неопределенностей отражает сущность явлений микромира.

В микромире каждая частица, как мы уже знаем, обладает не только корпускулярными, но и волновыми свойствами. Она не только частица, но и пакет волн, или волна длиной

$$\lambda = \frac{\hbar}{p}.$$

В одних экспериментах выявляются корпускулярные свойства частиц, в других, например в опытах с дифракцией частиц, — волновые свойства. Если задан импульс частицы (его мы можем задать, разогнав частицу до определенной скорости в ускорителе), то, согласно уравнению (7), известна и длина волны де Бройля. Размер частицы, очевидно, не может быть меньше длины волны. Положение частицы нельзя отметить геометрической точкой, неопределенность в положении будет не меньше длины волны. Отсюда следует, что нельзя одновременно совершенно точно найти импульс частицы и ее координату. Сделать это можно лишь приблизительно, с некоторой неопределенностью.

Величину этой неопределенности находят строго математически, но ее можно вывести из соображений размерности. Произведение импульса на длину или неопределенности импульса на неопределенность длины имеет размерность действия. В микромире действие квантуется, величина кванта действия не может быть меньше \hbar , поскольку последней величине равно наименьшее из известных значений величины размерности действия, на которую может изменяться орбитальный момент частицы или ее спин, например спин электрона и других фермионов. Квант действия \hbar *неразменен*, его нельзя раздробить на более мелкие величины. Отсюда можно заключить, что величина размерности действия — произведение неопределенности импульса на неопределенность в координате — тоже не может дробиться, она должна быть равна \hbar или больше, но никак не меньше. Будь она меньше, в природе возник бы квант действия, меньший \hbar . Появились бы случаи, когда спин или орбитальный момент изменяется на величину, меньшую \hbar .

Как уже говорилось, размерность действия имеет и другая величина — произведение энергии на время. Поэтому соотношение неопределенностей пишут и в виде

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (11)$$

В отличие от неопределенности в координате Δx в выражении (10) здесь Δt не означает неопределенности во времени. Величина Δt — *продолжительность* жизни состояния, энергия которого измеряется. Чем больше эта продолжительность, тем точнее определяется энергия, тем меньше ее неопределенность ΔE . Следовательно, если бы мы захотели измерить энергию состояния, живущего промежутком времени, равный нулю, то получили бы неопределенность в энергии, равную бесконечности. О величине энергии частицы в этом случае ничего сказать нельзя. С другой стороны, когда жизнь состояния продолжается достаточно долго, например целую секунду, значение энергии определяется с огромной точностью, в данном случае до $1 \cdot 10^{-27}$ эрг. И наоборот, когда энергия какого-либо состояния оказывается неопределенной по величине, то можно утверждать, что продолжительность жизни этого состояния равна кванту действия, деленному на неопределенность энергии.

Пользуясь соотношением неопределенностей, вычисляют время жизни состояний частицы, если оно слишком мало для измерения другими способами. Собственная энергия частицы пропорциональна ее массе (mc^2), поэтому массу частицы часто определяют в мегавольтах, точнее, пользуются понятием не массы, а собственной энергии. Масса омега-ноль-частицы, выраженная в мегавольтах, равна 784 Мэв (1536 э. м.), неопределенность массы (энергии) составляет приблизительно 9 Мэв. Это не ошибка в измерении массы, просто каждый раз определения дают различные цифры, и средний разброс в энергиях равен 9 Мэв. Время жизни омега-частицы находят как отношение кванта действия \hbar к неопределенности в собственной энергии частицы, оно равно $\hbar/9$ Мэв, т. е. примерно $4,5 \cdot 10^{-22}$ сек.

Аналогичным образом по ширине линии гамма-излучения, испускаемого ядром, оценивают время жизни возбужденного состояния ядра. Ширина гамма-линий (их размытость) всегда оказывается очень малой, время жизни по сравнению с ядерным поэтому достаточно велико.

В обычной жизни, где имеют дело со сравнительно большим временем жизни состояний, неопределенности в энергии весьма малы. Но в микромире, в котором расстояния между частицами очень малы, а скорости вели-

ки (близки к скорости света), время-жизни различных процессов может быть очень малым, и нельзя забывать о соотношении неопределенностей.

Соотношение неопределенностей вида (10) — произведение неопределенности в импульсе на неопределенность в координате — существенно отличается от соотношения вида (11). Эта разница вытекает из различия математических свойств так называемых операторов, описывающих в одном случае импульс и координату, в другом — энергию и время. Отличие, как уже говорилось, состоит в том, что в первом случае пользуются *неопределенностью* в координате, во втором — *длительностью* состояния, от которой зависит неопределенность в энергии.

Из соотношения неопределенностей вытекает очень интересное следствие. Оказывается, в принципе в микромире нельзя говорить об одновременном вполне определенном значении кинетической и потенциальной энергии частицы. Пусть, например, частица находится внутри атомного ядра и движется там относительно каких-то ориентиров с некоторой скоростью. Кинетическая энергия ее равна квадрату импульса, деленному на удвоенную массу $p^2/2m$. Потенциальная энергия от скорости не зависит, она зависит от положения частицы по отношению к другим частицам, т. е. от ее координаты. Но импульс и координату одновременно точно нельзя знать, ибо неопределенности в их значениях связаны соотношением неопределенностей (10). Следовательно, не существует одновременно точного значения кинетической и потенциальной энергии частицы, первая из которых зависит от импульса, вторая — от координаты. Если очень точно известна кинетическая энергия, существует значительная неопределенность в потенциальной энергии. Между прочим, это обстоятельство очень существенно для понимания радиоактивного альфа-распада атомных ядер.

По поводу соотношения неопределенностей были различные споры. Идеалистически мыслящие ученые по поводу этого говорили о «пределах познаваемости» материи. Но дело вовсе не в этом. Соотношение неопределенностей, если к нему подойти с философской точки зрения, глубоко материалистично. Оно, по-видимому, отражает то философское положение, что материя существует в пространстве и времени. Рассматривая ее вне

пространства (длина равна нулю) и времени (время равно нулю), мы приходим к абсурдным результатам: импульс и энергия частицы оказываются равными бесконечности.

Применим теперь соотношение неопределенности к описанию внутриядерных процессов.

Масса нуклона, например протона, если за ней наблюдать достаточно долго, равна 1836 э. м. Соответствующая ей энергия равна произведению массы на квадрат скорости света. Но если промежуток времени мал, то энергию частицы, а значит, и ее массу, невозможно точно определить — точного значения массы просто не существует. Следовательно, на короткое время она может превысить указанное значение (1836 э. м.), и чем короче время, тем на более значительную величину. Воспользовавшись соотношением неопределенностей (11), можно найти промежуток времени, в течение которого неопределенность в энергии сравняется с энергией, необходимой для образования пи-мезона. Для определения такого времени необходимо \hbar разделить на массу пи-мезона, умноженную на квадрат скорости света. Проведя соответствующие вычисления, получаем время, равное приблизительно $4,7 \cdot 10^{-24}$ сек. В течение этого времени неопределенность в энергии нуклона равна собственной энергии пи-мезона, а неопределенность в массе нуклона — массе пи-мезона. За это время нуклон может отдать и получить обратно пи-мезон. При этом закон сохранения энергии не нарушается. На короткое время энергия как бы заимствуется из собственных ресурсов. Этот процесс называется виртуальным, т. е. действующим, вызывающим последствия, дающим эффект.

Итак, виртуальный пи-мезон появляется на свет на время порядка $4,7 \cdot 10^{-24}$ сек, это время существования. На какое расстояние он может уйти за такое время? На расстояние, не превышающее это время, умноженное на скорость света. Умножая $4,7 \cdot 10^{-24}$ сек на $3 \cdot 10^{10}$ см/сек, получаем $1,4 \cdot 10^{-13}$ см. Таков радиус действия ядерных сил, мы получили его из массы пи-мезона и соотношения неопределенностей. Здесь по существу применялись те же рассуждения, что и раньше, при описании идеи Юкава. Расстояние 1,4 ферми получено из массы пи-мезона. Ранее мы делали аналогичную операцию, задаваясь расстоянием, из которого была найдена

масса мезона. Цифры несколько отличаются друг от друга, поскольку предварительная оценка массы мезона давала меньшее значение (206 э. м.) по сравнению с фактической массой пи-мезона (273 и 264 э. м.).

Рассматривая обменные ядерные силы, полезно вспомнить об основных принципах квантовой механики. Принцип неопределенности позволяет нам не опасаться нарушения закона сохранения энергии при обмене двух нуклонов пионом. Но этот принцип показывает, что обмен не так прост, как указано выше. В самом деле, рассуждение о том, что один нуклон в какой-то момент рождает пи-мезон, потом пи-мезон пролетает расстояние между нуклонами, на что уходит около 10^{-24} сек, и после этого поглощается другим нуклоном (а затем процесс идет в обратном порядке), очень примитивно.

Когда говорят «сначала пи-мезон родился», то этим уже утверждают, что родился он за время, меньше 10^{-24} сек. Но неопределенность в энергии пи-мезона при этом будет значительно больше его собственной энергии (m_0c^2). Разделение процесса «обмена» на этапы по времени и рассмотрение перемещения пи-мезона от одного нуклона к другому поэтому теряет смысл. Если же вспомнить принцип суперпозиции состояний, то сразу станет очевидной неправильность представления о очередном переходе нуклона из состояния протона в состояние нейтрона и обратно. Если протон и нейтрон связаны друг с другом, то всегда есть вероятность того, что протон одновременно является нейтроном, а нейтрон — протоном.

Но, поскольку между частицами все же существует обмен свойствами, этот обмен лучше представлять в виде неких материальных токов, происходящих в ядерном веществе. Токи эти короткодействующие, это какие-то вихри, по масштабу сравнимые с размером нуклона. Если же говорить совсем строго, то и это неверно — любое наглядное представление при описании обменных ядерных сил, как и других процессов внутри ядерной материи, будет весьма далеким от действительности: в мире крупных тел, который мы ощущаем пятью чувствами, нет ничего напоминающего явления микромира. Изучая микромир, составляя математические модели процессов, происходящих в микромире, ученые находят те макроскопические эффекты, те последствия, к кото-

рым приводят процессы в микромире. Эти результаты проверяются на опыте. Процесс познания микромира включает как необходимую ступень логическое обобщение (абстрагирование) и математическую формулировку. Он приблизительно состоит из следующих стадий: наблюдение явлений, не поддающихся описанию с помощью классической теории; квантовомеханическая формулировка задачи, решение квантовомеханической задачи, выводы из решения о макроскопических последствиях микропроцессов, а также наблюдение ожидаемых результатов на опыте и сравнение их с теоретическими предсказаниями.

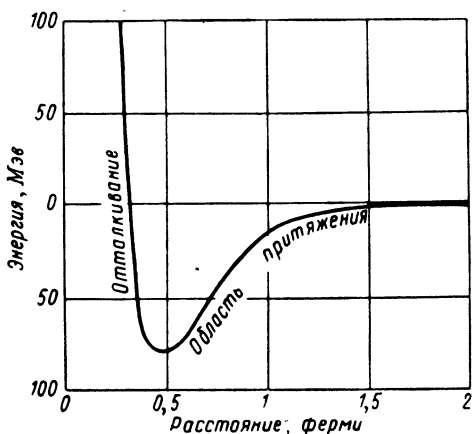
ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ (ПРОДОЛЖЕНИЕ)¹

Соображения об обменном характере ядерных сил дают только приблизительное представление о силах между нуклонами, имеющих место в действительности. Эксперименты указывают на более сложный характер сил. Как думают физики, обменные силы действуют на сравнительно больших расстояниях между ядрами, т. е. на радиусах 1—1,5 *ферми*. Если рассматривать весь диапазон расстояний между нуклонами, точнее, между центрами нуклонов, то в нем действуют по крайней мере два или три типа сил, отличающихся не только по величине, но и по характеру действия.

Физики обычно не пользуются определением «сила», взаимодействие между частицами они оценивают по энергии. Если одна частица притягивается другой, то для разведения частиц необходимо затратить энергию, равную произведению величины силы на расстояние, на которое разводятся частицы. Но сила быстро уменьшается с увеличением расстояния. Поэтому нельзя просто силу умножить на путь; на различных участках пути сила будет различной. Поэтому расстояние между частицами разбивают на участки, на каждом из которых силу можно считать постоянной. От участка к участку, естественно, сила изменяется. На каждом из участков величину силы умножают на величину участка и все произведения суммируют. Такая операция называется интегрированием. В действительности удобнее частицы не

¹ Начало см. на стр. 53.

разводить, а сводить, тогда, если принять энергию разведенных частиц за нуль, при их сведении, когда частицы притягиваются, потенциальная энергия уменьшается, как уменьшается она при падении тела на землю. Но начальную потенциальную энергию мы приняли за нуль, следовательно, по мере притяжения (сближения) частиц друг к другу потенциальная энергия становится отрицательной. Чем быстрее она уменьшается с уменьшением



Изменение потенциальной энергии при сближении двух протонов с антипараллельными спинами

расстояния, тем больше сила притяжения между частицами. Если при дальнейшем сближении потенциальная энергия начинает увеличиваться, то между частицами возникают силы отталкивания.

Высчитав среднее расстояние между частицами в атомном ядре и зная, как изменяется потенциальная энергия с расстоянием, можно найти энергию, которая выделяется при сближении нуклонов на данное расстояние. Эта энергия равна энергии связи частицы в ядре. Для удаления частицы из ядра необходимо затратить энергию связи; при попадании частицы в ядро энергия связи сначала переходит в кинетическую энергию частицы, в энергию возбуждения ядра, а потом, через некоторое время, излучается из ядра в виде гамма-квантов — фотонов. Фотоны, унося из ядра энергию, уносят и массу, равную энергии, деленной на квадрат скорости света.

Масса ядра, таким образом, оказывается меньшей суммы масс нуклонов, из которых оно состоит. Эта разность масс называется дефектом массы. Чем ближе ядра друг к другу, чем они теснее «упакованы», тем больше дефект массы. Дефект массы характеризует «упакованность» нуклонов в ядрах, поэтому его иногда называют упаковочной или упаковочным коэффициентом ¹.

Однако возвратимся к ядерным силам. Как уже говорилось, они очень велики и действуют на коротких расстояниях. Известный исследователь ядерных сил Р. Е. Маршак говорит, что ядерные силы на расстоянии 1 ферми в 35 раз больше электростатических и в 10^{38} раз — гравитационных. Экспериментальные исследования сил или, что то же самое, потенциальных энергий показали такую большую сложность сил и их зависимость от нескольких факторов, что невозможно описать силы одним каким-либо механизмом. Нельзя строго сказать, справедлива ли гипотеза Юкавы, несмотря на ее очень большую привлекательность и плодотворность (например, открытие двух типов мезонов).

Нуклоны имеют, как уже говорилось, собственный момент количества движения — спин, одинаковый для протона и нейтрона и равный для каждой из частиц $\frac{1}{2}\hbar$. При сближении двух нуклонов, например нейтрона и протона, спины могут, согласно квантовой механике, ориентироваться параллельно или антипараллельно. Если они ориентированы параллельно, то общий спин системы из двух частиц равен единице. Так они ориентированы в ядре дейтерия — дейтоне. При антипараллельной ориентации суммарный спин двух частиц равен нулю. Тогда пара частиц в целом не имеет характерного направления, все направления в пространстве для нее одинаковы. В этом случае между двумя частицами действуют лишь так называемые центральные силы. Центральные силы направлены по прямой линии между взаимодействующими частицами и не зависят от ориентации их в пространстве. Такой характер, например,

¹ Строго говоря, дефектом массы называют разность между массой ядра и массовым числом A . Упаковочный коэффициент — отношение дефекта массы к массовому числу. По этому определению даже нейтрон — элементарная частица — имеет дефект массы, равный $8,98 \cdot 10^{-3}$ а. е. м. (а. е. м. — атомная единица массы). Она равна $\frac{1}{16}$ массы атома кислорода O^{16} . Приведенное в тексте определение менее строго, но имеет физический смысл.

имеют электростатические и гравитационные силы. Центральные ядерные силы тоже не зависят от ориентации в пространстве взаимодействующих нуклонов. Но по закону убывания с расстоянием и по своей величине центральные ядерные силы, конечно, отличаются от электростатических и гравитационных.

Существование дейтона со спином, равным единице, и отсутствие дейтона со спином ноль (нет дейтона, у которого спины нейтрона и протона направлены в противоположные стороны) указывают на то, что протон и нейтрон при параллельных спинах связаны друг с другом значительно крепче, чем при антипараллельных. Это свидетельствует о существовании так называемых спиновых сил. Спиновые силы обнаруживаются вообще между любыми нуклонами.

Если два нуклона, например два протона, имеют орбитальный момент (для этого необходимо, чтобы один протон достаточно быстро пролетал мимо другого), то величина и направление спиновых сил зависят от взаимной ориентации суммарного спина по отношению к орбитальному моменту. Остановимся на этом подробнее.

Вообразим, что в момент сближения двух протонов, когда для изучения ядерных сил протоны мишени обстреливаются протонами, ускоренными в циклотроне, их спины направлены параллельно и суммарный спин равен единице (он имеет определенное направление в пространстве). Для того чтобы это направление приобрело какой-либо смысл, нужен ориентир—направление, относительно которого можно ориентировать суммарный спин пары. Этим направлением служит орбитальный момент количества движения. Если один протон приближается к другому и попадает в поле действия ядерных сил, то его путь искривляется, протон заворачивается вокруг другого. Поскольку массы обеих частиц сравнимы, то фактически и второй протон сдвигается и они оба начинают поворачиваться вокруг общего центра тяжести. Правда, они не делают полного оборота, так как налетающий протон, отклонившись от своего пути, летит дальше. Но все же в момент поворота вокруг общего центра тяжести возникает момент количества движения, равный произведению массы протона на его скорость и на расстояние от протона до центра,

вокруг которого он поворачивается. Орбитальный момент (а это именно он) направлен в ту сторону, куда движется правый винт, если его вращать по направлению движения поворачивающегося протона. Направление можно определить и другим способом. Если поставить под углом большой, указательный и средний пальцы *правой* руки и средний направить от летящего протона к центру, вокруг которого он поворачивается, а указательный — вдоль направления движения частицы, то большой палец укажет на направление орбитального момента количества движения.

После ознакомления со строением атома водорода нам легко представить, что орбитальный момент количества движения двух ядерных частиц также квантуется, как квантуется орбитальный электронный момент в атоме водорода. Он может принимать значения, равные (в единицах \hbar) 0, 1, 2, 3 и т. д. Соответствующие состояния называют, как и в атоме, состояниями S ($L=0$), P ($L=1$), D ($L=2$) и т. д. Здесь уже пользуются заглавными буквами, возможно, потому, что ядро — частица более солидная, чем атомная оболочка.

Экспериментально обнаружено, что спиновая составляющая ядерных сил зависит от ориентации спинового момента по отношению к орбитальному. Но спиновый момент, когда спины параллельны, равен единице, его составляющая на какое-либо направление (в данном случае на направление орбитального момента) может иметь только три значения — параллельное, перпендикулярное и антипараллельное; каждое из них отличается от предыдущего на единицу. Если спиновый момент параллелен орбитальному, то два протона с параллельными спинами слабо притягиваются друг к другу; при перпендикулярной ориентации они отталкиваются, а при антипараллельной — сильно притягиваются друг к другу.

Нуклоны в дейтоне не имеют орбитального момента. Но у дейтона есть так называемый квадрупольный электрический момент. Спиновые силы в дейтоне зависят от ориентации спина по отношению к направлению этого момента.

Надо сказать, что при параллельном направлении спинов двух сталкивающихся протонов (или нейтронов) орбитальный момент может принимать лишь нечетные значения: 1, 3 и т. д. При антипараллельном — только

четные: 0, 2, 4 и т. д. В этом заключается своеобразное проявление «индивидуализма» фермионов (частиц со спинами $1/2$), выражаемое принципом Паули для нуклонов, пролетающих друг около друга.

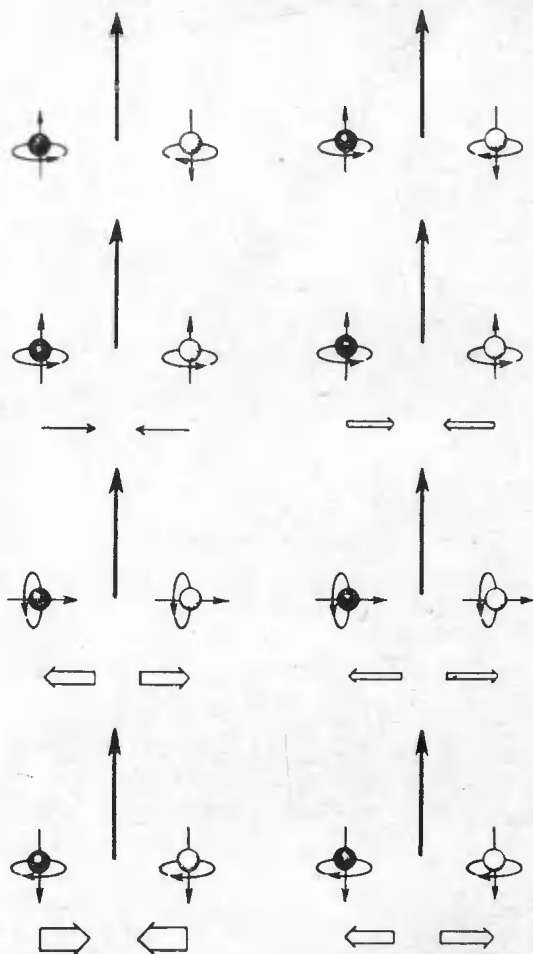
Кроме сил, возникающих благодаря взаимодействию спинов, существует еще один вид сил, величина и направление которых зависят от ориентации пары частиц с параллельными спинами — это спин-орбитальные силы. Спин-орбитальные силы отсутствуют, когда спины двух частиц антипараллельны и их сумма равна нулю. Это тривиальный факт: нет спина, нет и спин-орбитальных сил.

При параллельной ориентации спина по отношению к орбитальному моменту существуют относительно небольшие силы притяжения того же направления, что и спиновые; при перпендикулярном расположении — сравнительно слабые силы отталкивания (здесь направление их тоже совпадает с направлением спиновых сил); при антипараллельном расположении спинового и орбитального моментов появляются силы отталкивания между частицами (спиновые силы при такой ориентации моментов имеют противоположный знак).

Спин-орбитальные силы отличаются от спиновых тем, что они зависят (несколько иначе, чем спиновые) не только от взаимного расположения спина и орбитального момента, но и от величины орбитального момента. Они сильнее проявляются при больших энергиях, при более высоких значениях орбитального момента двух взаимодействующих нуклонов.

Спиновые и спин-орбитальные силы действуют на несколько более далеких расстояниях, чем центральные. И центральные силы между двумя протонами, во всяком случае на расстояниях от 0,5 до 1 ферми, изменяются с расстоянием по-разному в зависимости от того, параллельны или антипараллельны спины у частиц.

Мы несколько углубились в описание сил с целью показать, насколько сложен вопрос в действительности и как пока далеки физики от полного понимания ядерных сил. В то же время из краткого описания видно, как далеко, вернее, как глубоко ушла физика в познании ядерных сил. Силы измеряются на расстояниях, меньших 10^{-13} см, при этом исследуются такие тонкости, как влияние взаимной ориентации ядерных спинов по



Спиновые (слева) и спин-орбитальные (справа) силы между нуклонами существуют лишь при параллельном расположении спинов взаимодействующих нуклонов, т. е. когда суммарный спин нуклонов не равен нулю. На рисунках толщина горизонтальных стрелок пропорциональна величине силы. Стрелки, проходящие через частицы, указывают на направление спинов, большие вертикальные стрелки — на направление орбитальных моментов.

отношению друг к другу, так и относительно орбитального момента. В связи с этим полезно сказать несколько слов о методике исследования ядерных сил или, точнее, потенциальных энергий ядерных частиц, в процессе их взаимодействия.

Для исследования взаимодействия между двумя нуклонами протоны ускоряют до энергии, превышающей 100—200 *Мэв*. Потенциальная энергия взаимодействия на расстояниях 0,5—0,7 *ферми* достигает величины порядка 100—200 *Мэв*¹. Чтобы частица не «застряла» в ядре и после соударения с другой частицей, рассеявшись на мишени, полетела дальше, необходим запас энергии. Но дело не только в этом. Величина необходимой кинетической энергии налетающей частицы определяется еще следующим. Мы хотим получить при соударении орбитальные моменты разной величины. Это необходимо для измерения спин-орбитальных сил, но орбитальный момент не может принимать произвольного значения. Во-первых, он квантуется и его величина равна $L\hbar$. Орбитальный момент равен произведению массы летящей частицы на ее скорость и на расстояние, на которое сближаются частицы, вернее, на половину этого расстояния, поскольку частицы вращаются вокруг общего центра тяжести, расположенного на полпути между частицами $L\hbar \approx mvd$. Но величина массы задана, расстояние d тоже ограничено, оно не может быть больше радиуса действия ядерных сил, поскольку на большем расстоянии нет сил, нет взаимодействия, частицы рассеиваться не будут. Следовательно, единственный способ получить увеличенное значение орбитального квантового числа L — увеличить скорость частицы, т. е. увеличить ее энергию. Найдем, например, минимальную скорость (и минимальную кинетическую энергию) налетающей частицы, необходимую для получения состояния D (орбитальное число $L=2$). Скорость частицы без учета релятивистских (вытекающих из теории относительности Эйнштейна) эффектов равна $v = 2\hbar/md$, а кинетическая энергия $E = \frac{mv^2}{2} = 2\hbar^2/md^2$. Подставляя значения \hbar и m , учитывая, что радиус действия ядерных сил

¹ Первые существенные сведения о ядерных силах (радиус их действия и другие) были получены при энергиях до 20 *Мэв*.

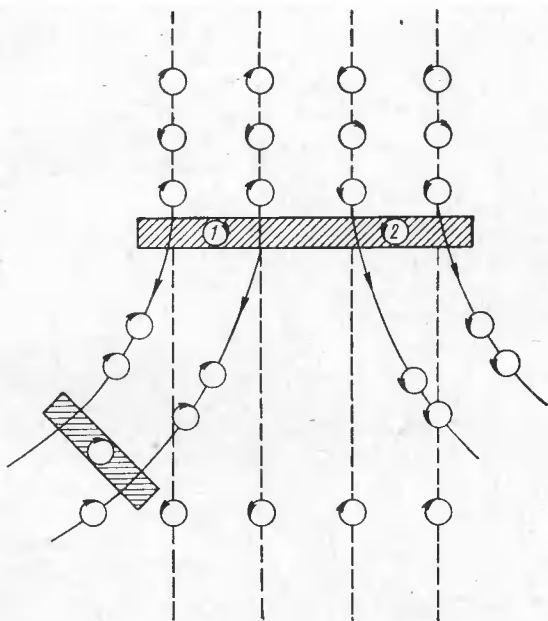
$1,4 \cdot 10^{-13}$ см, и переводя полученную цифру в мегаэлектронвольты (делением на $1,6 \cdot 10^{-6}$), находим, что $E = 45$ Мэв. Для орбитального квантового числа, вдвое большего, энергия должна быть вчетверо выше — около 180 Мэв. В действительности и та, и другая цифра значительно выше, наш примитивный расчет сильно занижает энергию. Но энергию нельзя повышать беспредельно. При энергии около 300 Мэв соударение нуклонов вызывает рождение пи-мезонов, и вся картина рассеяния, и без того очень сложная, запутывается окончательно. Энергии выше 300 Мэв относятся уже не к ядерной физике, а к физике элементарных частиц.

Каковы, между прочим, предельно большие энергии, необходимые для физики элементарных частиц, пока еще неясно. Во всяком случае строящиеся ускорители на энергии протонов 50—70 Гэв далеки от тех, о которых мечтают физики. В природе встречаются частицы с энергией до 10^{19} эв, 10^{13} Мэв, или 10^{10} Гэв. Эта энергия в двести миллионов раз больше энергии частиц, которые будут получены на ускорителе, рассчитанном на 50 Гэв. Понадобятся новые технические идеи, огромные энергетические мощности и, конечно, время для воспроизведения в лабораторных условиях явлений, уже существующих в природе. В будущем, вероятно, будут строиться ускорители со встречными пучками. При этом удастся получать очень большие относительные энергии. Но для осуществления таких ускорителей необходимо иметь очень большие плотности потоков частиц. В разреженных потоках частицы будут сталкиваться очень редко.

При энергиях протонов порядка 100—200 Мэв пучок частиц, налетающих на мишень, после рассеяния на ней содержит частицы, побывавшие не только в состоянии с максимальным орбитальным квантовым числом, но и с меньшими числами. В рассеянном пучке состояния S , P , D накладываются друг на друга вплоть до максимального, возможного по орбитальному моменту. Специалисты утверждают, что расшифровка данных экспериментов необычайно трудна, она предъявляет исключительно высокие требования к теоретической подготовке ученых.

Исследованию взаимодействий между нуклонами хорошо содействовало открытие поляризации пучка про-

тонов при прохождении его через мишень, состоящую из протонов. Оно было сделано в 1953 г. в Рочестерском университете Р. Оксли. Нарисуем два протона мишени — протон 1, вращающийся по часовой стрелке, его



Поляризация нуклонов при их рассеянии. Нуклоны, спины которых антипараллельны спинам мишени, ввиду отсутствия спин-орбитальных сил летят преимущественно прямо. Нуклоны с параллельными спинами отклоняются влево и вправо. Каждый из отклоненных пучков поляризован, он состоит из нуклонов с ориентированными в одну сторону спинами. Спины нуклонов, отклонившихся влево, направлены от нас, справа — к нам. После второй мишени пучок становится еще «чище», относительная доля отклонившихся влево нуклонов в нем больше, чем после первой мишени.

спин направлен от нас, и протон 2, вращающийся против часовой стрелки, спин его смотрит на нас. Летящие протоны могут ориентироваться спинами по отношению к протонам мишени параллельно или антипараллельно, других возможностей нет. Протоны, антипараллельные по спину, не испытывают ни спиновых, ни спин-орби-

тальных сил, поэтому мы их не рисуем. Над протоном 1 нарисованы два летящих протона со спинами, направленными туда же, куда направлен спин протона 1, над протоном 2 — два летящих протона вращаются в ту же сторону, что и протон 2. Орбитальный момент пары — протон 1 и частицы, пролетающей справа от него, — направлен от нас, т. е. в ту же сторону, куда направлен суммарный спин двух протонов. Поэтому летящий протон притягивается к протону 1. Протон, пролетающий слева от протона 1, создает орбитальный момент, направленный к нам, т. е. в сторону, противоположную направлению спина. Спин-орбитальная сила отталкивает его от протона 1, и левый протон, как и правый, поворачивает влево. Все протоны, спины которых направлены от нас, заворачиваются влево протонами мишени, вращающимися по часовой стрелке. Рассматривая аналогичным образом протон 2, вращающийся против часовой стрелки, мы убеждаемся, что летящие протоны со спинами, параллельными спину протона 2, отклонятся вправо. Антипараллельные протоны пролетают мимо протонов мишени прямо или, точнее, притягиваются с двух сторон к протону 2 (как и 1). Определить степень поляризации можно, поставив на пути поляризованного пучка, например отклонившегося влево, другую мишень. Пучок, отклонившийся влево после второй мишени, содержит больше поляризованных и отклоненных влево протонов, чем первый, в нем больше частиц со спинами, направленными по часовой стрелке. Поставив третью мишень, можно добиться еще большей чистоты. Подсчитывая число отклонившихся частиц и в ту, и в другую сторону после каждой из мишеней и измеряя углы отклонения для пучков с разными энергиями летящих протонов, получают очень ценные данные для определения ядерных сил, особенно спиновых и спин-орбитальных. Об опытах легко писать, но на проведение их требуются большие силы, средства, занимают они годы.

В заключение суммируем сведения о ядерных силах. Наиболее интересным их свойством, помимо большой величины и короткого радиуса действия, является зарядовая независимость. Ядерные силы между двумя протонами в точности такие же, как и между двумя нейтронами. Силы между нейтроном и протоном прак-

тически не отличаются от сил между протоном и протоном и нейтроном и нейтроном. Однако здесь может быть некоторое отличие. Дело в том, что орбитальный момент при столкновении двух одинаковых нуклонов может, согласно принципу Паули, принимать четные значения (0, 2, 4...), если спины нуклонов антипараллельны, и нечетные (1, 3, 5...), если они параллельны. Поэтому для антипараллельных спинов возможно S -состояние ($L=0$) по орбитальному моменту. Это состояние не имеет преимущественного направления (и орбитальный, и суммарный спиновые моменты равны нулю); падающие частицы при прохождении мимо покоящихся рассеиваются во все стороны одинаково. При рассеянии наблюдается сферическая симметрия. Для случая параллельных спинов наименее состояние — P -состояние с орбитальным моментом и спином, равным единице.

Все эти соображения неприменимы при изучении взаимодействия протона с нейтроном (или нейтрона с протоном). Дело в том, что протон и нейтрон — различные частицы, и принцип Паули к паре таких частиц неприменим. Поэтому все состояния, характеризующиеся полным спектром орбитальных моментов ($L=0, 1, 2, 3, 4..$), возможны как для параллельного, так и для антипараллельного расположения спинов двух сталкивающихся частиц. Это обстоятельство сказывается на силах взаимодействия между протоном и нейтроном и вызывает некоторое различие между ними и силами между парой одинаковых нуклонов.

Один из последующих очерков посвящен так называемому изотопическому спину. Изотопический спин пары одинаковых нуклонов (pp , nn) может быть равен только единице. Изотопический спин пары протон—нейтрон может принимать два значения: ноль и единицу. Выяснено, что ядерные силы между протоном и нейтроном в точности равны силам между одинаковыми нуклонами, если изотопический спин пары протон—нейтрон равен единице. Когда изотопический спин равен нулю, ядерные силы между парой разных нуклонов отличаются от сил взаимодействия одинаковых нуклонов. Существует так называемая изотопическая инвариантность ядерных сил, о которой несколько подробнее будет сказано ниже.

Следующей особенностью ядерных сил можно назвать существование составляющих (кроме центральной

составляющей), зависящих как от взаимного расположения спинов сталкивающихся частиц относительно друг друга, так и от расположения суммарного спина по отношению к орбитальному моменту количества движения. Когда спины двух одинаковых частиц параллельны и суммарный спин перпендикулярен относительно орбитального момента, появляется составляющая сила, вызывающая отталкивание нуклонов друг от друга. При таком расположении моментов и сближении на 1—1,5 ферми силы отталкивания могут превысить силы притяжения. Составляющая силы отталкивания, не превышающая, однако, силу притяжения, появляется и тогда, когда суммарный спин двух частиц направлен антипараллельно орбитальному моменту.

Если пренебречь случаями, кстати говоря, не очень частыми (потому что существует много возможных комбинаций относительного расположения спинов друг к другу и суммарного спина по отношению к орбитальному моменту), когда существуют довольно большие силы отталкивания на больших расстояниях и вообще силы, зависящие от ориентации частиц, то в первом грубом приближении, особенно на относительно больших расстояниях (0,7—1,5 ферми), к описанию сил, вероятно, применима теория обменных сил, развитая Хидэки Юкава.

На малых расстояниях между центрами нуклонов (0,4—0,6 ферми) действуют очень большие силы отталкивания. Центральная часть нуклона почти несжимаема. Природа сил отталкивания совершенно неясна.

В целом, несмотря на огромный прогресс в экспериментальном исследовании ядерных сил, физики еще очень далеки от понимания их происхождения. Проблема ядерных сил, на решение которой затрачено во всем мире так много сил, техники и денег, до сих пор еще не решена до конца.

ВИРТУАЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ И СТРОЕНИЕ НУКЛОНА

Неожиданно большие магнитные моменты протона и нейтрона (+2,79 ядерного магнетона вместо одного для протона и —1,913 вместо нуля для нейтрона) указывают на неодинаковое распределение в них заряда и массы. Заряд нуклонов в большей степени рассредоточен, чем

его масса, — масса собрана в центре. Существование магнитного момента у нейтрона говорит о том, что нейтрон только в среднем нейтрален и в действительности имеет сложную структуру заряда. Исследования, особенно много их сделано в Советском Союзе и США, подтверждают первоначальное представление. Нуклон имеет тяжелую сердцевину, или корн, радиусом около 0,2 ферми и относительно рыхлую оболочку¹. Наиболее тонкие измерения распределения заряда по объемам протона и нейтрона сделаны в Станфордском университете под руководством профессора Р. Хофстадтера, получившего за эти работы в 1961 г. Нобелевскую премию по физике.

Р. Хофстадтер обстреливал протоны и нейтроны (последние в составе дейтона) пучком электронов очень большой энергии. Электронный ускоритель в Станфордском университете способен ускорить электроны до энергий в 2 Гэв. Благодаря большой энергии электронного пучка Р. Хофстадтеру удалось проникнуть далеко в глубь нуклона.

Длину волны де Бройля, соответствующую энергии в 2 Гэв, можно вычислить по формуле (3), подставив в нее вместо импульса величину энергии электрона, деленную на скорость света

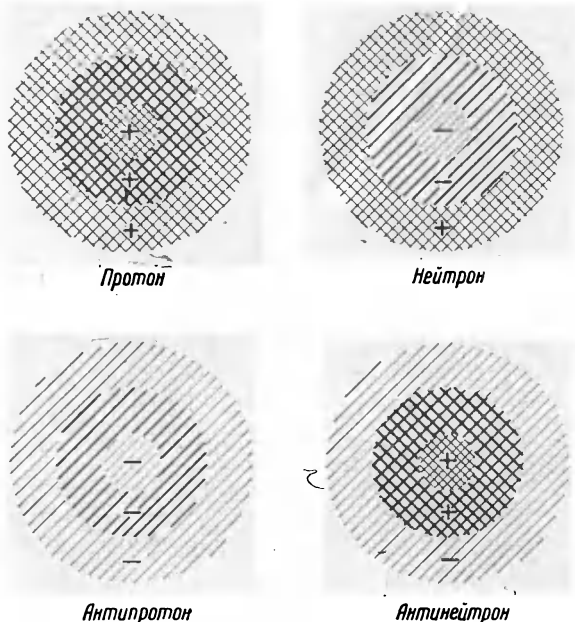
$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} = \frac{10^{-27} \cdot 3 \cdot 10^{10}}{2 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-22}} \approx 10^{-14} \text{ см} = 0,1 \text{ ферми.}$$

Длина волны оказывается порядка 0,1 ферми. Примерно такова точность по радиусу, с которой можно зондировать внутренность нуклона с помощью электронов такой энергии.

Согласно полученным данным, корн протона несет около 10—12% положительного заряда. Корн нейтрона несет такой же по величине заряд, но противоположного знака — отрицательный. Относительно заряда корна нейтрона не существует единого мнения. Некоторые считают, что он, как и у протона, заряжен положительно. Мы приводим данные Р. Хофстадтера, полагая его эксперименты наиболее чистыми и свободными от предвзятых точек зрения. Однако полной уверенности в том, что они окончательные, нет. До тех пор пока не суще-

¹ Новейшие данные о строении нуклона приведены в конце очерка.

стает надежной теории строения нуклона, останутся некоторые сомнения в правильности данных о распределении заряда и массы по объему нуклона.



Протон. В целом заряжен положительно; центр радиусом около 0,2 ферми содержит 10% заряда; остальной заряд несут две части мезонного облака; внутренняя часть средним радиусом примерно 0,8 ферми заряжена примерно вдвое больше наружной, радиус которой около 1,4 ферми.

Нейтрон. В целом электрически нейтрален, сердцевина слабо заряжена отрицательно, внутреннее мезонное облако несет отрицательный заряд, наружная часть слабо заряжена положительно.

Антипротон. В целом заряжен отрицательно; построен аналогично протону, но с той разницей, что все части мезонного облака у него имеют отрицательный заряд.

Антинейтрон. В целом нейтрален; заряды распределены так же, как у нейтрона, но имеют противоположные знаки; там, где у нейтрона плюс, у антинейтрона минус и наоборот.

Основная часть заряда протона, около 60%, сосредоточена в области по обе стороны от сферы радиусом

приблизительно 0,8 ферми. Наружные слои протона несут около 28% заряда.

У нейтрона в средней — основной по заряду — области сосредоточен отрицательный заряд, наружные слои нейтрона заряжены слабоположительно. В среднем в нейтроне, как и следует из его названия, положительные заряды уравновешивают отрицательные. Но распределение заряда по объемам нейтрона таково, что результирующий его магнитный момент выглядит, как будто он создается отрицательным зарядом.

Физики называют относительно рыхлую оболочку, окружающую корн, мезонной оболочкой, мезонным облаком или мезонной «шубой».

Мы уже упоминали, говоря об обменных силах, связывающих нуклоны в ядрах, о пи-мезонах, рождающихся на короткое (порядка 10^{-23} сек) время за счет собственной энергии нуклона. Нуклон может брать у себя взаймы на короткое время энергию, которой он не обладает в течение длительного времени. Такой процесс разрешает принцип неопределенности. Чем больше одалживаемая энергия, тем на более короткий срок можно ее получить. Образованные за счет собственной энергии виртуальные пи-мезоны, если нуклоны соприкасаются (когда нуклон находится в пределах досягаемости соседнего нуклона, т. е. за время, имеющееся в распоряжении у виртуального пи-мезона, он успевает пролететь до соседнего нуклона), связывают их друг с другом. Ну, а если соседнего нуклона нет? Что происходит в этом случае? Тогда рождающиеся виртуальные мезоны поглощаются тем же нуклоном, который их рождает. Этот процесс происходит непрерывно: нуклон окружен облаком пи-мезонов, которые все время рождаются и поглощаются. Точнее, пи-мезонное облако и корн вместе составляют нуклон. В протоне пи-мезонное облако заряжено положительно. Но кроме положительных пи-мезонов в протоне, надо полагать, существует облако нейтральных пи-мезонов. При соприкосновении двух протонов они обмениваются нейтральным пи-мезоном. Мезонная шуба нейтрона содержит как положительные, так и отрицательные пи-мезоны. В ней есть и нейтральные пи-мезоны. Однако это еще не все! Положительные и отрицательные пи-мезоны, создающие мезонную шубу нуклона, несут электрический заряд и одновременно

обеспечивают ядерные силы, следовательно, в «чистом» пи-мезонном облаке электрический и ядерный размеры нуклона должны совпадать. Но опыты обнаружили, что электрический и ядерный размеры несколько отличны. Теоретики разрешили это противоречие, предположив, что кроме пионного облака оболочка содержит еще два типа неизвестных нейтральных мезонов, более тяжелых, чем пи-мезоны. Как уже говорили, один из них — омега-мезон с массой 1540 э. м. и временем жизни 10^{-23} сек — был обнаружен в 1961 г. после тщательного изучения 30 тыс. фотографий, сделанных на пузырьковой камере. На 90 фотографиях были найдены треки (следы) продуктов аннигиляции двух нуклонов, которые можно описать, предположив существование омега-мезона, распадающегося на три пи-мезона: три нейтральных, или нейтральный, положительный и отрицательный. Трудность обнаружения омега-мезона увеличивается оттого, что он нейтрален, живет очень недолго и не оставляет следа в пузырьковой камере, о его существовании можно судить лишь по трекам дочерних частиц. Во второй половине 1961 г. аналогичным способом, по обсчету треков дочерних пи-мезонов, обнаружен и второй мезон — ро-мезон, который может существовать в трех видах — как нейтральный, положительно заряженный и отрицательный. Масса заряженного ро-мезона примерно на 40 э. м. больше массы нейтрального. В первом случае она равна 1500 э. м., во втором — 1460. Время жизни до распада на два пиона примерно втрое больше времени жизни омега-ноль-мезона, но и при этом оно остается порядка ядерного времени (10^{-23} сек). Примерно такое же время живет еще одна новая короткоживущая частица — эта-ноль-мезон с массой 1070 э. м. Следует иметь в виду, что до сих пор еще не установлено окончательно, можно ли короткоживущие омега-, ро- и эта-мезоны называть мезонами, или элементарными частицами. Может быть, это какие-то образования, ассоциации из пи-мезонов. Последнее время их часто называют резонансами, или резонансными частицами. Напомним, что в строение нуклона из резонансных частиц входят лишь омега-ноль и ро-ноль.

Мы говорили о нескольких частицах, составляющих довольно рыхлую мезонную оболочку нуклона, не обращая внимания на массу. Если ее подсчитать арифмети-

чески, то окажется, что она очень велика. Но, поскольку речь идет о виртуальных процессах, это нас не должно беспокоить. Большие массы появляются на короткое время, и в среднем масса мезонного облака невелика, это небольшая часть массы нуклона. В нуклоне омега-и ро-ноль-мезоны тоже существуют как виртуальные частицы. Остальная масса приходится на корн.

Можно ли зарегистрировать виртуальные процессы прямо, например фотографируя каким-либо способом виртуальный мезон? Виртуальный мезон появляется на время, допускаемое соотношением неопределенностей: $\Delta E \Delta t \geq \hbar$. Чем короче промежуток времени, тем больше неопределенность в энергии. Если мы захотели бы сфотографировать каким-то фантастическим аппаратом виртуальный мезон, то нам пришлось бы взять выдержку, меньшую времени жизни мезона. Но при этом неопределенность в энергии увеличилась бы во столько раз, во сколько выдержка «фотоаппарата» меньше времени жизни мезона. Следовательно, неопределенность в определении энергии была бы в несколько раз выше собственной энергии мезона; ничего определенного о ней сказать мы не могли бы. Однако, зная массу пи-мезона, его заряд и время виртуальной жизни, подсчитывают его влияние на свойства нуклона и находят хорошее совпадение. Этот расчет не совсем понятен, если проводить аналогии с макроскопическими процессами, но так-ков уже микромир, необычно в нем не только это.

Достаточно много сказав о мезонной шубе нуклона, обратимся к его корну. На первый взгляд корн выглядит сплошным, абсолютно жестким, несжимаемым шариком. Корны двух нуклонов отталкиваются друг от друга с необычайно большой силой, даже если ее сравнивать с ядерными силами на расстоянии 1—1,5 ферми. Предполагают, что корн — это область, в которой существуют виртуальные нуклонно-антинуклонные пары. Такое предположение возникло прежде всего потому, что радиус действия ядерной силы, если она имеет обменный характер, как это мы видели раньше, равен приблизительно ее комптоновской длине волны, т. е. обратно пропорционален mc . Так как масса нуклона в 6,74 раза больше массы пи-мезона, то комптоновская длина волны нуклона во столько же раз меньше длины волны пи-мезона, она совпадает с радиусом корна нуклона —

0,2 ферми. Но кроме этого совпадения существуют и другие доводы в пользу такого предположения. Вообразим пи-мезон, пусть для простоты это будет нейтральный пи-мезон (хотя им мог бы быть и заряженный), налетающий на другой пи-мезон с энергией, достаточной для рождения нуклонно-antinуклонной пары. Мало оснований полагать, что такая пара не родится. В момент столкновения двух мезонов и рождения нуклонно-antinуклонной пары последнюю можно считать квантом поля взаимодействия между пи-мезонами. При таком взаимодействии рождается реальная, живущая сколько угодно пара. Но если энергии недостаточно, то нуклонно-antinуклонная пара может быть виртуальной. Таким образом, не только нуклоны рождают виртуальные пи-мезоны, но и пи-мезоны рождают виртуальные нуклонно-antinуклонные пары. Это должна быть именно пара, иначе не будет соблюдаться закон сохранения заряда. Можно сказать, что в значительной мере вещество, по которому мы ходим и из которого мы состоим, содержит в себе и антивещество в составе «недородившихся» пар. Но если мы хотим эти пары превратить из виртуальных в реальные, нам достаточно добавить энергии, разогнать нуклон или пи-мезон и столкнуть его с другой такой же частицей. Сразу же родится антинуклон, при этом появится и новый нуклон.

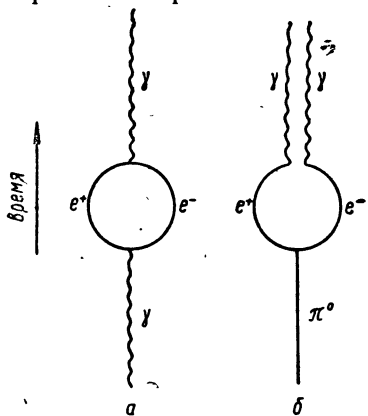
Автор этой книги отчетливо понимает, что все эти рассуждения выглядят несколько схоластично, они отдают казуистикой. Но все дело в том, что физика, проникнув далеко в глубь нуклона, не достигла, если так можно сказать, его дна. Через несколько лет, вероятно, о нуклоне можно будет говорить значительно определеннее.

В 1963 г. в Кембридже (США) начал работать ускоритель электронов на 6 Гэв. Появилась возможность уменьшить длину дебройлевской волны электрона в три раза и тем самым повысить точность измерений. В декабре 1963 г. была опубликована работа, в которой более точно, чем ранее, исследовалась структура нуклона вблизи его центра. (В первых опытах ускоритель давал электроны с энергией 4 Гэв.) Более точные измерения не обнаружили на радиусе 0,2 ферми какой-либо особенности в строении нуклона. Керна не оказалось! Все свойства нуклона изменяются по его радиусу плавно. Один из физиков при обсуждении этой работы за-

метил: «Осталась одна шуба. Того, для кого она предназначена, нет!» Нуклон имеет желеобразную структуру. Однако все остальные его свойства, описанные выше, сохранились. Заряд и масса распределены по объему неодинаково. На близких расстояниях существуют большие силы отталкивания, природа которых неясна. Не потеряла даже смысл идея о рождении пи-мезонами виртуальных пар нуклон-антинуклон. Надо только иметь в виду, что пары могут рождаться в любом месте, а не только там, где, как думали, существует керн.

СИЛЬНЫЕ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И СЛАБЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Взаимодействия между нуклонами, возникающие при участии пи-мезонов, называют сильными. Они происходят при образовании пи-мезонов и нуклонов, а также при рассеянии этих частиц. Далее мы увидим, что сильные взаимодействия приводят к рождению более тяжелых (чем пи-мезоны) мезонов и более тяжелых (чем нуклоны) частиц — гиперонов и к рассеянию тех и других при столкновении друг с другом. Для характеристики взаимодействий между частицами выбирают константу взаимодействия по размерности, равную размерности электрического заряда, и интенсивность взаимодействия, его силу; характеризуют безразмерной величиной, равной отношению квадрата этой константы к произведению $\hbar c$. Для сильных взаимодействий эта безразмерная величина приблизительно равна единице. Опыты по рассеянию пи-мезонов на нуклонах показали, что квадрат константы сильного взаимодействия равен примерно 14.



Виртуальное рождение электронно-позитронной пары гамма-квантом (а). Распад пи-ноль-мезона на гамма-кванты (б).

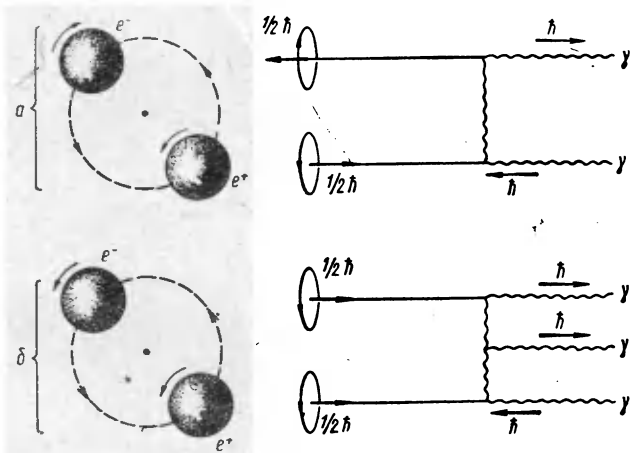
Этой величиной характеризуют любое сильное взаимодействие, полагая все их одинаковыми.

Кроме сильных существуют еще электромагнитные и слабые взаимодействия. При электромагнитных взаимодействиях безразмерная константа равна квадрату электрического заряда частицы, деленному на $\hbar c$. Эта величина, если вспомнить, что элементарный заряд в единицах СГС равен $4,8 \cdot 10^{-10}$ СГСЭ, и подставить значения \hbar и c , получается равной $1/137$. Сравнивая интенсивности взаимодействий, сопоставляют эту величину с квадратом константы сильного взаимодействия, равным примерно 14. Отношение квадрата константы сильного взаимодействия к $1/137$ приблизительно равно $2 \cdot 10^3$. Квадратный корень из отношения констант порядка 45. Сильные взаимодействия считаются приблизительно на два порядка сильнее электромагнитных.

Примером электромагнитного взаимодействия служит аннигиляция пары электрон—позитрон. В электромагнитном взаимодействии могут принимать участие только заряженные частицы, поскольку незаряженные с электромагнитным полем не взаимодействуют. Но как объяснить тогда распад нейтрального пи-мезона на гамма-кванты? Он ведь нейтрален. Здесь на помощь приходят виртуальные процессы. Надо полагать, что нейтральный пи-мезон виртуально испускает и поглощает электронно-позитронные пары. Эти пары и взаимодействуют с электромагнитным полем. Но эта фраза, как и утверждение о том, что электрон с позитроном аннигилируют, образуя фотоны, не очень понятна. Причем тут электромагнитное взаимодействие? Откуда берется электромагнитное поле? О нем речи не было, говорилось лишь о паре электрон — позитрон! Дело в том, что обыкновенный электрон, как и обычный позитрон, каждый в отдельности, тоже испускает и поглощает виртуальные частицы, в данном случае фотоны. Фотоны же есть кванты электромагнитного поля.

Когда электрон встречается с позитроном, вся собственная энергия пары переходит в энергию двух фотонов. Между прочим, почему двух, а не одного? Потому, что вылет двух фотонов позволяет удовлетворить не только закону сохранения энергии при превращении, но и закону сохранения импульса. Если сблизить электрон и позитрон с одинаковой скоростью, то относительно центра,

в который они приходят, суммарный импульс пары равен нулю. После аннигиляции, если возникнет один фотон, импульс не будет равен нулю. Два фотона, разлетающиеся с одинаковой скоростью в противоположные стороны от точки, где произошла аннигиляция, дадут суммарный нулевой импульс.



Аннигиляция электрона с позитроном на два и три гамма-кванта. Перед аннигиляцией электрон с позитроном образуют на короткое время позитроний — подобие атома, в котором электрон и позитрон вращаются вокруг общего центра тяжести:

a — спины электрона и позитрона в позитронии антипараллельны, при аннигиляции образуются два гамма-кванта с антипараллельными спинами; *b* — спины исходных частиц параллельны, возникают три гамма-кванта, их суммарный спин, как и у исходных частиц, равен единице.

Но иногда пара электрон — позитрон аннигилирует на три фотона. Происходит это потому, что кроме законов сохранения энергии и количества движения при реакции аннигиляции, как и при всяком физическом процессе, должен выполняться закон сохранения момента количества движения. Электрон и позитрон при встрече до аннигиляции некоторое время вращаются вокруг общего центра тяжести. Такой комплекс называют позитронием, намекая на сходство пары, находящейся в таком состоянии, с атомом.

Пусть орбитальный момент позитрония равен нулю, он пребывает в *s*-состоянии. Это наблюдается всегда,

когда начальные относительные скорости частиц невелики. Тогда при антипараллельном расположении спинов электрона и позитрона (такой позитроний называют парапозитронием) начальный момент количества движения равен нулю. После аннигиляции два фотона, спин каждого из которых равен единице, расположившись антипараллельно, тоже дадут момент количества движения, равный нулю. Закон сохранения выполняется. Теперь вообразим спины электрона и позитрона параллельными (ортопозитроний). В этом случае суммарный момент количества движения позитрония будет равен единице. Если в результате аннигиляции возникнут два фотона, то закон сохранения момента количества движения не может выполняться. Спины двух фотонов могут в сумме быть равны нулю, если они антипараллельны, или двум, когда они параллельны. Для выполнения закона сохранения момента количества движения необходимо три фотона. Два из них, антипараллельные, дадут спин, равный нулю, третий — единице, как того и требует закон сохранения момента количества движения при параллельных спинах электрона и позитрона в позитронии. Располагая тремя фотонами, можно удовлетворить (не труднее, чем с двумя) также требованиям законов сохранения энергии и количества движения. При наличии орбитального момента количества движения картина явления усложняется. Но нам уже достаточно рассмотреть *s*-состояние, чтобы понять необходимость аннигиляции на два или три фотона.

Мы заметно отклонились от темы, от роли виртуальных процессов при электромагнитных взаимодействиях. Заметим, что взаимодействие одного электрона с электромагнитным полем тоже можно объяснить взаимодействием поля с виртуальными фотонами электрона.

Существует доказательство виртуального испускания и поглощения электроном гамма-квантов. Квантовая электродинамика умеет вычислять влияние виртуальных процессов на магнитный момент электрона. Без учета виртуальных процессов спиновый магнитный момент электрона равен одному магнетону Бора. Учет их приводит к значению магнитного момента $1,0011614$ магнетона Бора. Эксперимент подтверждает последнюю цифру, тем самым доказывая справедливость предположе-

ния о виртуальном испускании и поглощении гамма-квантов электроном.

Если для сильных взаимодействий квадрат безразмерной константы, определяющий их интенсивность, равен приблизительно 14, для электромагнитных $1/137$, то для слабых он порядка 10^{-13} .

Строго говоря, константа слабого взаимодействия, ответственного за медленный распад частиц, не является безразмерной величиной. Для бета-распада эта константа равна $1,4 \cdot 10^{-49}$ *эрг·см³*. Всем остальным медленным распадам, предполагая универсальность слабого взаимодействия, приписывают эту же константу. Для того чтобы получить безразмерную величину, которую можно сравнивать с безразмерными константами, характеризующими сильные и электромагнитные взаимодействия, делят размерную константу на величину, имеющую такую же размерность и составленную из универсальных постоянных \hbar и c , а также из комптоновской длины волны пи-мезона. В результате получается $2,4 \cdot 10^{-7}$. Квадрат этой величины, который можно сравнивать с приведенными выше квадратами констант взаимодействий других видов, примерно равен $6 \cdot 10^{-14}$ или округленно 10^{-13} .

Примером слабых взаимодействий служит распад нейтрона на протон, электрон и антинейтрино. Распад, если сравнивать его время с ядерными временами, длится очень долго. В самом деле, нуклон, пролетая мимо другого нуклона, находится в пределах действия ядерных сил в течение времени порядка радиуса действия этих сил, поделенного на скорость нуклона, равную примерно скорости света. Разделив $1,4 \cdot 10^{-13}$ на $3 \cdot 10^{10}$, получаем величину около $5 \cdot 10^{-24}$ *сек*, или, округляя, 10^{-23} *сек*. Таково время, характерное для сильного взаимодействия, оно на много порядков меньше времени распада нейтрона. Соответственно и силы, приводящие к распаду, меньше. Для оценки величины этих сил полезно рассмотреть другие случаи слабых взаимодействий. К слабым взаимодействиям относится распад других элементарных частиц. Заряженные пи-мезоны живут $2,55 \cdot 10^{-8}$ *сек*. Далее мы встретимся с частицами, распадающимися через время порядка 10^{-10} *сек*. Если взять самое короткое время жизни частиц, испытывающих распад в результате слабых взаимодействий

(10^{-10} сек), то оно приблизительно в 10^{13} раз больше времени, характерного для сильных взаимодействий (10^{-23} сек). Отсюда оценивают константу взаимодействия величиной 10^{-13} . Для сравнения скажем, что время жизни омега-ноль-частицы, равное примерно 10^{-23} сек, а ро-ноль-мезона — 10^{-22} сек, указывает на их распад на пи-мезоны в результате сильных взаимодействий. Частицы, распадающиеся в результате электромагнитных взаимодействий, такие, как нейтральный пи-мезон, тоже живут значительно меньше 10^{-10} сек.

Предполагая существование носителя сильного взаимодействия (пи-мезон, а также омега- и ро-мезоны), предполагают тем самым нелокальность этого взаимодействия: некоторую его размазанность в пространстве и времени. Правда, до тех пор пока нет полной теории сильных взаимодействий, нельзя с определенностью утверждать их локальность или нелокальность. Пока даже нельзя утверждать, существует ли один вид универсального сильного взаимодействия или их несколько видов.

Теория слабого взаимодействия продвинулась несколько дальше теории сильного взаимодействия. Большим ее достижением оказывается уже то обстоятельство, что все слабые распады, времена которых лежат в пределах от 10^{-10} сек до миллиардов лет (изменяются на 26 порядков), обязаны одному и тому же процессу — универсальному слабому взаимодействию. Что касается локальности слабого взаимодействия, то этот вопрос еще не выяснен. Если оно локально, то расстояние, характерное для него, может оказаться порядка 10^{-17} см (или несколько большим). Локальность означает, что для распада частицы некие поля, ответственные за него, должны провзаимодействовать в точке, размеры которой порядка 10^{-17} см. Установление локальности слабого взаимодействия привело бы к появлению характерного размера, по величине самого малого из всех известных характерных размеров микрочастиц. Он был бы меньше гравитационного радиуса элементарной частицы.

Взаимодействие может оказаться и нелокальным, тогда оно должно быть обязано обмену тяжелой промежуточной частицей — промежуточным мезоном. Спин его равен единице (это бозон), он имеет единичный элект-

трический заряд. Сейчас ведутся интенсивные поиски промежуточного бозона, ответственного за слабое взаимодействие. Пока можно утверждать, что масса его, если он будет обнаружен, будет не менее $1,3 \text{ Гэв}$. В противном случае его уже зарегистрировали бы.

ЧЕТНОСТЬ, ЕЕ СОХРАНЕНИЕ И НЕСОХРАНЕНИЕ

Состояние частицы или системы частиц в квантовой механике характеризуется некоторой функцией координат и времени — волновой функцией, определяемой при решении уравнения Шредингера. Например, вероятность обнаружить частицу в данном месте равна квадрату волновой функции (точнее, квадрату модуля волновой функции. Здесь мы не будем говорить, что такое ее модуль).

Четность состояния, или четность волновой функции, относительно пространственной инверсии положительна (+), если знак волновой функции не изменяется при замене положительных координат на отрицательные (x на $-x$, y на $-y$ и z на $-z$). Если ее знак при такой замене изменяется, то четность отрицательна (—). Из свойств уравнения Шредингера следует, что для всех случаев, когда сохраняется энергия системы или частицы, сохраняется и четность. Поэтому до 1957 г. закон сохранения четности считали столь же незыблемым, как и закон сохранения энергии. Схемы всех процессов, при которых четность не сохраняется, отвергали аналогично тому, как уже давно отвергают без изучения любую схему вечного двигателя.

До сих пор мы не выявили физического смысла сохранения четности. Формальные утверждения и определения, вероятно, не проясняют сути дела. Закон сохранения четности означает, что природа не знает различия между правовинтовой и левовинтовой системами координат. В самом деле, замена всех положительных координат на отрицательные равносильна переходу от правовинтовой системы отсчета к левовинтовой. Но выбор системы отсчета — дело субъективное. Мы обычно пользуемся правовинтовой системой только потому, что к этому привыкли. Например, в правовинтовой системе спин электрона направлен в определенную сторону. Но

если бы мы определили его в левовинтовой системе, он глядел бы в противоположную сторону. В выборе системы проявляется произвол, а процессы природы не могут зависеть от нашего произвола, они протекают одинаково, в какой бы системе координат мы их ни описывали. Функция, описывающая состояние системы до какого-то превращения, при сохранении четности реагирует на замену системы координат так же, как и функция, описывающая состояние системы после превращения. Это означает, что система безразлична к выбору системы отсчета: ей безразлично, пользуемся ли мы правой винтовой или левовинтовой системой. Но вообразим, что четность при каком-то процессе изменилась. Это означало бы, что частица или группа частиц каким-то способом «узнала» о перемене системы отсчета и по-своему прореагировала на нее; функция, описывающая состояние, при этом стала вести себя иначе. Раньше, например, она не изменяла знак при перемене системы отсчета, четность ее была положительной, а теперь она, «проведав» о замене системы отсчета, дала об этом знать, переменяв знак при изменении системы, четность ее стала отрицательной.

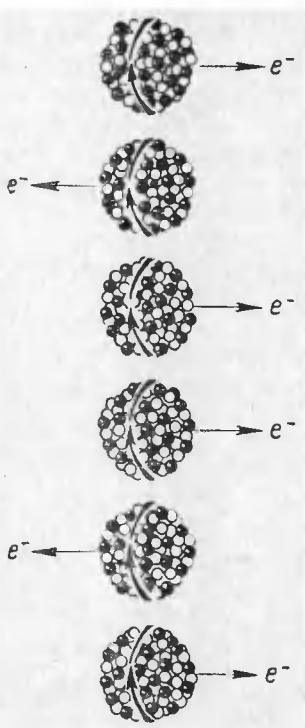
Рассмотрим более конкретный пример. Пусть перед нами ядро, сферически симметричное, обладающее неким спином. Даже не одно ядро, а множество совершенно одинаковых ядер, готовых через некоторое время испустить совершенно одинаковые гамма-частицы. Раз ядро обладает спином, в нем, вероятно, что-то вращается, может быть, существуют какие-то круговые токи вещества. Поэтому для осторожности не будем обращать внимания на экваториальные области ядра. Рассмотрим только два его полюса и подумаем, из какого полюса, если рассматривать только их, охотнее будут вылетать гамма-частицы. Могут сказать: существует направление спинов. Может быть, фотонам понравится вылетать вдоль направления спина? И большая часть из имеющих в нашем поле зрения ядер выпустит фотоны вдоль направления спина. Но направление спина мы определили произвольно. Давайте втайне от ядра изменим систему отсчета, определим спин не в правой винтовой, а в левовинтовой системе. Он тогда будет ориентирован в противоположном направлении. Откуда ядро может узнать о наших замыслах? Оно, таким образом,

не знает о направлении спина, которое зависит от нашего выбора, и испускает с равной вероятностью гамма-частицы через оба полюса. Так в действительности и происходит, ядро при испускании гамма-частицы «не знает», где правая и где левая сторона. Этот закон считался неизбежным для всех взаимодействий — сильных, электромагнитных и слабых.

Китайские ученые Ли Цзун-дао и Янг Чжень-нин, обдумывая некоторые непонятные явления, происходящие при распаде странных мезонов (*K*-мезонов), поставили под сомнение справедливость закона сохранения четности при слабых взаимодействиях и предложили несколько опытов для экспериментальной проверки закона сохранения четности.

Для проверки того, одинаковое ли число электронов вылетает из каждого полюса при бета-распаде — типичном процессе для слабых взаимодействий, — выстроили спинами в одну сторону (поляризовали) ядра кобальта-60 и измерили количество бета-частиц, вылетающих вдоль направления спина и в противоположную сторону. В опытах обнаружилось, что электроны вылетают преимущественно назад в правовинтовой системе, в сторону, противоположную направлению спина в этой системе отсчета.

Природа при слабых взаимодействиях очень хорошо разбирается, где правая и где левая сторона. Это открытие, до сих пор не понятое физиками, произвело по-



Нарушение пространственной симметрии при бета-распаде кобальта-60. Ядра кобальта-60, если рассматривать только те из них, которые испускают электроны вдоль оси, по которой ориентирован спин, излучают бета-частицы преимущественно назад (в правовинтовой системе отсчета).

трясающее впечатление на ученый мир. Несохранение четности обнаружилось не только при бета-распаде, но вообще при всех слабых взаимодействиях; оно наблюдается, например, при распаде заряженных пи-мезонов и странных частиц.

В настоящее время считают, что несохранение четности может в некоторых случаях наблюдаться и при сильных взаимодействиях, например при делении атомных ядер в определенных условиях.

Несимметричность, обнаруживаемая природой, во всяком случае при слабых взаимодействиях, поставила физиков в очень трудное положение. Несколько разрядил напряженную обстановку крупнейший советский физик-теоретик лауреат Нобелевской премии 1962 г. академик Л. Д. Ландау. Он предположил, что природа не так примитивна, как думали раньше. Вскоре же после обнародования соображений Ли Цзун-дао и Янг Чжэньнина и первых экспериментов в 1957 г. Л. Д. Ландау предположил, что нарушение симметрии наблюдается лишь потому, что вещество рассматривается отдельно от антивещества. Если их рассматривать совместно, то нарушения симметрии не будет. Эта идея получила название комбинированной инверсии. Если выстроить ядра антивещества точно так же, как и ядра вещества, то бета-частицы в антивеществе (вместо электронов в веществе это теперь позитроны) будут вылетать преимущественно в сторону, противоположную вылету бета-частиц в веществе. Таким образом, если наблюдать за одинаковым количеством ориентированных ядер вещества и антивещества и не обращать внимания на знак заряда вылетающих бета-частиц, никакого нарушения пространственной симметрии не будет. Этот вывод Л. Д. Ландау нашел косвенные экспериментальные подтверждения. Прямые опыты с антивеществом пока невозможны.

Идея комбинированной инверсии Л. Д. Ландау очень привлекательна и убедительна. В самом деле, рассматривая лишь одно вещество в отрыве от антивещества, мы грубо нарушаем симметрию мира. Это все равно, что наблюдать лишь за одной его половиной, отбрасывая другую равноправную его часть. Интуитивно кажется вполне логичным, что природа, протестуя против такой дискриминации ее законной половины, дает

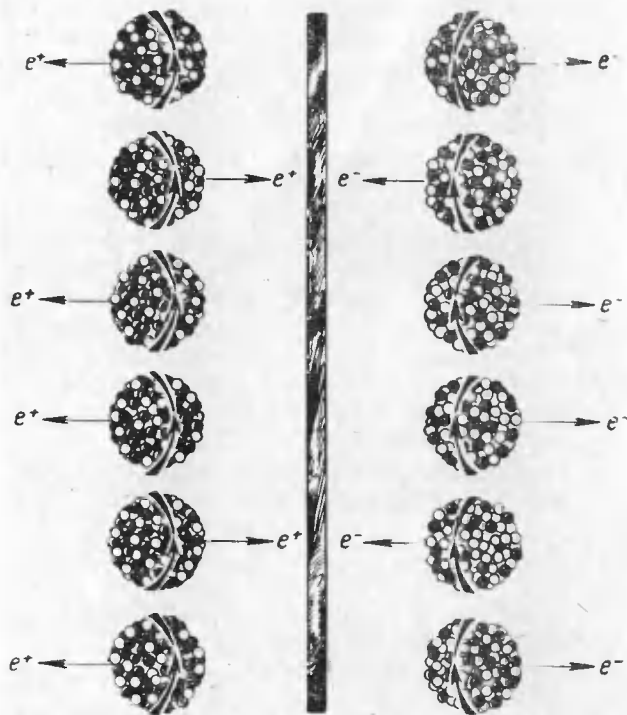
об этом — знать. Но это только интуитивные соображения. Все же причина нарушения пространственной симметрии пока неясна.

В августе 1964 г. на Международной конференции по физике высоких энергий, происходившей в Дубне, приводились доказательства несохранения и комбинированной четности. Когда после операции комбинированной инверсии — замене частиц на античастицы и пространственной инверсии координат — волновая функция частицы (системы частиц) меняет знак на противоположный, говорят, что ее комбинированная четность (обозначается символом PC или PC -четность) отрицательна, она равна -1 . Если знак не меняется, то PC -четность положительна, она равна $+1$. Сохранение комбинированной четности означает, что если до реакции превращения одних частиц в другие комбинированная четность была отрицательна (-1), то она должна остаться отрицательной и для продуктов превращения. Положительной комбинированной четности исходных продуктов соответствует положительная комбинированная четность продуктов реакции.

Комбинированная четность K_2^0 -мезона, с которым читатель познакомится в одном из следующих очерков, отрицательна (-1). Он распадается на пи-мезоны (есть распады и на более легкие частицы, но они здесь несущественны). Комбинированная четность двух пи-мезонов (π^+ и π^-) положительна, у системы из трех пи-мезонов она отрицательна. Закон сохранения комбинированной четности разрешает распад K_2^0 -мезона на три пи-мезона и запрещает распад на два мезона. На конференции в Дубне произвело сенсацию сообщение о наблюдавшихся распадах K_2^0 -мезона на два пи-мезона. Этот распад является доказательством несохранения комбинированной четности. Если эти опыты не найдут какого-либо простого объяснения, то перед физиками возникнет очень трудная проблема, аналогичная (если не более крупная) проблеме несохранения пространственной четности, с которой они встретились в 1956—1957 гг.

Теперь нельзя втайне от природы не только заменить правовинтовую систему координат на левовинтовую, но и произвести комбинированную инверсию. Природа, как оказалось, хорошо разбирается в этой более сложной операции и дает о ней сигнал.

Интересно, оба крупнейших открытия общих законов природы, проявляющихся столь оригинально в слабых взаимодействиях, были сделаны в связи с исследованием K -мезонов. Эти частицы оказались центром, уз-



Комбинированная инверсия при слабых взаимодействиях. Позитроны при бета-распаде античастиц вылетают назад в левовинтовой системе отсчета. При бета-распаде частиц электроны вылетают преимущественно назад в правовинтовой системе. Наблюдая распады равного числа частиц и античастиц, ориентированных одинаково в одной и той же системе отсчета, можно увидеть в среднем одинаковое число бета-частиц, вылетающих вправо и влево, если не обращать внимания на знак их заряда.

ловой точкой, в которой сосредоточены наиболее характерные и тонкие особенности микромира, наиболее яркие квантовомеханические его проявления.

Однако физики уже извлекают практическую пользу из открытия несохранения четности при слабых взаимодействиях. Для определения магнитного момента мюона пучок мю-мезонов пропускают между полюсами мощного магнита. Для подсчета числа оборотов мюона в магнитном поле необходимо узнать направление спина после того, как мюон покинул магнитное поле и затормозился в мишени. Это направление узнают, измеряя распределение электронов, испускаемых мюонами при распаде. Больше электронов вылетает благодаря несохранению четности, как мы уже знаем, в направлении, противоположном тому, куда ориентирован спин. Начальное положение спина мюона до его попадания в магнитное поле известно достаточно хорошо; он ориентирован по преимуществу вдоль направления полета мюона. Зная начальное и конечное направление спина, определяют поворот его в магнитном поле. Эта величина необходима для точного определения магнитного момента мю-мезона. Несохранением четности при слабых взаимодействиях пользуются и в других экспериментах с микрочастицами, когда необходимо знать, куда ориентирован спин частицы.

На этом мы закончим описание несохранения четности — явления, воспользовавшись которым природа бросила вызов всем физикам, занимающимся исследованием микромира. Слабые взаимодействия благодаря этому явлению привлекли внимание исследователей.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА

После рассмотрения строения атома водорода и состава тяжелых ядер вырисовывается следующая картина строения вещества. Ядра атомов состоят из нуклонов — протонов и нейтронов. Нуклоны скрепляются с помощью заряженных и нейтральных пи-мезонов, виртуально непрерывно рождающихся и поглощающихся внутри нуклонов. Вокруг ядер вращаются электроны, при переходе которых с верхних энергетических уровней на нижние излучаются фотоны. Фотоны, попадая на другие атомы, могут возбуждать высокие энергетические состояния электронов, переводить их на удаленные орбиты.

Аналогичную структуру имеет и антивещество. Ядра его состоят из отрицательно заряженных частиц — анти-

протонов и нейтральных антинейтронов. Антинуклоны связываются в ядра антивещества теми самыми заряженными и нейтральными пи-мезонами, которые склеивают и ядра вещества. Вокруг ядер антивещества вращаются положительные электроны — позитроны. При переходе позитронов в антиатоме с верхних возбужденных уровней на нижние испускается фотон, тот же самый, какой испускается возбужденным атомом вещества.

При встрече электрон с позитроном аннигилируют в два или три гамма-кванта (фотона). Антиядро, встречаясь с ядром, аннигилирует в несколько стадий. Сначала образуются пи-мезоны, а иногда и нейтральные омега- и ро-частицы, которые очень быстро (через 10^{-23} сек) распадаются в пи-мезоны, как заряженные, так и нейтральные. Пи-мезоны распадаются на мю-мезоны, нейтрино и антинейтрино. Мю-мезоны, прожив $2,2 \cdot 10^{-6}$ сек, разлагаются на электроны или позитроны в зависимости от их заряда. Испускание электрона, как и позитрона, сопровождается излучением двух частиц — нейтрино и антинейтрино.

Однако частицы, в том числе и фотоны, занимают не так уж много места в пространстве. Между ними существует некая среда, в обыденной жизни ее называют пустотой, раньше в науке ее именовали эфиром. Сейчас она получила название вакуум.

Следует различать два понятия вакуума — техническое или физико-техническое и чисто физическое. В технической физике и технике вакуумом называют разреженный газ, давление которого таково, что пробег частиц больше размера сосуда. В приборостроении — в вакуумной технике — обычно добиваются разрежений, точнее, давлений газа порядка 10^{-6} или 10^{-7} мм рт. ст. При таких давлениях в 1 см^3 содержится около $3 \cdot 10^{10}$ и $3 \cdot 10^9$ атомов или молекул газа соответственно.

Для термоядерных исследований необходим возможно более глубокий вакуум. Сейчас в больших объемах достигнуты разрежения порядка 10^{-10} мм рт. ст. При этом в 1 см^3 содержится около 10^6 частиц. Наиболее высокий вакуум существует в межзвездном пространстве. Там на 1 см^3 приходится всего около одной частицы. Межзвездный вакуум в миллион раз лучше, чем наиболее совершенный, полученный человеком. Между

прочим, посылая в космическое пространство космические корабли, нет необходимости заранее откачивать и запаивать электронную аппаратуру, предназначенную для работы только в космосе и требующую высокого вакуума. Достаточно соединить такой прибор с внешним пространством, в Космосе газ из прибора выйдет, и в нем будет достигнут вакуум, которого пока никто не может осуществить на Земле.

Разреженные газы обладают рядом очень интересных свойств, которые широко используются в вакуумной технике и приборостроении. Однако нас сейчас интересуют не эти свойства вакуума. Мы должны хотя бы приблизительно понять, что такое «пустота» — пространство, не занятое атомами, электронами, фотонами, вообще частицами.

Если подходить с философской точки зрения, то «пустота», или вакуум, — тоже особый вид материи. Она существует объективно, независимо от нашего сознания, и, наконец, может оказывать действие на нас, точнее, на приборы. Однако, чтобы обнаружить действие вакуума, надо обладать тонкой техникой и многое знать. Но так обстоит дело и с другими видами материи. Никто не смог бы обнаружить элементарные частицы, даже протон и нейтрон, не говоря уже о более недоступных, вроде мезонов или нейтрино, если бы наука не достигла относительно высокого уровня.

Энергию электрона мы полагаем положительной. Возьмем какой-либо объем, сплошь заполненный позитронами. Каждый из позитронов находится на отрицательном энергетическом уровне. Если в этот объем попадает электрон, он садится на один из отрицательных энергетических уровней аналогично тому, как в атоме он переходит с верхней орбиты на нижнюю. При посадке на отрицательный уровень, — а это есть аннигиляция электрона с позитроном, — выделяется энергия, равная энергии перехода электрона сначала с его прежнего уровня до нуля, а потом от нуля до отрицательного уровня позитрона. В сумме выделяется энергия, равная удвоенному значению собственной энергии электрона. Если все отрицательные уровни заняты электронами (все позитроны проаннигилировали с электронами), ни на один из них нельзя «посадить» новые электроны, сделать это запрещает принцип Паули: на каждом из

уровней в каждом из состояний может находиться лишь один электрон; поскольку он фермион, спин его равен $1/2$.

Состояние материи, при котором все отрицательные уровни заняты электронами, называют электронно-позитронным вакуумом. Это не что иное, как невозбужденное состояние материи. Электроны, которые мы видим, подняты с отрицательных уровней и летают в пространстве, не находя отрицательного уровня, на который они могли бы «сесть». Отрицательные уровни — позитроны — существуют где-то в другом месте.

Аналогичным образом можно определить и нуклонный вакуум, например, антипротоны — отрицательные уровни, с которых подняты вверх протоны. Протон — тоже фермион, он не может «сесть» на уровень, занятый другим протоном, и поэтому вынужден «скитаться» в возбужденном состоянии в виде протона.

В приведенных рассуждениях энергия частиц упрощенно (для наглядности) полагается положительной, античастиц — отрицательной.

Иногда рассуждают так: поскольку энергия античастицы отрицательна, отрицательна и ее масса. Это якобы отрицательное значение массы античастиц позволяет некоторым ученым предполагать существование гравитационных сил отталкивания между веществом и антивеществом. Сила гравитации между двумя телами пропорциональна произведению их масс. Поскольку две положительные массы притягиваются друг к другу силой гравитации, положительная и отрицательная массы, как иногда полагают, должны отталкиваться. Однако существуют экспериментальные доказательства, что это не так: между веществом и антивеществом нет гравитационных сил отталкивания, существует лишь обычная сила гравитационного притяжения.

Отрицательной энергии, как и отрицательной массы, в действительности не существует. Существование отрицательной энергии (и массы) противоречило бы закону сохранения энергии. В самом деле, если сложить энергию позитрона, полагая ее отрицательной, с такой же по величине, но положительной энергией электрона, в сумме получится нуль. При аннигиляции позитрона с электроном получают два (или три) гамма-кванта с положительной энергией, а вовсе не нуль.

Кроме вакуума частиц существует и вакуум электромагнитных волн — низшее энергетическое состояние электромагнитного поля, по отношению к которому фотон — возбужденное состояние.

На первый взгляд вакуум никак себя не проявляет и не может проявить. Но это только на первый взгляд. Для понимания способа, которым вакуум может дать знать о себе, существует спасительное понятие о виртуальных процессах. Для того чтобы поднять электрон с отрицательного уровня на положительный, т. е. для рождения пары электрон — позитрон, необходима энергия, несколько большая 1 Мэв . Фотон с такой энергией рождает реальную электронно-позитронную пару. Правда, выражение «реальная пара» не очень удачно, оно подчеркивает, что другие пары, о которых будет речь, нереальные. Но такое выражение употребляют, будем с оговоркой применять его и мы. Так вот, когда энергия фотона меньше порога рождения электронно-позитронной пары, эти частицы рождаются виртуально лишь на короткое время, такое, какое позволяет не войти в противоречие с законами сохранения энергии и импульса, если помнить соотношение неопределенностей. А что такое виртуальное рождение электронно-позитронной пары? Это не что иное, как подъем на короткое время электрона с отрицательного энергетического уровня на положительный. Такое явление называют поляризацией вакуума. В вакууме на короткое время возникают частицы и античастицы, а также заряды — положительный и отрицательный. Как и любой виртуальный процесс, поляризацию вакуума нельзя наблюдать непосредственно, этому мешает то же соотношение неопределенностей. Но это вовсе не означает, что поляризация — процесс нереальный. Поляризация приводит к эффектам, поддающимся точному измерению и теоретическому расчету.

В электромагнитном вакууме тоже могут наблюдаться виртуальные процессы — это появление виртуальных фотонов, или, иначе говоря, флуктуации электромагнитного поля. Эти флуктуации особенно охотно возникают под действием электрона.

Как мы уже говорили, спиновый магнитный момент электрона несколько выше, чем ожидали, когда не учитывали виртуальных фотонов. С их учетом магнитный момент оказывается на $0,001145$ магнетона Бора выше,

что хорошо совпадает с опытом. Это первое подтверждение вакуумного эффекта.

Другим экспериментом, подтверждающим существование вакуумных эффектов, служит сдвиг энергетических уровней, носящий название лэмбовского смещения. При главном квантовом числе, равном двум, электрон в атоме водорода и дейтерия, как нам уже известно, может находиться в двух состояниях — $2s$ и $2p$. В первом — орбитальный момент равен нулю, во втором — единице. Эти уровни в отсутствие внешнего магнитного поля соответствуют одной и той же энергии или, что то же самое, одной и той же частоте. Между тем Лэмб в 1947 г. очень точно измерил оба уровня и нашел, что $2s$ -уровень смещен вверх по отношению к уровню $2p$ на 1058 Мгц , или на $0,033$ обратных сантиметров. Здесь надо напомнить, что речь идет о состоянии, когда спин электрона на $2p$ -уровне расположен антипараллельно орбитальному моменту, т. е. о состоянии $2^2p_{1/2}$. Состояние $2p$ само по себе расщепляется на два состояния: одно со спином, как уже говорилось, антипараллельным орбитальному моменту, и другое со спином, параллельным ему: $2^2p_{1/2}$ и $2^2p_{3/2}$. Напомним обозначения на примере $2^2p_{1/2}$ -состояния. Здесь первая двойка означает главное квантовое число: электрон находится в атоме на второй оболочке; вторая двойка, слева вверху от буквы p , указывает на то, что состояние входит в дублет; буква p означает, что орбитальный момент электрона равен единице. Половина, справа внизу от p , указывает на величину полного момента количества движения электрона. В данном случае спин электрона антипараллелен орбитальному моменту и полный момент равен $1/2$. Вторая составляющая дублета ($2^2p_{3/2}$) имеет полный момент, равный $3/2$; здесь спин параллелен орбитальному моменту. Лэмбовское смещение наблюдается в уровне $2^2s_{1/2}$ по отношению к $2^2p_{1/2}$. Это смещение нельзя объяснить без учета виртуальных вакуумных явлений. Но оно полностью объясняется, если принять во внимание взаимодействие электрона с электромагнитными флуктуациями вакуума (большая часть эффекта) и с электронно-позитронными виртуальными парами (меньшая его часть).

Мы проникли в очень сложную область, в сферу квантовой электродинамики — науки, вероятно, достиг-

шей наибольшего совершенства по сравнению с другими отраслями квантовой физики, имеющей дело с элементарными частицами и взаимодействиями между ними. На этом мы и закончим краткое и поверхностное вторжение в эту область.

СПИСОК ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ, ИМЕЮЩИХ ОПРЕДЕЛЕННОЕ МЕСТО В СТРОЕНИИ ВЕЩЕСТВА

В предыдущих параграфах мы встретились с довольно большим числом элементарных частиц. Все они тем или иным способом входят в структуру вещества (и антивещества) или определяют силы, действующие между другими частицами. Лишь одна пара частиц — мю-мезоны — несет пока довольно слабую нагрузку, она служит только промежуточной стадией при распаде пимезонов на электроны и нейтрино. Пора привести наши сведения в некоторый порядок. В будущем мы встретимся с большим числом других, так называемых странных частиц, и у нас будет много поводов запутаться среди обилия частиц. Пусть же таких поводов будет возможно меньше.

Таблица 2

Нестранные элементарные частицы

Класс и название	Символ частицы	Символ анти-частицы	Спин	Масса		Среднее время жизни, сек
				Мэв	э. м.	
Фотон	γ	γ	1	0	0	Стабилен
Лептоны:						
нейтрино						
электронное	ν_e	$\bar{\nu}_e$	1/2	0	0	»
нейтрино						
мюонное	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	1/2	0	0	»
электрон	e^-	e^+	1/2	0,511	1	»
мюоны	μ^-	μ^+	1/2	105,7	206,8	$2,2 \cdot 10^{-6}$
Мезоны:						
Пионы	π^0	π^0	0	135,0	264,2	$1,9 \cdot 10^{-16}$
Нуклоны:						
протон	π^+	π^-	0	139,6	273,2	$2,5 \cdot 10^{-8}$
нейтрон	p	\bar{p}	1/2	938,2	1836,1	Стабилен
	n	\bar{n}	1/2	939,5	1838,6	$1,01 \cdot 10^3$

В табл. 2 представлены все известные элементарные *нестранные* частицы, за исключением короткоживущих — резонансных — мезонов (ω , ρ и др.) и барионов, распадающихся в результате сильных взаимодействий.

До сих пор мы писали достаточно много о нуклонах и пи-мезонах, несправедливо обходя другие частицы. Исправим нашу оплошность, кратко описав некоторые свойства фотона и лептонов.

ФОТОН

На примере фотона очень убедительно видна двойственная волновая и корпускулярная природа материи. Волновые свойства света наиболее сильно подтверждаются явлениями интерференции и дифракции света. Уже в начале прошлого века интерференция была объяснена волновыми свойствами света. Если две световые волны попадают в одно и то же место, но так, что колебания в одной из них направлены в сторону, противоположную колебаниям в другой волне (в противофазе), то свет ослабляется; когда колебания по направлению совпадают (в фазе), они усиливаются. Два пучка, исходящие из одного источника, но прошедшие различный путь до встречи, усиливаются, если разность их хода равна длине волны света или целому числу длин волн, и ослабляются, когда она равна половине длины волны или целому числу полуволн. Поэтому, например, тонкая пленка масла или керосина на воде выглядит окрашенной. Луч, отраженный от поверхности масла, проходит меньший путь, чем луч, отраженный от воды. Чем меньше угол к горизонту, под которым мы смотрим на воду, покрытую масляной пленкой, тем больше разница хода лучей, цвет тонкой пленки поэтому изменяется, когда смотрят на воду под различными углами.

Дифракция — огибание препятствия светом, попадание света «за угол». Дифракцию и интерференцию можно объяснить лишь волновыми свойствами света.

Корпускулярные свойства света (корпускула—частица) наиболее четко проявляются в явлении, открытом в 1923 г. А. Комптоном, впоследствии одним из создателей атомной бомбы в США, тем самым Комптоном,

в честь которого названа встречающаяся нам комптоновская длина волны. А. Комптон наблюдал рассеяние рентгеновых лучей на электронах графита и парафина. Если энергия рентгеновских лучей велика, можно с достаточной точностью принимать, что их кванты рассеиваются на свободных электронах. Комптон заметил, что частота рассеянных лучей меньше частоты падающих и величина, на которую уменьшается частота, зависит от угла, под которым измеряются рассеянные лучи. Комптон-эффект очень точно рассчитывается, если принять, что рентгеновские лучи состоят из частиц — фотонов, обладающих не только энергией, но и количеством движения, равным $h\nu/c$. Эта величина не что иное, как энергия фотона, деленная на скорость света. В комптон-эффекте фотон и электрон ведут себя как две частицы, при их соударении выполняются законы сохранения энергии и количества движения. Фотон теряет столько, сколько приобретает электрон. Комптон-эффект был окончательным доказательством корпускулярных свойств света.

Впервые четко о фотоне как частице высказался А. Эйнштейн в 1905 г. Поскольку фотон имеет энергию и количество движения, то он обладает и массой, равной его энергии, деленной на квадрат скорости света. Но у него нет массы покоя. Фотон невозможно представить покоящимся, он всегда летит со скоростью света. Спин фотона, его собственный момент количества движения, равен единице. Поэтому он в отличие от фермионов (частиц со спином $1/2$) не подчиняется принципу Паули. В любом состоянии, например в заданном объеме, может быть сколько угодно совершенно одинаковых фотонов.

Существование у фотона спина, равного единице, влияет на спектры света, испускаемые атомами. Свет, как это уже говорилось, испускается при переходе электрона с верхнего уровня в атоме на один из нижних. При испускании фотона легко выполняются законы сохранения энергии и количества движения. Но в механике, в поле центральных сил, — а в таком поле находятся электроны в атоме, — должен выполняться также и закон сохранения момента количества движения. Фотон, унося из атома момент количества движения, равный его спину, должен изменить момент количества

движения в атоме. Одним из способов такого изменения может быть уменьшение на единицу орбитального момента количества движения электрона на оболочке. Поэтому в сложных атомах испускание света и вообще электронные переходы происходят при дополнительном условии: при испускании фотона орбитальный момент количества движения должен изменяться на единицу. Поэтому, например, возможны переходы с верхних P -уровней на нижние S -уровни или переходы с D - на P -уровни, но запрещены переходы $S \rightarrow S$ или $P \rightarrow P$. В последнем случае неоткуда взяться моменту количества движения для образования спина фотона. Но бывают и исключения. Например, в атоме водорода, когда и электрон и протон имеют спины, равные $1/2$, момент количества движения, необходимый для образования спина фотона, может появиться, если вначале, до излучения фотона, спины электрона и протона были антипараллельны, а после испускания фотона — параллельны. Спин системы изменяется на единицу; у фотона появляется возможность родиться и при переходе $S \rightarrow S$. Но это очень редкий процесс, вероятность его невелика, поскольку переходы без изменения орбитального момента запрещены. Но запрет, как и любые запреты вообще, не абсолютен.

ЛЕПТОНЫ

Оба вида нейтрино, электрон и отрицательный мю-мезон, вместе со своими античастицами — двумя антинейтрино, позитроном и положительным мю-мезоном — называются лептонами, т. е. легкими частицами, хотя мюон и не так уж легок. Все лептоны — фермионы, спин каждого из них равен $1/2$. Лептоны обладают характерной особенностью: они не участвуют в сильных взаимодействиях ни между собой, ни с другими частицами. Заряженные лептоны вступают в электромагнитные взаимодействия, и все они участвуют в слабых взаимодействиях. Раньше думали, что слабые взаимодействия — монополия лептонов. Но потом оказалось, что слабые взаимодействия могут происходить и без участия лептонов. Это, например, с чем мы еще встретимся, распад частиц только на пи-мезоны или на пи-мезоны и более тяжелые частицы.

Лептоны подчиняются закону сохранения лептонов, точнее, этому закону подчиняются все реакции, при ко-

торых появляются или исчезают лептоны. Согласно этому закону, если в результате ядерной реакции рождается некоторое количество лептонов, то вместе с ними должно родиться такое же число антилептонов. Исчезают они тоже вместе и в равном числе. Например, при распаде нейтрона возникает один лептон — электрон. Вместе с ним появляется на свет и антилептон — антинейтрино. При распаде отрицательного мю-мезона исчезает один лептон (мю-мезон), но появляется другой лептон — электрон. Однако для выполнения законов сохранения энергии и количества движения при этой реакции возникает нейтрино. Согласно закону сохранения лептонов, нейтрино в этой реакции не может возникнуть в одиночестве, вместе с ним возникает и антинейтрино. Мю-мезон, таким образом, распадается на электрон, нейтрино и антинейтрино.

НЕЙТРИНО

Нейтрино — самый легкий из лептонов — очень интересная частица, это олицетворение мощи теоретической физики. Как известно, радиоактивность была открыта в 1896 г. Антуаном Анри Беккерелем, французским академиком, представителем третьего поколения династии Беккерелей-физиков. Его дед, отец, а также сын — Жан Беккерель были выдающимися французскими учеными.

После открытия Беккерелем радиоактивности урана многочисленные исследования показали существование трех типов радиоактивности: альфа, бета и гамма. При альфа-распаде ядро излучает альфа-частицу — ядро гелия. Распад не сопровождается рождением новой частицы: два протона и два нейтрона, объединенные в альфа-частицу, вылетающие из ядра, уже в нем существовали. Процесс оказался относительно простым и не вызвал особенных волнений. При гамма-радиоактивности из ядра вылетает гамма-частица, или, что то же самое, фотон. Фотон рождается в ядре, но в принципе это явление (рождение) было уже знакомо: фотон рождался и в атоме при переходе электрона с верхней орбиты на нижнюю. Ученые довольно быстро поняли, что ядро при гамма-радиоактивности освобождается от избытка энергии, излучая ее в виде гамма-частицы. При рассмотрении альфа- и гамма-распада не возникало никаких противоречий с законами сохранения энергии, количества

движения и момента количества движения. Эти фундаментальные законы оставались незыблемыми.

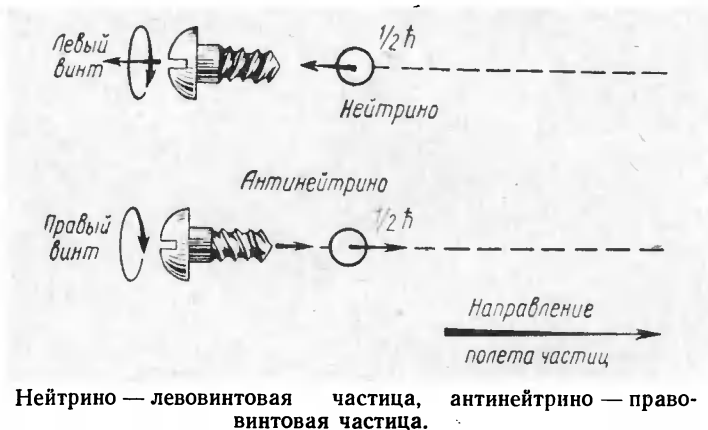
Радиоактивный бета-распад оказался явлением значительно более сложным, при нем из ядра не просто вылетает находившаяся ранее в нем частица, как это происходит при альфа-распаде. При бета-распаде рождается новая частица — электрон, которой нет в ядре. Более того, подсчеты энергии, количества движения и момента количества движения начального ядра и продуктов распада — конечного ядра и электрона — показали, что баланс почти никогда не сходится и расходится каждый раз на различную величину. Ядро одного и того же радиоактивного изотопа испускает бета-частицы — электроны различной энергии, начиная от некоторой максимальной до нулевой. Вместе с тем конечное ядро всегда одно и то же, его энергия во всех случаях одна и та же. Начальное ядро всегда при переходе в конечное теряет одну и ту же энергию, в точности равную максимально возможной энергии испускаемого электрона. Энергия же излучаемого электрона в различных случаях различна. Куда же девается энергия, когда энергия электрона меньше максимальной? Многие думали, что к процессам бета-распада не применим закон сохранения энергии. Более того, если подсчитать импульс исходного ядра и суммарный импульс конечного ядра и электрона, то баланс и здесь не сходится, практически они всегда не равны. Создавалось впечатление о нарушении и закона сохранения количества движения. Не сохранялся также и момент количества движения. Например, искусственный радиоактивный элемент — углерод-14, спин которого равен нулю, распадается на азот-14 со спином, равным единице, и электрон со спином $1/2$. Из спинов азота и электрона, как их не ориентируй по отношению друг к другу, нельзя получить нуль. При параллельной ориентировке спинов суммарный спин равен $3/2$, при антипараллельной — $1/2$. И та, и другая величина не равна спину исходной частицы — нулю.

Физиков охватила паника. Может быть, это сказано громко, но возникли замешательство и идейный разброд. Твердо уверенный в универсальности законов сохранения энергии, количества движения и момента количества движения, швейцарский физик Вольфганг Па-

ули, тот самый Паули, который, когда ему было всего 25 лет (в 1925 г.), сформулировал один из важнейших принципов физики — принцип Паули, — и здесь нашел выход, поставивший все на свое место. Паули постулировал в 1933 г. существование до тех пор неизвестной нейтральной частицы с массой покоя, близкой к нулю. Впоследствии оказалось, что ее масса, как и масса фотона, равна нулю. Частица имеет спин, равный $1/2$, и забирает с собой ту самую энергию, которая, как казалось, исчезает и восстанавливает баланс импульса и момента количества движения. В примере с распадом углерода-14 появление нейтрино (в этом случае антинейтрино) со спином $1/2$ позволило выполнить закон сохранения момента количества движения, а также и другие законы сохранения. Спины электрона и антинейтрино, ориентированные одинаково, в сумме дают единицу. Суммарный спин, попав в антипараллельное положение к спину азота, дает общий спин продуктов распада, равный нулю, как и у исходного ядра — углерода-14. Гипотеза Паули блестяще подтвердилась: предположение о существовании нейтральной частицы полностью объяснило все экспериментальные факты, законы сохранения оказались незыблемыми, физики вздохнули свободно. В том же 1933 г., после открытия нейтрона, Энрико Ферми, разрабатывавший теорию бета-распада с участием легкой нейтральной частицы, назвал ее нейтрино, что в переводе с итальянского означает маленький нейтрон.

В дальнейшем появилась необходимость и в антинейтрино. Согласно мнению Дирака, нашедшему экспериментальное подтверждение, спин нейтрино направлен в сторону, противоположную той, куда летит эта частица, и его направление, таким образом, противоположно направлению импульса частицы (импульс направлен туда же, куда и скорость частицы). Если направление движения или импульс принять за ориентир, то по отношению к нему спин нейтрино (левовинтовая частица) «смотрит» туда, куда движется винт с *левой* резьбой, если его завинчивать вдоль направления движения частицы, вращая, конечно, по часовой стрелке. Антинейтрино — правовинтовая частица. Ее спин направлен туда, куда движется винт с *правой* резьбой, если его вращать по часовой стрелке, ориентируя вдоль направления движения нейтрино.

Между прочим, из такого определения нейтрино и антинейтрино сразу же следует, что масса покоя этих частиц в точности равна нулю. Доказательство этого — чисто логическое. В самом деле, вообразим, что нейтрино обладает массой покоя, не равной нулю. Такая частица, согласно теории относительности, всегда движется со скоростью, меньшей скорости света. Если это так,



то, двигаясь рядом с ней со скоростью, большей скорости нейтрино, но меньшей скорости света, наблюдатель увидел бы нейтрино перемещающимся от него назад. Импульс частицы, направление которого зависит от скорости движения наблюдателя по отношению к ней, был бы направлен в сторону, противоположную направлению спина. Для наблюдателя, превысившего свою скорость по сравнению со скоростью движения нейтрино, нейтрино превратилось бы в антинейтрино. Частица меняла бы природу в зависимости от положения наблюдателя, ее внутренние свойства зависели бы от координатной системы. Мы приходим к противоречию, устраняемому, когда масса нейтрино и антинейтрино равна нулю. В этом случае частица может двигаться только со скоростью света. Для любого наблюдателя при этом нейтрино остается левовинтовой частицей, т. е. нейтрино. Антинейтрино для всех есть антинейтрино, т. е. правовинтовая частица.

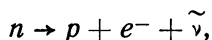
У нейтрино появилось очень много работы, ему отводится тоже серьезная роль в мироздании.

Кроме нейтрино, участвующего в бета-распаде вместе с электроном, существует и другой тип нейтрино — мезонное нейтрино, возникающее в процессах распада, когда на свет появляется мюон. Точнее, нейтрино, появляющееся вместе с мюоном, отличается от нейтрино, возникающего одновременно с электроном.

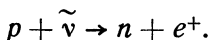
Двадцать лет нейтрино верно служило науке, но при этом никто его не наблюдал в прямых опытах. В его существование верили на основании косвенных данных. Начиная с 1953 г. Ф. Рейнс и С. Коуэн (США) провели несколько прямых наблюдений нейтрино. Лучшее всего физическую сущность их методики можно понять на основании их первого, наиболее простого опыта. Последующие измерения были более точными и соответственно более сложными, но в их основе лежит та же идея, что и в первом опыте.

Мы знаем, что нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино. Рейнс и Коуэн предположили, совершенно обоснованно, что возможна и противоположная реакция. Протон, поглощая антинейтрино, превращается после испускания позитрона в нейтрон. Обе реакции можно записать в виде:

прямая реакция — распад нейтрона



обратная реакция — захват протоном антинейтрино



Но, как нам известно, масса протона равна 1836 э.м., а масса нейтрона — 1838,6, т. е. она выше массы протона. К этому надо добавить еще массу позитрона — 1 э. м. Продукты обратной реакции имеют массу, большую массы исходного протона почти на 4 э. м. Поэтому обратная реакция возможна лишь тогда, когда энергия антинейтрино достаточно велика, т. е. когда она порядка 2 Мэв. Как говорят, реакция имеет энергетический порог около 2 Мэв (точнее, 1,8 Мэв). Следовательно, если очень мощным источником антинейтрино, содержащим частицы с энергией выше 2 Мэв, облучать протоны, то время от времени будут появляться позитроны и нейтроны. Таким источником антинейтрино, как и нейтрино, служит атомный реактор.

Как регистрировать позитроны и нейтроны, возникающие в процессе реакции? Позитрон сразу же будет аннигилировать с одним из ближайших электронов и испускать два гамма-кванта. Регистрируя гамма-кванты с энергией около $0,5 \text{ Мэв}$, можно зафиксировать появление позитронов. Для регистрации нейтронов Рейнс и Коуэн воспользовались способностью кадмия охотно поглощать нейтроны. Поглощение сопровождается излучением гамма-квантов. Но эти кванты появляются через несколько микросекунд после появления квантов от аннигиляции. Дело в том, что нейтрону необходимо время для встречи с ядром кадмия. Каждый акт реакции поглощения протоном антинейтрино и образования позитрона и нейтрона, таким образом, сопровождается испусканием *двух* вспышек гамма-квантов, следующих одна за другой через несколько микросекунд. Для регистрации гамма-квантов пользовались сцинтиллятором — жидкостью, светящейся после попадания в нее гамма-квантов. Вспышки света воспринимались фотоумножителями — приборами, принимающими световой импульс и усиливающими получающийся электрический сигнал. Оба кванта, возникающие при аннигиляции, давали первую вспышку. Вспышка от квантов, появляющихся при поглощении нейтрона, была второй.

Установка состояла из бака высотой и диаметром 75 см , содержащего смесь толуола и еще одного углеводорода. Смесь этих жидкостей одновременно была мишенью, поскольку содержала много водорода (протонов), и сцинтиллятором, так как она давала вспышку света при попадании в нее гамма-кванта. В жидкости растворялось соединение кадмия. Бак, конечно, был прозрачный. Он окружался батареей из 90 фотоумножителей. Установка надежно защищалась от излучения, идущего от реактора, и помещалась под большим атомным реактором в Ханфорде. Реактор не только давал антинейтрино, проникающие практически через любую защиту, но и защищал установку от космического излучения. Опыты делались при работающем и остановленном реакторе. На работающем реакторе было больше вспышек, по их числу рассчитали вероятность реакции распада протона под действием антинейтрино. Первые опыты показали недостаточную точность. В дальнейшем методику усовершенствовали. Коуэн и Рейнс

применили три слоя сцинтилляционной жидкости, заключенных в плоские прямоугольные баки. Между тремя баками — сцинтилляторами — помещали два бака с мишенью — водным раствором хлористого кадмия. Увеличили количество фотоумножителей, улучшили защиту от постороннего излучения. Опыты проводились на реакторе в Саванна-Ривер. Интересно, что скорость отсчетов парных импульсов от реакции антинейтрино с протоном составляла около трех отсчетов в час. В результате этих и последующих опытов нашли вероятность реакции антинейтрино с протоном, оказавшуюся равной около $11 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Вероятность реакции, или ее сечение, выражается в квадратных сантиметрах, вернее, в долях квадратного сантиметра. Это значит, что для антинейтрино протон, его поперечное сечение, имеет размер $11 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Мы знаем, что радиус протона равен $1,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}$. Его сечение, следовательно, составляет около $5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. Антинейтрино же «видит» его размером в $11 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2$. Отсюда следует, что огромное большинство антинейтрино пролетают сквозь протон, не задерживаясь, как сквозь пустоту, при этом реагирует лишь ничтожная часть, остальные пролетают сквозь протон так, как будто его не существует. Обладая такой малой вероятностью реакции, нейтрино пролетает сквозь Землю и Солнце, практически не прореагировав. Вообще эта частица так редко реагирует, что, вылетая из ядер, она бродит в мировом пространстве. Длина свободного пробега ее больше видимых размеров Вселенной. Реакции распада с рождением нейтрино и антинейтрино происходят значительно чаще, чем реакции поглощения этих частиц. Поэтому во Вселенной накапливаются нейтрино. Интересно, к чему это приведет?

При рассмотрении проблемы слабых взаимодействий возник вопрос о тождественности нейтрино, появляющегося при бета-распаде, с нейтрино, рождающимся вместе с мюоном. Некоторые подозрения о их неодинаковости уже возникали. Мю-мезон распадается на электрон, нейтрино и антинейтрино. Нейтрино и антинейтрино, как частица и античастица, могут время от времени аннигилировать. В результате, казалось бы, должна наблюдаться реакция распада мюона на электрон и гамма-кванты. Однако такую реакцию наблюдать не удается, хотя электромагнитные процессы возникают

при подобном распаде. Так, зарегистрирован распад мюона на электрон, нейтрино, антинейтрино и гамма-кванты. Естественно предположить, что аннигиляция не происходит, потому что нейтрино и антинейтрино разной природы. Антинейтрино принадлежит не этому нейтрино!

Академик Б. М. Понтекорво в конце 1959 г. предложил применять для нейтринных экспериментов протонные ускорители высоких энергий. При столкновении протонов с нуклонами рождаются пи-мезоны. Распад высокоэнергетических пи-мезонов на мю-мезоны и нейтрино служит источником высокоэнергетических нейтрино. Следует сказать, что нейтринные опыты нужны не только для выяснения различий между нейтрино разного происхождения, они очень существенны для теории слабых взаимодействий вообще.

Нейтрино высокой энергии (более 100 Мэв), попадая в нуклон, может родить мю-мезон. Если мю-мезонное нейтрино тождественно с электронным, то будут рождаться как мю-мезоны, так и электроны (вспомним опыты Рейнса и Коуэна). Если же нейтрино разные, то электроны рождаться не будут.

В 1961—1962 гг. в Брукхейвене под руководством Л. Ледермана был сделан первый нейтринный эксперимент, показавший, что мюонное и электронное нейтрино — различные частицы. Соответственно символу нейтрино приписывают различные индексы: ν_μ и ν_e . Реакция распада отрицательного мю-мезона теперь записывается так:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu,$$

а положительного

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu.$$

Вместе с электроном рождается электронное антинейтрино, а также мюонное нейтрино в память того, что их родителем был отрицательный мюон. Вместе с позитроном рождаются электронное нейтрино и мюонное антинейтрино в знак того, что положительный мюон — античастица по отношению к отрицательному мюону.

Теперь скажем несколько слов о технике нейтринного эксперимента. Пучок протонов с энергией 15 Гэв, на-

правленный на бериллиевую мишень, давал интенсивный поток пи-мезонов, средняя энергия которых была порядка 3 Гэв. Пионы, пролетая свободно 20-метровый путь, частично (примерно на 10%) распадались на мю-мезоны и нейтрино. (Для полного распада нужна длина порядка 150 м, но на такой длине пучок сильно расходился, что очень невыгодно.) Затем пучок проходил через стальную защиту толщиной 13,5 м, составленную из брони отслужившего броненосца, и очищался от мюонов, нераспавшихся пионов и вообще от всех частиц, за исключением нейтрино. Попадая в искровую камеру весом 10 т, нейтрино изредка реагировали с материалом камеры (алюминий) и давали мю-мезоны. Электроны в результате реакции не возникали. Иначе говоря, шла реакция

$$\nu_{\mu} + n = p + \mu^{-},$$

и не было реакции

$$\nu_{\mu} + n = p + e^{-}.$$

Это и послужило доказательством различия между мюонным и электронным нейтрино.

Опыт длился 6 месяцев, в течение которых синхротрон сделал около 2 млн. импульсов. Поскольку каждый импульс длился $3 \cdot 10^6$ сек, чистое время облучения равнялось 6 сек. Между прочим, импульсная работа ускорителя позволила уменьшить фон, создаваемый космическими мюонами. Космические нейтрино действовали на установку всего 6 сек. Тем не менее за время работы было зарегистрировано 480 мю-мезонов космического происхождения. Подавляющее число таких мюонов удалось отделить от мюонов синхротронного происхождения. Для этого применялась специальная аппаратура, позволявшая определить, с какой стороны пришли нейтрино, родившие мю-мезоны. Учитывались лишь те, которые родились от нейтрино, пришедших с пучком от синхротрона.

За время опыта в камеру прошло 10^{14} нейтрино высокой энергии. В результате тщательного анализа 5000 фотографий (фотографии делались не при каждом импульсе синхротрона, а только когда из искровой камеры поступал сигнал о реакции, которая могла оказаться нужной) отобран 51 случай, когда мюоны, безус-

ловно, рождались от синхротронного нейтрино. Из них в 29 случаях рождался только один мюон, в 22 случаях вместе с мюоном появлялась еще какая-нибудь частица (пион и т. п.).

Искровая камера состояла из 90 алюминиевых пластин толщиной по 2,5 см и площадью по 0,44 м², собранных в 10 блоков по 9 пластин в каждом. Пластины отстояли друг от друга на расстоянии 9 мм, пространство между ними заполнялось неоном. На пластины по сигналу электронного устройства, обнаруживавшего ионизацию от пролетающей заряженной частицы, подавалось высокое напряжение. На каждую пару соседних пластин подавался плюс и минус. Высокое напряжение вызывало между пластинками искры, появлявшиеся по ходу мюона, ионизировавшего неон. Через прозрачные стенки камеры производилось стереоскопическое фотографирование трека частицы.

В 1962 г. нейтринные опыты повторялись в ЦЕРНе на протонном синхротроне на 28 Гэв. Магнитная фокусировка позволила получить значительно более плотные пучки нейтрино. Для регистрации рождения мюонов от столкновения нейтрино с протонами применялись как пузырьковая, так и искровая камеры. Всего было сделано 332 000 снимков. Из них 277 000 в нейтринном пучке (получался при распаде положительных пионов на положительные мюоны и нейтрино) и 55 000 в антинейтринном, возникавшем при распаде отрицательных пионов.

Нейтринные эксперименты в ЦЕРНе преследовали несколько целей. Прежде всего они подтвердили вывод о том, что мюонное и электронное нейтрино — различные частицы. Кроме того, в ЦЕРНе в тех же нейтринных опытах искали промежуточный бозон, ответственный за слабое взаимодействие, бозон, о котором уже говорилось выше. Идея поисков заключалась в следующем: мюонное нейтрино и рождающийся при столкновении нейтрино с протоном мю-мезон — слабовзаимодействующие частицы, они не участвуют в сильных взаимодействиях. Поэтому, если слабое взаимодействие происходит при содействии промежуточного бозона, последний должен всегда рождаться в рассматриваемой реакции. При малых энергиях он может быть только виртуальным и в опыте его увидеть нельзя. Однако при

больших энергиях он может возникнуть реально. Тогда, прожив положенное время (распадается он полусильно или полуслабо и живет, по предположению, около 10^{-17} сек), он распадается на две частицы. Это может быть одна из следующих пар: $\mu^+\nu_\mu$, $e\nu_e$, $\pi\pi^0$, $K\pi^0$. Особенно интересны распады на K - и пи-мезоны. Следовательно, если бы удалось обнаружить при столкновении нейтрино с протоном рождение мю-мезона и вместе с ним появление другого мю-мезона или пары пи-мезонов (заряженного и нейтрального), то это событие могло бы рассматриваться как доказательство существования промежуточного бозона. Необходимо еще, конечно, доказать, что пи-мезоны составляют частицу, распавшуюся через некоторое время после рождения мю-мезона. Но это, как будет видно ниже, в очерке о резонансных частицах, научились делать хорошо. Разумеется, для доказательства существования промежуточного бозона необходимо набрать достаточное количество подходящих событий. Как уже говорилось, пока не удалось доказать, что промежуточный бозон существует, хотя события, которые можно истолковать в пользу его существования, наблюдались. Доказано только, что если он существует, его масса не менее $1,3$ Гэв.

В нейтринных опытах в ЦЕРНе, кроме того, проверялся закон сохранения лептонного заряда при больших энергиях взаимодействия лептонов. Изучалась слабая (лептонная) структура нуклона. Наконец, было обнаружено увеличение сечения неупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном, т. е. установлено увеличение вероятности рождения мюонов при увеличении энергии столкновения нейтрино с нуклоном. Для энергии нейтрино более 3 Гэв зарегистрировано сечение порядка 10^{-38} см². Напомним, что для электронного нейтрино (антинейтрино) при энергиях около 2 Мэв оно равно примерно 10^{-43} см².

МЮОНЫ

Источником мюонов, как говорилось, служит распад пи-мезонов. Получаются они также и в результате распада так называемых K -мезонов — странных мезонов. Мюоны по их массе можно отнести к мезонам, но по остальным свойствам они электроны, тяжелые электроны. По-видимому, какой-то запрет мешает пи-мезонам

распадается сразу в электроны, и распад происходит через промежуточную стадию, через возбужденный, обладающий повышенной энергией электрон — мюон. Сходство мюона с электроном подтверждается следующими его свойствами: существуют только положительный и отрицательный мюоны, нейтрального нет. Спин мюона, как у электрона, равен $1/2$. Мюон не вступает в ядерные — мезонные — или, что то же самое, сильные взаимодействия. Мюон вместе с электроном и нейтрино подчиняется закону сохранения лептонов. Отличие мюона от электрона состоит в том, что он имеет массу, в 206,76 раза более высокую, чем у электрона. Мюон, кроме того, нестабилен. Но, весьма вероятно, нестабильность есть следствие высокой массы мюона, следствие того, что его энергия слишком велика, он возбужден, перегружен энергией. Находясь на высоком энергетическом уровне, он испускает избыток энергии, превращаясь в невозбужденный электрон и два нейтрино.

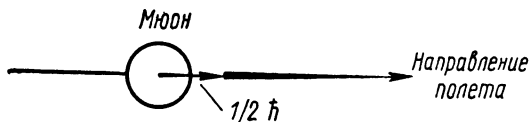
Главным качественным отличием мюона от электрона является существование у мюона «собственного» нейтрино — мюонного нейтрино. Зачем понадобился природе мюон, да еще с собственным нейтрино, пока непонятно.

Интересно, что время жизни мюона определяется по времени жизни положительного мю-мезона. Для отрицательного мюона принято то же время, что и для положительного, поскольку на примере всех остальных частиц, а также по теоретическим соображениям время жизни частицы в точности равно времени жизни античастицы. Время жизни отрицательного мюона очень трудно измерить по той простой причине, что он, встречаясь с атомом, проникает в него и оседает, как электрон, на орбите вокруг ядра, заменяя один из электронов атома.

Находясь ближе, чем электрон, к ядру, мюон с некоторой вероятностью захватывается ядром, его жизнь обрывается прежде, чем он распадается естественным способом. При поглощении отрицательного мюона ядром число лептонов в мире уменьшается на один. Для компенсации убыли из ядра вылетает нейтрино — количество лептонов восстанавливается. Поглощение отрицательного мюона затрудняет определение его естественной продолжительности жизни. Между прочим,

аналогичная трудность мешает измерению времени жизни отрицательного пи-мезона.

Поскольку масса мюона в 207 раз больше массы электрона, а по заряду они равны, радиус орбиты мюона вокруг ядра во столько же раз меньше радиуса орбиты электрона. Попадая в глубь атомной электронной оболочки, мюон экранирует один из зарядов ядра, поэтому внешняя электронная оболочка атома перестраивается в соответствии с новым эффективным значением заряда



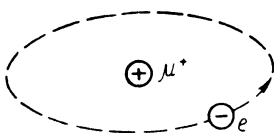
Спин мюона равен $\frac{1}{2}\hbar$, направлен он преимущественно вдоль направления полета мюона.

ядра. Атом, в котором один из электронов вытеснен мюоном, называют мезоатомом. Наиболее точное значение массы мюона получено из спектра излучения мезоатома. Мюон, как и электрон, попадая в атом, не сразу садится на самую нижнюю орбиту. Он перескакивает с одной орбиты на другую, излучая рентгеновские лучи. Энергия испускаемых фотонов зависит от массы мюона, она во столько же раз больше энергии фотонов, получающихся при электронных переходах, во сколько масса мюона больше массы электрона. Исследуя спектр лучей мезоатома, можно определить массу мюона. Но мезоатомов мало, интенсивность их спектра ничтожна, и его не удается исследовать с необходимой подробностью. Обходя эту трудность, физики пошли на очередную хитрость. Известно, что поглощение атомом энергии излучения сильно возрастает в области энергии, близкой к границе спектральной серии, когда энергия равна той, которая необходима для удаления электрона с некоторого энергетического уровня из атома. Облучая рентгеновскими лучами, исходящими из мезоатома фосфора, атомы свинца, нашли по границе спектра в свинце энергию рентгеновских лучей мезоатома и вычислили наиболее точное значение его массы ($206,76 \pm 0,02$ э. м.).

Мы уже писали об отклонении магнитного момента электрона от вычисленного без учета виртуальных процессов. Аналогичное отклонение существует в значении магнитного момента мюона. Теоретически вычислили

аномалию в магнитном моменте, полагая мюон во всем равноценным электрону. Затем в опытах, которые можно назвать верхом экспериментального искусства, нашли экспериментальное значение аномалии. Совпадение оказалось исключительным. Это совпадение убедительно доказывает правильность представления о мюоне как тяжелом электроне. Следовательно, мы спокойно можем перевести мюон в лептоны и полагать, что назвали его мезоном по ошибке. Ученые слишком обрадовались в 1936 г., когда Андерсон и Неддермайер открыли частицу с массой, равной 200 электронным массам, точно такую, какую предсказал за год до этого Хидеки Юкава. Но природа иногда шутит с учеными, подбрасывая им только на первый взгляд то, что они ищут. Истинную частицу, предсказанную Юкава, — пи-мезон — нашли только через 11 лет, в 1947 г. после великолепно организованной «облавы», в которой приняли участие физики многих стран. Правда, никто не жалеет, что кроме пи-мезона открыли и мюон. Наука от этого ничего не потеряла.

Советский ученый, академик Я. Б. Зельдович нашел мюону интересное применение, правда, вероятно, не имеющее практического значения. Вообразим мезодейтерий. В нем вокруг дейтона на близком к нему расстоянии вращается отрицательный мюон. Ядро мезодейтерия благодаря малому радиусу орбиты мезона, который некоторое время находится внутри ядра (на время «заскакивает» в него), электрически почти нейтрально.



Мюоний. Вокруг положительного мюона вращается, как и в атоме водорода, отрицательный электрон.

Оно близко подпускает к себе дейтон, несмотря на его электрический заряд. Появляется принципиальная возможность термоядерной реакции при низкой температуре. Отдельные акты такой реакции наблюдались экспериментально. Если бы мюон жил достаточно долго, не распадался и не захватывался ядрами, один мезон мог бы катализировать много актов термоядерной реакции и процесс получил бы практическое значение.

Положительный мю-мезон может вместе с электроном образовывать своеобразный атом — мюоний. В

мюоний электрон вращается вокруг положительного мюона, как в атоме водорода вокруг протона. Мюоний впервые получили в 1960 г. Для этого в бак из нержавеющей стали, заполненный чистым аргоном до 50 атмосфер, впускали положительные мюоны. Оказалось, что *все* входящие в бак мюоны давали мюоний. О его существовании судили, измеряя поляризацию — определенную ориентацию в пространстве спина мюонов, — до попадания мюонов в аргон и после. В аргоне мюоны, ранее поляризованные, теряли поляризацию, они деполаризовывались. Нормально мюоний находится в $1^2s_{1/2}$ состоянии.

Позже с мюонием был сделан очень тонкий эксперимент. В 1962 г. измерили сверхтонкую структуру, или сверхтонкое расщепление, спектральной линии мюония. Благодаря различной ориентации спина электрона к спине мюона (этих ориентаций возможно две — параллельная и антипараллельная) в нижнем энергетическом состоянии энергия, или частота света, испускаемого мюонием при переходе электрона с верхнего энергетического уровня на самый нижний, может принимать два незначительно отличающихся друг от друга значения. Это явление, как об этом уже говорилось в связи со спектрами водорода, называют сверхтонкой структурой, или сверхтонким расщеплением уровней. Эксперимент дал для мюония сверхтонкое расщепление, в точности совпадающее с вычисленным, в предположении, что мюон есть тяжелый электрон. Этот опыт еще раз подтвердил, что мюоны — тяжелые электроны.

Вернемся к табл. 1. Она включает только одну вполне законченную группу из известных частиц — группу лептонов. Остальные группы представлены в таблице неполностью. Например, существуют *K*-мезоны, не попавшие в табл. 1. Тяжелые частицы — нуклоны — тоже составляют часть более общего класса частиц — барионов. К барионам кроме нуклонов принадлежат гипероны, частицы более тяжелые, чем нуклоны. Они отличаются от нуклонов тем, что они странные частицы. Странность имеет точное определение, физики ее оценивают количественно — некоторым числом. Можно, например, сказать: странность равна нулю, единице, минус двум. В обыденной жизни не принято странность, странное поведение характеризовать числами. Введению

термина «странность», вероятно, способствовала распространенная среди физиков склонность к оригинальной терминологии. Правда, в каждом случае термины выбираются не случайно, свойства странных частиц действительно вызвали всеобщее удивление. Прежде всего никто не ожидал, что они вообще существуют в природе. Появление странных частиц нанесло сильный удар по самоуверенности физиков. Оказалось, не все в природе можно предсказать заранее, как к тому уже начали привыкать. Появление странных частиц еще раз доказало ведущую роль эксперимента, опыта в науке.

Между прочим, отрицательному мюону иногда приписывают странность, равную -1 , странность положительного мюона при этом равна $+1$.

Заинтриговав читателя странными частицами, мы дадим ему возможность отдохнуть, посвятив несколько следующих разделов более простым и знакомым явлениям. Мы займемся свойствами атомов и ядер как «ансамблей» из многих частиц. Именно в таком виде мы сталкиваемся с ними практически. С отдельными частицами встречаются лишь физики.

Читатели, не интересующиеся или хорошо знакомые с явлениями, происходящими в сложных атомах, могут перевернуть несколько страниц и продолжать чтение с очерка «Полный список элементарных частиц».

ЭЛЕКТРОННЫЕ ОБОЛОЧКИ АТОМОВ

Для лучшего усвоения принципа построения электронных оболочек сложных атомов напомним систему квантовых чисел для водорода, применимую к атомам с малым количеством электронов. Главное квантовое число n характеризует номер оболочки. Для первой оболочки оно равно 1, для второй — 2 и т. д. Орбитальное квантовое число l характеризует величину орбитального момента электрона в единицах \hbar . Максимальное значение орбитального квантового числа на единицу меньше главного. Кроме максимального значения орбитальный момент может принимать все значения, отличающиеся друг от друга на единицу, от максимального, до нуля. Состояния с орбитальными моментами, равными 0, 1, 2,

3 и т. д., обозначаются маленькими буквами s, p, d, f и т. д. соответственно. Магнитное квантовое число m отвечает проекции орбитального момента на некое произвольное направление. Проекция может принимать все значения, отличающиеся одно от другого на единицу от l до $-l$. Спиновое квантовое число m_z может принимать два значения в соответствии с двумя ориентировками спина относительно орбитального момента, а если последний равен нулю (s -состояние) — относительно спина ядра. Одно значение спинового числа от другого отличается тоже, конечно, на единицу. При малом количестве электронов в атоме относительно внешнего магнитного поля ориентируется орбитальный момент. Связь между внешним полем и орбитальным моментом оказывается сильнее связи между орбитальным моментом и спиновым.

В атомах с большим числом электронов система квантовых чисел несколько отличается от системы для атома водорода. В них орбитальный момент суммируется со спиновым в общий, или полный, момент количества движения электрона, и этот полный момент принимает различные ориентации относительно внешнего поля. Связь между орбитальным и спиновым моментами оказывается в этом случае сильной. В соответствии со сказанным состояние электрона в атоме характеризуется следующими квантовыми числами: главным квантовым числом n , орбитальным l , полным моментом количества движения j и проекцией полного момента на некое направление m . Здесь сказано на «некое» направление, потому что внешнее магнитное поле может иметь любое направление. В соответствии с этим на какое бы направление ни проектировался полный момент, его проекция может принимать лишь значения, отличающиеся одно от другого на единицу. Максимальное ее значение может быть j , минимальное $-j$. При отсутствии внешнего магнитного поля уровни с различными магнитными квантовыми числами совпадают — они *вырождаются*, но все же число возможных состояний электрона в атоме от этого не уменьшается.

Пусть на какой-то оболочке существует один электрон. В s -состоянии орбитальный момент равен нулю. Поэтому в s -состоянии полный момент равен собственному (спиновому) моменту, т. е. $1/2$. Проекция полного

момента на направление внешнего магнитного поля может при отсутствии орбитального момента принимать лишь два значения: $+1/2$ и $-1/2$. Полное число возможных состояний электрона в этом случае равно 2. В p -состоянии, когда орбитальный момент равен 1, полный момент может принимать два значения: $1/2$, если спин антипараллелен орбитальному моменту, и $3/2$, когда они параллельны. Соответственно проекция полного момента количества движения на направление внешнего поля может принимать значения $1/2$ и $-1/2$, когда полный момент равен $1/2$ и $3/2$, $1/2, -1/2$ и $-3/2$, если он равен $3/2$. Следовательно, если в s -состоянии общее число уровней равно 2, в p -состоянии оно достигает 6. Легко подсчитать число возможных комбинаций для других состояний, для d -состояния оно, например, равно 10.

Система уровней, точнее, состояний, или термов, атома с несколькими электронами строится аналогично системе уровней для одного электрона. Различие состоит в том, что здесь спин — векторная сумма спинов всех электронов S . Полный орбитальный момент — векторная сумма орбитальных моментов всех электронов, он обозначается заглавной буквой L . Полный спиновый и полный орбитальный моменты складываются и дают полный момент количества движения всех электронов J . Полный момент принимает любые значения — от $L+S$ до $L-S$. Проекция каждого из значений полного момента количества движения принимает все значения — от J до $-J$, отличающиеся на единицу.

Когда электронов много и часть из них возбуждена, получается довольно сложная картина уровней, или термов, и спектр сложных электронных оболочек имеет не простую структуру. Мы не будем останавливаться на всех этих тонкостях. Рассмотрим лишь порядок построения таблицы элементов в нормальном, невозбужденном, состоянии. Для этого за основу можно взять возможные состояния одиночного электрона. В табл. 2 (взятой из «Справочника физика-экспериментатора» Д. Кэя и Т. Лэби. М., Изд-во иностр. лит., 1949) выписаны возможные состояния для четырех значений главного квантового числа n .

Периоды в периодической системе элементов Д. И. Менделеева начинаются с заполнения новой оболочки с тем или иным главным квантовым числом.

Таблица 3

Возможные состояния одноэлектронной системы

Главное квантовое число n	1	2	3	4
Орбитальный момент количества движения l	0	0 1 1	0 1 1 2 2	0 1 1 2 2 3 3
Полный момент количества движения j	1/2	1/2 1/2 3/2	1/2 1/2 3/2 3/2 5/2	1/2 1/2 3/2 3/2 5/2 5/2 7/2
Магнитное квантовое число m_l	+1/2 -1/2	От +1/2 + 1/2 + 3/2 до -1/2 -1/2 -3/2	От +1/2 + 1/2 + 3/2 + 5/2 до -1/2 -1/2 -3/2 -5/2	От +1/2 + 1/2 + 3/2 + 5/2 + 7/2 до -1/2 -1/2 -3/2 -5/2 -7/2
Число состояний	2	2 2 4	2 2 4 4 6	2 2 4 4 6 6 8
Полное число состояний	2	8	18	32
Оболочка	K	L	M	N
Подгруппа		I II III	I II III IV V	I II III IV V VI VII

Водород — первый элемент первого периода. На первой оболочке может находиться еще один электрон. Элемент с двумя электронами в $1s$ -состоянии — гелий. На нем заканчивается первый период, имеющий два атома. Атом с заполненной оболочкой — благородный газ. Из табл. 2 видно, что на второй оболочке (главное квантовое число 2) может разместиться восемь электронов, она имеет восемь возможных состояний. Первый электрон, попадая в $2s$ -состояние, образует элемент, аналог водорода — литий. Заполнение следующих уровней дает элементы второго периода системы Д. И. Менделеева, заканчивающегося благородным газом — неоном. У неона всего десять электронов: два из них на первой оболочке, восемь на второй. Элемент с одним из электронов, находящимся на третьей оболочке в s -состоянии, принадлежит тоже к аналогам водорода: это щелочной металл натрий.

С третьей оболочки начинаются некоторые отклонения от простого правила. Теперь полезно рассмотреть табл. 3, из которой видно распределение электронов по оболочкам с различными главными квантовыми числами (Д. Кэй и Т. Лэби. Справочник физика-экспериментатора. М., Изд-во иностр. лит., 1949).

После заполнения на третьей оболочке состояний s и p электроны начинают садиться на четвертую оболочку, хотя на третьей имеются свободные места, правда, с более высоким орбитальным моментом — состояния $3d$; всего на третьей оболочке 18 состояний. Из них два состояния s , шесть состояний p и 10 состояний d . Но электроны не любят состояния d , они охотнее поднимаются на более высокий уровень, лишь бы там было более удобное для них состояние s или, на худой конец, p . Третий период заканчивается аргоном. Четвертый начинается тоже щелочным металлом — калием. Далее в целом периоде идет параллельное, точнее, попеременное заполнение состояний s и p на четвертой оболочке и уровней d на третьей. После заполнения уровней s и p на четвертой оболочке электроны снова предпочитают садиться на s - и p -уровни теперь уже пятой оболочки. Правда, это происходит после заполнения всех d -уровней на третьей оболочке. Но на четвертой еще есть уровни d и f . Вакансий сколько угодно, из 32 мест на четвертой оболочке заполнено лишь 8, и электроны,

Т а б л и ц а 4

Распределение электронов по орбитам, характеризующимся главным квантовым числом n

n		1	2	3	4
Период I					
1	H	1			
2	He	2			
Период II					
3	Li	2	1		
4	Be	2	2		
5	B	2	3		
6	C	2	4		
7	N	2	5		
8	O	2	6		
9	F	2	7		
10	Ne	2	8		
Период III					
11	Na	2	8	1	
12	Mg	2	8	2	
13	Al	2	8	3	
14	Si	2	8	4	
15	P	2	8	5	
16	S	2	8	6	
17	Cl	2	8	7	
18	Ar	2	8	8	
Период IV					
19	K	2	8	8	1
20	Ca	2	8	8	2
21	Sc	2	8	9	2
22	Ti	2	8	10	2
23	V	2	8	11	2
24	Cr	2	8	13	1
25	Mn	2	8	13	2
26	Fe	2	8	14	2
27	Co	2	8	15	2
28	Ni	2	8	16	2
29	Cu	2	8	18	1
30	Zn	2	8	18	2
31	Ga	2	8	18	3
32	Ge	2	8	18	4
33	As	2	8	18	5
34	Se	2	8	18	6
35	Br	2	8	18	7
36	Kr	2	8	18	8

n		1	2	3	4	5	6
Период V							
37	Rb	2	8	18	8	1	
38	Sr	2	8	18	8	2	
39	Y	2	8	18	9	2	
40	Zr	2	8	18	10	2	
41	Nb	2	8	18	12	1	
42	Mo	2	8	18	13	1	
43	Tc	2	8	18	14	1	
44	Ru	2	8	18	15	1	
45	Rh	2	8	18	16	1	
46	Pd	2	8	18	18		
47	Ag	2	8	18	18	1	
48	Cd	2	8	18	18	2	
49	In	2	8	18	18	3	
50	Sn	2	8	18	18	4	
51	Sb	2	8	18	18	5	
52	Te	2	8	18	18	6	
53	J	2	8	18	18	7	
54	Xe	2	8	18	18	8	
Период VI							
55	Cs	2	8	18	18	8	1
56	Ba	2	8	18	18	8	2
57	La	2	8	18	18	9	2
58	Ce	2	8	18	19	9	2
59	Pr	2	8	18	20	9	2
60	Nd	2	8	18	21	9	2
61	Pm	2	8	18	22	9	2
62	Sm	2	8	18	23	9	2
63	Eu	2	8	18	24	9	2
64	Gd	2	8	18	25	9	2
65	Tb	2	8	18	26	9	2
66	Dy	2	8	18	27	9	2
67	Ho	2	8	18	28	9	2
68	Er	2	8	18	29	9	2
69	Tm	2	8	18	30	9	2
70	Yb	2	8	18	31	9	2
71	Lu	2	8	18	32	9	2
72	Hf	2	8	18	32	10	2
73	Ta	2	8	18	32	11	2
74	W	2	8	18	32	12	2
75	Re	2	8	18	32	13	2
		2	8	18	32	14	1
76	Os	2	8	18	32	14	2
		2	8	18	32	15	1
77	Ir	2	8	18	32	15	2
		2	8	18	32	16	1

n		1	2	3	4	5	6	7
Период VI								
78	Pt	2	8	18	32	17	1	
		2	8	18	32	18		
79	Au	2	8	18	32	18	1	
80	Hg	2	8	18	32	18	2	
81	Tl	2	8	18	32	18	3	
82	Pb	2	8	18	32	18	4	
83	Bi	2	8	18	32	18	5	
84	Po	2	8	18	32	18	6	
85	At	2	8	18	32	18	7	
86	Rn	2	8	18	32	18	8	
Период VII								
87	Fr	2	8	18	32	18	8	1
88	Ra	2	8	18	32	18	8	2
89	Ac	2	8	18	32	18	12	2
90	Th	2	8	18	32	18	10	2
91	Pa	2	8	18	32	18	11	2
92	U	2	8	18	32	18	12	2
93	Np	2	8	18	32	22	9	2
94	Pu	2	8	18	32	23	9	2
95	Am	2	8	18	32	24	9	2
96	Cm	2	8	18	32	25	9	2

проявляя своего рода карьеризм, поднимаются на более высокую оболочку. Им очень не нравятся *d*- и *f*-состояния.

Химические свойства элементов зависят от внешних электронов. В шестом периоде (см. табл. 4) наблюдается интересное явление. Начиная с лантана и кончая лютецием, пятнадцать элементов имеют две наружные оболочки (главные квантовые числа 5 и 6), совершенно одинаковые. Каждый из следующих элементов в этой группе образуется в результате заполнения давно пропущенных уровней *d* и *p* на четвертой оболочке. Но четвертая оболочка, когда уже есть электроны на пятой и шестой, тем более что на шестой полностью заполнен *s*-уровень, далека от наружных слоев. Ее заполнение почти не влияет на химические свойства элементов. Вся группа лежит поэтому в одной клетке таблицы Менделеева и носит общее название лантанидов, или редких земель.

Поражает способность к обобщению, которой обладал Д. И. Менделеев, построивший периодическую систему элементов, основываясь только на их химических свойствах. Ведь во времена Менделеева ничего не знали о квантовых числах, энергетических уровнях и тому подобным плодах современной науки.

Любой из электронов в любом из элементов можно поднять на более высокий незанятый уровень, сообщив ему необходимое количество энергии. Обратный переход вызовет излучение кванта энергии, излучение фотона. Если электрон был вырван из одного из нижних уровней, то обратный переход вызовет испускание рентгеновского фотона, обладающего большой энергией и частотой. Наиболее жесткие рентгеновские лучи получаются при переходах с верхних оболочек на самую нижнюю K -оболочку. Переходы между верхними, далекими от ядра уровнями приводят к испусканию видимого света, или фотонов, близких к видимому спектру.

Для перехода электронов с нижних уровней на верхние и с верхних на нижние существует несколько правил отбора. Они выводятся квантовой механикой из строгого анализа вероятностей тех или иных переходов. Мы здесь приведем и попытаемся дать физическое истолкование лишь одного, но самого главного правила. В некоторой степени о нем уже говорилось.

Переходы электронов возможны, если орбитальный момент изменяется на ± 1 ($\Delta L = \pm 1$) и одновременно полный момент количества движения (сумма орбитального и спинового моментов) или изменяется тоже на ± 1 , или не изменяется вовсе. Переходы с изменением орбитального и полного моментов, большим чем на ± 1 , а также переходы без изменения орбитального момента запрещены.

Квантовые запреты становятся понятными, если вспомнить, что фотон имеет момент количества движения, равный 1, и что при рождении или поглощении фотона должен выполняться закон сохранения момента количества движения, как выполняется он при остальных реакциях.

Фотон, имеющий спин, равный единице, может ориентироваться спином в момент вылета из атома параллельно, антипараллельно и перпендикулярно по отношению к полному моменту количества движения атома

в конечном состоянии. Если спин фотона параллелен моменту конечного атома, то для выполнения закона сохранения момента количества движения полный момент в конечном состоянии должен быть на единицу меньше момента в начальном. Это происходит за счет уменьшения на единицу орбитального момента в процессе испускания фотона. При антипараллельной ориентации спина фотона по отношению к моменту конечного атома по той же причине полный и орбитальный моменты конечного атома должны быть на единицу больше моментов начального состояния. Наконец, когда спин фотона перпендикулярен моменту конечного атома, полный момент при испускании фотона меняться не должен. Но орбитальный момент уменьшается на единицу (ведь для образования фотона необходимо откуда-то взять момент, равный единице). Но, несмотря на уменьшение орбитального момента, полный не уменьшается потому, что в процессе излучения спин электрона переворачивается из антипараллельного положения в параллельное. Общий момент поэтому возрастает на единицу, что компенсирует уменьшение орбитального момента, входящего составной частью в полный момент.

Правила отбора — не абсолютные запреты. Мы уже встречались с радиоизлучением водорода, когда орбитальный момент не изменяется. Фотон приобретает момент количества движения за счет переориентации спина. Но этот процесс имеет очень малую вероятность, он происходит очень редко, время излучения (время пребывания в «неудобном» положении) превышает десять миллионов лет.

КВАНТОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ (МАЗЕРЫ И ЛАЗЕРЫ)

Квантовые усилители открыты в 1954 г. советскими учеными, сотрудниками физического института АН СССР им. П. Н. Лебедева, членами-корреспондентами АН СССР Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым, удостоенными за эту работу Ленинской премии. В том же году Дж. Гордон, Х. Цайгер и Ч. Таунс¹ в Колумбийском уни-

¹ Н. Г. Басов, А. М. Прохоров и Ч. Таунс получили за эти работы Нобелевскую премию по физике за 1964 г.

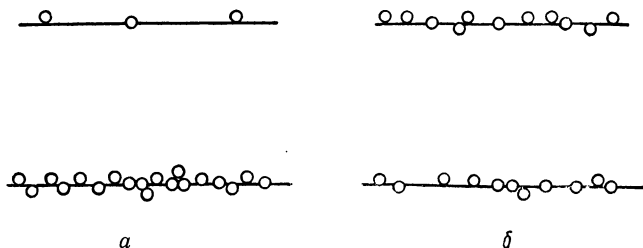
верситете (США) независимо от советских ученых построили квантовый усилитель, по принципу действия не отличающийся от предложенного Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым. С тех пор количество работ по квантовым усилителям нарастало лавинообразно, и сейчас уже можно говорить о возникновении новой науки — квантовой радиофизики.

Наиболее привлекательная черта квантовых усилителей — исключительно низкий уровень посторонних шумов и возможность усиления не только очень коротких радиоволн, но и света. В США, как и у нас, любят сокращенно называют мазерами, а световых волн — лазерами, по первым буквам полных названий: усиление микроволн с помощью индуцированного излучения и усиление световых волн с помощью индуцированного излучения, — написанных, конечно, по-английски.

Очень трудно изложить целую науку на нескольких страницах, поэтому мы дадим лишь общефизическое представление о работе квантовых усилителей. Вообразим два энергетических уровня электрона, хотя в действительности применяются не только электронные уровни. Мы уже знаем, что, облучая атомы светом (фотонами), энергия которых в точности равна энергии, необходимой для перевода атома из нижнего состояния в верхнее, мы поднимаем электроны с нижнего уровня на верхний. Можно ли *все* электроны во *всех* атомах, подвергающихся облучению, перевести с нижнего уровня на верхний? Оказывается, нет. Дело в том, что фотон, попадая на электрон, находящийся на верхнем уровне, сталкивает его вниз, на нижний уровень; атом при этом излучает два фотона: первичный — тот, который столкнул электрон, и другой, обязанный переходу с верхнего уровня на нижний. Это явление, теоретически предсказанное в 1918 г. Эйнштейном, называется индуцированным излучением. Интересно и очень существенно, что оба фотона, или обе волны, испускаемые атомом при индуцированном излучении, совпадают по фазе колебаний — они когерентны. Кроме индуцированного излучения, конечно, существует и спонтанное — электроны, поднятые на верхний уровень, самопроизвольно переходят на нижний. Однако этот процесс происходит относительно медленно, и если интенсивность внешнего облу

чения достаточно велика, интенсивна подсветка, то спонтанным излучением пренебрегают.

Индукцированное излучение происходит с той же вероятностью, что и возбуждение. Поэтому через некоторое время после начала облучения половина атомов в облучаемом объеме оказывается в возбужденном состоянии, другая половина — на нижнем энергетическом уровне. С верхнего уровня сталкивается столько же электронов, сколько поднимается с нижнего уровня на



Распределение электронов по энергетическим уровням:

a — в равновесном состоянии; *b* — при сильной подсветке квантами, энергия которых равна разности энергий между уровнями.

верхний. При этом устанавливается динамическое равновесие. Но пока никакого проку для усиления от этого нет. Ведь усиление будет тогда, когда впускают в усилитель мало фотонов, например один, получают же много.

Усиление можно осуществить, если бы появилась возможность очень быстро собрать в отдельное пространство все атомы, находящиеся в возбужденном состоянии, отделив их от невозбужденных. Тогда фотон, попав в среду только возбужденных атомов, столкнулся бы с верхнего уровня один электрон. Получилось бы два фотона. Если объем закрыт и стенки его отражают фотоны, как их отражает зеркало, то два фотона, отразившись от стенок, столкнулись бы с верхних орбит еще два электрона, получилось бы четыре фотона. Те, отразившись от стенок, дали бы восемь и т. д. — произошло бы прогрессивное усиление излучения до тех пор, пока половина атомов не перешла бы в нижнее энергетическое состояние. На этом усиление прекратилось бы, поскольку с этого момента количество индуцированных переходов с верхнего уровня на нижний сравнялось бы с числом возбуждений — переходов с нижнего уровня на верхний.

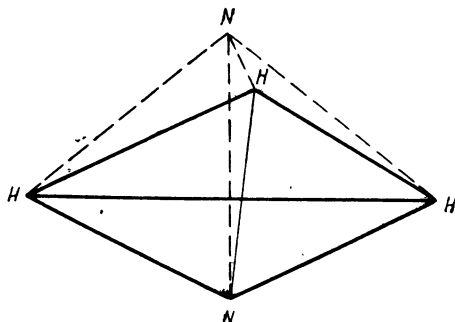
Такого типа квантовые усилители осуществлены, их называют двухуровневыми, поскольку в них используются два энергетических уровня. Практически для постройки таких усилителей берутся не атомы, в которых возбуждается электрон, а применяется молекула аммиака. Эта молекула содержит три атома водорода, размещенных в одной плоскости, составляющей основание трехгранной пирамиды, в вершине которой расположен атом азота. В молекуле аммиака атомы водорода могут вращаться вокруг оси, проходящей через вершину и центр основания пирамиды. Это вращение квантуется: момент количества движения при вращении принимает значения, кратные \hbar . При вращении атомы водорода раздвигаются благодаря центробежной силе. Чем сильнее вращаются атомы водорода, чем больше момент количества движения, тем больше расходятся атомы водорода. Одновременно атом азота колеблется относительно плоскости, в которой размещены и вращаются атомы водорода. При этом возможны колебания, когда атом азота переходит через плоскость, в которой расположены атомы водорода. Такие колебания называют инверсионными, они тоже квантуются. Для различных моментов вращения атомов водорода частота инверсионных колебаний различна. Чем больше момент вращения, тем дальше атомы водорода друг от друга и от атома азота. Сила связи между ними меньше и меньше частота колебаний, так же как и вызывающий их квант.

Для одного из значений момента вращения ($3\hbar$) частота инверсионных колебаний азота — $23\,870,14$ Мгц. Эту частоту используют как несущую (подсветку) и одновременно как усиливаемую.

Молекулы аммиака выпускают из «печи», где они нагреваются до 300°K , т. е. примерно до комнатной температуры. В них возбуждаются всевозможные колебания, среди которых много полезных. Затем пучок пропускают через неоднородное электрическое поле (квадрупольную линзу), выделяющее из общего количества молекул лишь находящиеся в нужном возбужденном энергетическом состоянии. Эти молекулы не только отделяются от ненужных, но и фокусируются и попадают в резонатор, настроенный на частоту колебаний $23\,870,14$ Мгц, где и происходят индуцированные переходы с верхнего уровня на нижний. Резонатор дает

мощный сигнал волн с названной выше частотой. Ей соответствует длина волны около 12,55 мм.

Квантовые усилители описанного типа называют также молекулярными, так как радиоволны в них испускаются молекулами аммиака; их называют еще пучковыми. Происхождение последнего названия также ясно: радиоволны излучаются пучком молекул. Аммиачные усилители, строго говоря, как усилители не применяют-



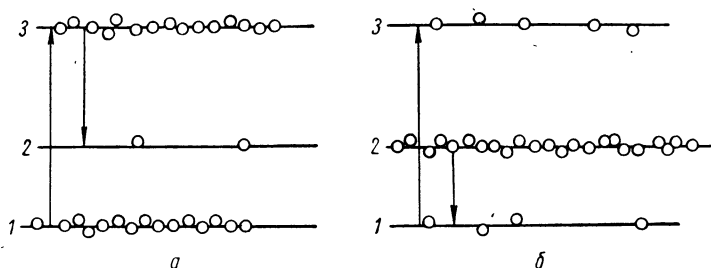
Инверсионные колебания. В молекуле аммиака (NH_3) атом азота может колебаться, пересекая плоскость, в которой расположены атомы водорода. Частота таких колебаний, называемых инверсионными, зависит от момента вращения молекулы вокруг оси, вдоль которой колеблется атом азота. В квантовых генераторах используют частоту 23 870,14 Мгц, появляющуюся при моменте вращения $3\hbar$,

ся, поскольку обладают рядом недостатков, главный из них — возможность работы лишь на одной частоте. Аммиачные квантовые усилители применяют в качестве генераторов стандартной частоты, поэтому лучше их называть квантовыми генераторами.

Кроме двухуровневых квантовых усилителей существуют трехуровневые, имеющие более широкое применение и тоже предложенные нашими соотечественниками Н. Г. Басовым и А. М. Прохоровым.

Пусть между двумя квантовыми уровнями, о которых говорилось до сих пор, существует еще один уровень — третий. Будем возбуждать самый верхний энергетический уровень, переводя на него частицы с самого

нижнего. Для этого облучают вещество, подсвечивают его квантами, энергия которых равна энергии перехода с нижнего уровня на верхний. Мы получим, учитывая, конечно, и индуцированное излучение с верхнего уровня на нижний, одинаковое число частиц в двух крайних состояниях — верхнем и нижнем. Далее возможны два случая, оба они имеют практическое применение. Пусть мы встретились со случаем, когда с верхнего уровня на



Схемы действия трехуровневых квантовых усилителей. В обоих случаях, сообщая энергию, поднимают ионы с уровня 1 на уровень 3. В случае *а* создается «перенаселенность» уровня 3 по отношению к уровню 2; усиливается частота, соответствующая переходу с уровня 3 на 2. В случае *б* ионы спонтанно (самопроизвольно) переходят с уровня 3 на уровень 2. Уровень 2 перенаселен, и по сравнению с уровнем 1 усиливается частота, соответствующая переходу с уровня 2 на уровень 1.

средний (третий) частицы переходят неохотно, вероятность спонтанного перехода мала. Тогда на верхнем уровне по отношению к среднему будет много частиц. Можно этим воспользоваться. Пустив в вещество другую волну, частота, а точнее, энергия которой равна энергии перехода с верхнего уровня на средний, мы получим индуцированное излучение с верхнего уровня на средний, или усиление сигнала, до тех пор пока «заселенность» верхнего и среднего уровней не сравняется. В трехуровневом усилителе энергия квантов подсветки больше энергии усиливаемых квантов.

Но возможен и другой случай: пока мы «перекачиваем» частицы с нижнего энергетического уровня на верхний, облучая их волной подсветки, они самопроизвольно переходят с верхнего уровня на средний. Это происходит, когда время спонтанного перехода с верхнего уровня на средний мало по сравнению со временем

ожидания сигнала, который предстоит усилить. Частицы переходят и накапливаются на среднем уровне. Они, конечно, падают со среднего уровня на нижний, но оттуда подсветкой снова забрасываются на верхний уровень. Постепенно для распределения между верхним и нижним уровнями остается все меньше и меньше частиц. Они «выходят из игры», попадая на средний уровень. Если источник подсветки очень мощный, то вообще большую часть частиц можно «перекачать» на средний уровень. На среднем уровне частиц окажется значительно больше, чем на нижнем. В этом случае, впусив в вещество слабый сигнал, по энергии и частоте совпадающий с энергией и частотой перехода с нижнего уровня на средний, можно вызвать индуцированные переходы со среднего уровня на нижний и осуществить усиление сигнала, по частоте совпадающего с частотой перехода между нижним и средним уровнями. Во втором случае полезно, чтобы расстояние от нижнего уровня до среднего было заметно меньше расстояния от среднего до верхнего. Тогда легче добиться перенаселенности среднего уровня. Вообще, чем ниже уровни, тем они населеннее.

Резонатор, в котором находится вещество, должен быть настроен как на волну подсветки (вспомогательная волна), так и на ту, которую предстоит усилить.

Таков в общих чертах принцип работы трехуровневого квантового усилителя, точнее, двух его разновидностей. Но от принципа до практического осуществления очень далекий путь. Существует несколько способов выбора трех уровней. Известны также различные приемы «подсветки» — перевода частиц с нижнего в верхнее энергетическое состояние.

Мы кратко расскажем лишь о трехуровневом усилителе, когда в качестве уровней энергии пользуются различной ориентацией электронных спинов.

Для трехуровневого квантового усилителя выбирают кристалл, обладающий рядом свойств, на которых мы не останавливаемся. Укажем лишь, что ионы, «вкрапленные» в решетку кристалла, должны быть расположены так, чтобы направления их спинов были более или менее беспорядочны. Ядерный спин иона не должен быть большим, иначе взаимодействие ядерного момента с электронным будет размывать энергетические уровни

электрона, обязанные его спину. А именно эти уровни используют в трехуровневых квантовых усилителях.

В практике применяются кристаллы, содержащие трехкратно ионизированные атомы (ионы) хрома Cr^{3+} ($Z=24$), железа Fe^{3+} ($Z=26$), гадолиния Gd^{3+} ($Z=64$) и ряд других.

Наибольшее применение получил кристалл синтетического рубина. Это окись алюминия (Al_2O_3), в решетку которого «вкраплены» атомы хрома. Хром поглощает желтый, зеленый и фиолетовый цвета спектра. Поэтому через кристалл проходит красный свет. Отсюда знаменитый красный цвет рубина. Чем больше хрома в кристалле, тем темнее рубин. В одном из описанных в литературе квантовых усилителей радиоволн, о котором сейчас пойдет речь, применяется светло-красный рубин с содержанием хрома около 0,1% по отношению к алюминию.

Трехкратно ионизированный атом хрома имеет три электрона на $3d$ -подоболочке. Помещая рубин в магнитное поле, расщепляют его спиновые уровни в соответствии с возможными значениями проекции спина на направление магнитного поля. В магнитном поле появляется несколько уровней энергии иона хрома, три из которых используются для трехуровневого квантового усилителя. Надо вспомнить, что часть ионов будет иметь энергию, соответствующую нижнему из трех выбранных уровней, часть — верхнему и часть — среднему. Поворачивая спин в магнитном поле, можно переводить ионы из одного энергетического состояния в другое. Нам необходимо перевести максимальное число атомов хрома из нижнего состояния в верхнее. Для этого применяют переменное магнитное поле, частота которого совпадает с частотой, необходимой для такого перевода. Это резонансная частота.

Явление резонансного поглощения энергии переменного магнитного поля некоторыми (парамагнитными) веществами, энергии, идущей на переориентацию электронных спинов, точнее, электронных магнитных моментов, открыто в 1945 г. советским ученым, лауреатом Ленинской премии, академиком Е. К. Завойским и получило название электронного парамагнитного резонанса. Это явление используется в некоторых квантовых усилителях для перекачки ионов из нижнего энергетичес-

кого спинового состояния в верхнее. Разность энергий двух ориентаций спина равна энергии кванта волны $h\nu$. Такие усилители поэтому иногда называют квантовыми парамагнитными усилителями. Кроме электронного парамагнитного резонанса известен ядерный парамагнитный резонанс, открытый вслед за электронным. Это поглощение соответствующей частоты переменного электромагнитного поля ядерными магнитами.

В одном из описанных в зарубежной литературе рубиновых парамагнитных усилителей применяется частота возбуждения (или вспомогательная частота) $24\ 200\text{ Мгц}$. Усиливаемая частота, естественно, меньше, она равна 9220 Мгц , что приблизительно соответствует длине волны 3 см .

Фон, или шум квантового усилителя, создается самопроизвольными переходами с верхних уровней на нижние, тепловыми колебаниями в кристаллической решетке и излучением, идущим от стенок резонатора. Тепловые колебания и излучения стенок резонатора — наиболее мощные источники шумов — зависят от температуры кристалла и резонатора. Для уменьшения шумов кристалл вместе с резонатором помещают в жидкий гелий, охлаждая их тем самым до минимальной температуры, доступной в технических устройствах.

Изменяя постоянное магнитное поле, можно раздвигать и сближать энергетические уровни, изменяя тем самым частоту усиливаемой волны. Это большое преимущество трехуровневых усилителей с магнитным полем. Варьируя силу магнитного поля, можно прослушивать или «просматривать» пространство в довольно широком диапазоне миллиметровых и сантиметровых волн. Использование квантовых усилителей целесообразно в основном для специальных целей. Вот некоторые из них: радиоастрономия, исследования в области парамагнитного резонанса, системы связи, основанные на рассеянии радиоволн, радиолокационные системы и наблюдение спутников.

Рубиновый кристалл применяется и для получения очень сильной вспышки когерентных световых лучей. А. Шоулау описывает в «Scientific American» (№ 6, 1961) один из генераторов, в котором применяется темно-красный рубин с содержанием хрома, примерно в десять раз более высоким, чем в предыдущем случае.

Цилиндрический кристалл рубина длиной около 4 и диаметром 0,5 см, торцы которого строго плоскопараллельны, оптически полированы и посеребрены (один сделан совершенным зеркалом, другой полупрозрачен), помещен в жидкий азот и служит источником когерентного излучения. Кристалл облучают очень мощным источником света от импульсной лампы. Свет «поднимает»

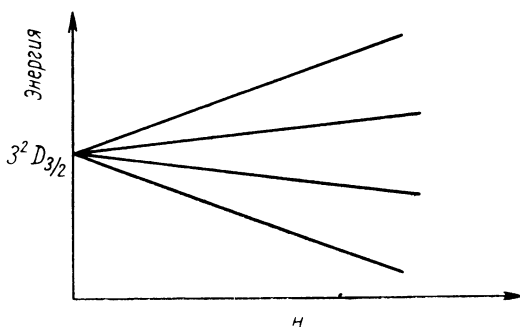


Схема расщепления уровня $3^2D_{3/2}$ во внешнем магнитном поле. С увеличением напряженности магнитного поля растет разница в энергиях между подуровнями, соответствующими различным ориентациям полного момента иона в магнитном поле. Расщепляя в регулируемом магнитном поле два уровня (на рисунке изображен только один уровень), выбирают среди подуровней три и применяют их для квантового парамагнитного усилителя. Такой усилитель способен работать в зависимости от задаваемой напряженности магнитного поля H на волнах различной длины.

электроны на верхний энергетический уровень, возбуждает их. Рубин начинает испускать свет. Кванты, идущие под углом к оси кристалла, выходят и теряются. Кванты, распространяющиеся вдоль оси, вызывают на своем пути индуцированное когерентное излучение. Отразившись от зеркального торца, они продолжают лавину. Свет выходит через полупрозрачный торец наружу параллельным пучком, мощность его в импульсе достигает 10 квт. Пучок расходится очень слабо, угол раствора его порядка $0,5^\circ$. Направленный на Луну без оптической системы, он даст на ней пятно диаметром 400 км. Применение оптической системы позволит уменьшить диаметр пятна до 3 км. Пучок, выходящий из квантового

оптического усилителя, можно сфокусировать линзой в точку диаметром около 0,1 мм. При этом плотность энергии в пересчете на квадратный сантиметр может достигнуть 100 квт.

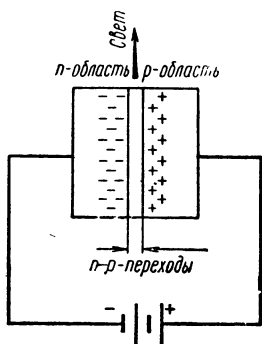
Для квантовых усилителей света применяют и другие материалы, например газы — смесь гелия с неоном.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КВАНТОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ (ЛАЗЕРЫ)

В 1964 г. группа сотрудников Физического института АН СССР (ФИАН), руководимая членом-корреспондентом АН СССР Б. М. Вулом, получила Ленинскую премию за разработку полупроводниковых квантовых генераторов света. Эти устройства обладают коэффициентом полезного действия, приближающимся к 100%. Коэффициент полезного действия квантовых генераторов, газовых и твердых, возбуждаемых вспышкой света, менее одного процента. Полупроводниковые квантовые генераторы могут быть весьма миниатюрными. Первые образцы, сделанные из кристалла арсенида галлия, были размером 0,5 мм. Толщина активной зоны в генераторе порядка нескольких микрон, поэтому размер кристалла для генератора может быть еще меньшим, чем в первых образцах. Кроме арсенида галлия для генерации света применяются арсенид индия, фосфид индия, арсенид-фосфид галлия и другие соединения. Недостатком полупроводниковых лазеров оказывается сравнительно большая ширина (размытость) линии испускаемого света. Генератор на арсениде галлия, работающий при температуре жидкого азота (-196°C), излучает волну длиной 8430 \AA с шириной линии $0,1 \text{ \AA}$. Ширина линии относится к длине волны приблизительно как $1 : 10^5$. В газовых лазерах аналогичное соотношение достигает величины $1 : 10^{10}$ и даже $1 : 10^{11}$. В это отношение входит размытие линии, связанное с внутренними свойствами лазера, а также обусловленное колебаниями погоды и вибрациям фундамента, на котором он установлен. Два одинаковых лазера отличаются по частоте (или по длине излучаемой волны) как $1 : 10^{13}$. Ввиду относительно большой ширины линии полупроводнико-

вые лазеры не применяются там, где требуется строгое постоянство частоты.

Полупроводники принадлежат к IV группе периодической системы элементов (кремний, германий). Полупроводники, состоящие из двух (или трех) химических элементов, образуются из элементов, принадлежащих к III и V группам (арсенид галлия, арсенид индия, арсенид-фосфид галлия), т. е. «в среднем» тоже к IV



Под действием электрического поля электроны и дырки скапливаются у границы между кристаллами, на которой происходят $n-p$ -переходы. Свет излучается вдоль поверхности раздела кристаллов.

В полупроводниковом кристалле есть «лишние» электроны, они очень слабо связаны с кристаллической решеткой. Под внешним воздействием эти электроны легко отделяются и создают электронную проводимость. Лишние электроны возникают, когда к кристаллу из элемента IV группы (германий) примешивают элемент V группы. С атомами германия связываются четыре электрона элемента V группы, пятый электрон оказывается лишним, он и создает электронную проводимость. Если к германию примешать элемент III группы, то одного электрона не хватит для заполнения валентных связей германия, в кристалле образуется «дырка» с положительным зарядом. Под действием электрического поля электрон, соседний с дыркой, перескакивает со своего места и попадает

в дырку. Там, где электрон был раньше, образуется новая дырка, заполняемая новым электроном, и т. д. Дырка перемещается по кристаллу, возникает дырочная электропроводимость. Электронные состояния называют n -состояниями (от слова negative — отрицательный), дырочные состояния называют p -состояниями (positive — положительный).

В сложных кристаллах (арсенид галлия и др.) электронная и дырочная проводимости получаются несколько сложнее, чем говорилось ранее, но и там они возникают от примесей элементов соответственно V и III групп.

В полупроводниковом лазере берут два кристалла: один с электронной проводимостью, другой с дырочной и прикладывают друг к другу гладкими поверхностями. Если к n -кристаллу (электронная проводимость) присоединить отрицательный полюс источника постоянного тока, а к p -кристаллу положительный, то дырки и электроны, отталкиваемые внешним источником, скопятся на границе раздела кристаллов. В этой области электроны станут заполнять дырки (это так называемые n — p -переходы). Но энергия свободных электронов больше энергии электронов, находящихся в дырках. Разница в энергиях излучается в виде света; свет идет вдоль границы, по которой соединяются кристаллы. Если две противоположные плоскости кристалла, перпендикулярные границе раздела, отполированы, то часть света, отражаясь внутрь кристалла, сталкивает электроны в дырки: возникает индуцированное излучение. Потери электронов и дырок компенсируются внешним источником электрического тока. Электрическая энергия непосредственно переходит в световую. Таков в общем принцип работы полупроводникового лазера.

Квантовые усилители, вероятно, вызовут революционные изменения в различных сферах науки и техники. Квантовую радио- и светотехнику ожидает большое будущее.

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ АБСОЛЮТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ

На эту тему написана хорошая популярная статья профессора Д. А. Франк-Каменецкого («Природа», № 3, 1960). Здесь мы дадим лишь представление об этом оригинальном явлении. Это сделать легко, так как читатель уже подготовлен предыдущим очерком к понятию об отрицательной абсолютной температуре.

Мы привыкли к тому, что температура не может опуститься ниже абсолютного нуля и стать отрицательной. Но в действительности это не так, хотя понятие отрицательной температуры выглядит несколько формальным и применимо в ограниченных случаях. Однако это совершенно строгое понятие.

Мы знаем, что спин электрона в атоме может принимать две ориентировки по отношению, например, к ор-

битальному моменту электрона. Энергия электрона зависит от ориентировки спина: при параллельной ориентации она больше, при антипараллельной — меньше. Энергетический уровень электрона расщепляется на два — возникает тонкая структура уровней. Это явление не следует смешивать с расщеплением уровней электрона во внешнем магнитном поле — эффектом Зеемана, который определяется различной ориентацией полного момента (орбитального вместе со спиновым) в магнитном поле. Полный момент может ориентироваться так, что проекция его на направление магнитного поля изменяется на единицу. Пусть орбитальный момент равен двум. Тогда полный момент в зависимости от ориентировки спина расщепляется без внешнего магнитного поля на две величины: $\frac{3}{2}$ (спин и орбитальный момент антипараллельны) и $\frac{5}{2}$ (они параллельны). Это дает тонкую структуру. Но, кроме того, в магнитном поле уровень, соответствующий полному моменту $\frac{3}{2}$, расщепляется (эффект Зеемана) на четыре состояния, соответствующие четырем проекциям полного момента на направление магнитного поля: $\frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, $-\frac{3}{2}$. Расщепление уровня с полным моментом в $\frac{5}{2}$ дает шесть зеемановских линий, отвечающих проекциям, равным $\frac{5}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, $-\frac{3}{2}$, $-\frac{5}{2}$.

Но покончим с отступлением и возвратимся к уровням энергии, определяющим тонкую структуру спектра атома. Тонкая структура наблюдается, как об этом уже говорилось, при отсутствии внешнего магнитного поля. Уровень энергии атома может расщепляться благодаря взаимодействию спинового момента с орбитальным не только на два уровня (образовывать дублет), но и на большее их число. Если в сложной электронной оболочке атома есть два электрона, спины которых параллельны, то суммарный спин равен единице. Он может стать по отношению к орбитальному моменту в три положения: параллельное, антипараллельное и перпендикулярное; суммарный момент при этом будет изменяться при каждой переориентировке на единицу. Уровень расщепится на три уровня — триплет. В атомах с большим числом электронов возможно расщепление на большее количество уровней, более сложная тонкая структура.

Продолжим рассмотрение двух уровней, определяемых спином. Когда атомы благодаря тепловому движе-

нию сталкиваются, они обмениваются энергией, между ними устанавливается, как говорят, тепловое равновесие. Тепловое равновесие устанавливается и между атомами, находящимися на нижнем и верхнем спиновом уровнях энергии. Число частиц в верхнем энергетическом состоянии при равновесии меньше, чем в нижнем, соотношение между числом частиц в двух состояниях зависит от температуры и разницы в энергиях уровней, оно определяется следующей формулой:

$$n_2/n_1 = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}}. \quad (12)$$

Здесь n_2 и n_1 — количества частиц на втором и первом уровнях; E_2 и E_1 — энергии уровней; k — постоянная Больцмана, равная $1,380 \cdot 10^{-16}$ эрг/град; T — абсолютная температура.

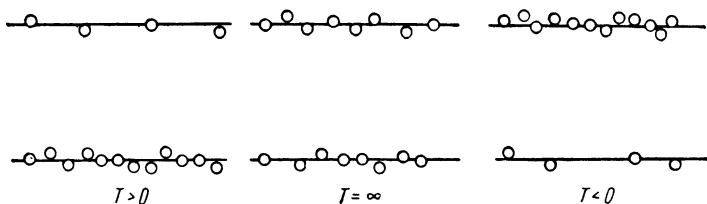
Но распределение электронов (атомов) между спиновыми уровнями энергии может определяться не только тепловыми соударениями, но и другими причинами. Оно может, например, зависеть от интенсивности облучения атомов светом, частота которого равна частоте, необходимой для перевода спина с нижнего уровня на верхний ($\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$). Перевод электронов в верхнее спиновое энергетическое состояние может производиться и внешним переменным магнитным полем, как это делается в квантовых парамагнитных усилителях. Поэтому спиновая температура может отличаться от температуры газа. Во всяком случае, пользуясь написанным выше выражением, вводят понятие спиновой температуры. Прологарифмировав выражение (12), можно написать

$$T = -\frac{E_2 - E_1}{k \ln n_2/n_1}. \quad (13)$$

Между прочим, таким способом иногда определяют не только спиновую температуру, но и температуру любой системы с двумя энергетическими уровнями E_1 и E_2 . Однако сейчас мы будем говорить лишь о спиновой температуре.

Обычно на верхнем уровне всегда меньше частиц, чем на нижнем, поэтому логарифм — отрицательная величина и температура — положительная. Температура

достигает абсолютного нуля, когда логарифм стремится к минус бесконечности, т. е. когда все электроны находятся на нижнем спиновом уровне, на верхнем их нет. Это абсолютный нуль. Если населенность обоих уровней одинакова, то под знаком логарифма находится единица. Логарифм единицы равен нулю, абсолютная температура достигает бесконечности. Вообразим случай,



Положительная, бесконечная и отрицательная абсолютные температуры. При положительной абсолютной температуре ($T > 0$) верхний уровень «заселен» меньше нижнего. Когда оба уровня «заселены» одинаково, абсолютная температура равна бесконечности ($T = \infty$). Если верхний уровень «заселен» больше нижнего, абсолютная температура отрицательна ($T < 0$). Отрицательная, как и бесконечная, температура появляется в неравновесных условиях, когда внешним источником энергии создается перенаселение верхнего энергетического уровня.

когда верхний уровень населен больше нижнего. Тогда под логарифмом стоит величина, превышающая единицу (n_2/n_1 больше единицы), и логарифм принимает положительное значение, а абсолютная температура, согласно выражению (13), становится отрицательной.

Отрицательная абсолютная температура в некотором смысле выше бесконечной. Сначала надо достигнуть бесконечной температуры, потом поднять ее еще выше, и она станет отрицательной. В равновесии этот случай неосуществим, но мы видели как в квантовых усилителях достигаются такие состояния. Собственно, квантовые усилители и стали возможны, когда ученые сумели получать отрицательные абсолютные температуры.

Поместив вещество в магнитное поле и расщепив каждый из спиновых уровней на зеемановские, можно ввести понятие температуры для зеемановских уровней, так же как оно было введено для уровней, определяющих тонкую структуру. Здесь также возможна отрицательная температура, но это уже будет не спиновая

температура, а, если так можно выразиться, отрицательная зеемановская температура.

Рассматривая молекулярный квантовый усилитель на аммиаке, мы ознакомились с возбуждением инверсионных колебаний атома азота в молекуле аммиака. Отделение возбужденных молекул привело к созданию отрицательной температуры инверсионных колебаний атома азота. Во всех рассмотренных случаях существовало ограниченное количество уровней энергии, между которыми распределялись частицы. Если уровней много, то пользоваться понятием неравновесной температуры неудобно, так как у каждой пары уровней будет своя температура. Поэтому понятие отрицательной абсолютной температуры применяется для систем с небольшим количеством энергетических уровней.

Мы уже достаточно много времени потратили на электронную оболочку атома и явления, связанные с происходящими в ней процессами. Уделим некоторое внимание атомному ядру, после чего, как было обещано, возвратимся к элементарным частицам.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ СИНТЕЗА

Следуя афоризму «повторение — мать учения», напомним, что такое энергия связи и дефект массы. Нуклоны в ядре связаны очень большими силами притяжения. Следовательно, для разведения нуклонов на большое расстояние необходимо затратить энергию, равную энергии их связи в ядре. Ядерные силы очень сильно увеличиваются с уменьшением расстояния между нуклонами. Поэтому, чем ближе друг к другу нуклоны, чем плотнее они упакованы, тем больше работы надо совершить для разведения. Когда нуклоны соединяются в ядра, то выделяется энергия связи. Чем плотнее упаковано конечное ядро, тем больше выделяется энергии. Энергия связи уходит в виде излучения, или кинетической энергии ядер, передаваемой через некоторое время другим частицам. Теряя энергию, ядра теряют вместе с ней и массу, величина которой равна энергии, деленной на квадрат скорости света. Поэтому ядро имеет массу, меньшую суммы масс нуклонов, из которых оно составлено. Эта величина называется дефектом массы. Дефект массы выражает энергию, с которой связаны

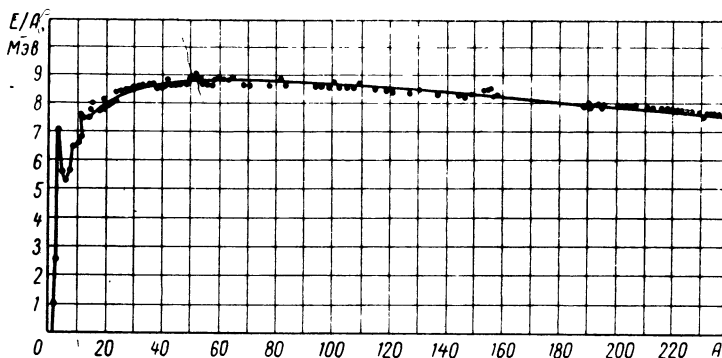
нуклоны в ядре. Чем больше дефект массы, тем выше энергия связи.

У ядер с малым числом нуклонов дефект массы относительно небольшой. По мере увеличения числа частиц растет дефект массы. Но если нуклонов очень много, то в ядре много протонов (оно не может состоять из одних нейтронов) и электрический заряд ядра становится большим. Между протонами возрастают электростатические силы отталкивания, поэтому дефект масс тяжелых ядер уменьшается с увеличением числа нуклонов в ядре. В итоге он максимален для ядер средней массы. Наибольший дефект массы имеют ядра атомов, находящихся в середине таблицы Менделеева, примерно от кремния ($Z=14$) до олова ($Z=50$).

У легких ядер дефект увеличивается по мере возрастания числа нуклонов в ядре не плавно. Первым относительно прочным ядром среди легких ядер оказывается гелий-4. В нем два протона и два нейтрона. Спины протонов, как и спины нейтронов, в ядре гелия антипараллельны, суммарный спин ядра равен нулю. Поэтому в ядре нет сил отталкивания, обязанных спиновым и спин-орбитальным силам, о которых говорилось выше, ядро упаковано наилучшим для такого числа частиц способом. Следующие максимумы в дефекте массы легких ядер наблюдаются там, где число частиц кратно числу частиц, которым обладает гелий-4. Это углерод-12, кислород-16. Спины этих ядер тоже равны нулю. Но строгой закономерности здесь нет, поскольку, как это будет видно ниже, ядра строятся не так примитивно, у них есть свои оболочки, заполняемые не менее хитрым способом, чем заполняются электронные оболочки атомов. Надо сказать, строение ядер, особенно тяжелых, до сих пор не вполне ясно. Их сложность понятна, если вспомнить, что они строятся из частиц двух типов. К тому же общее число частиц в них больше числа электронов в атомах.

Если взять два легких ядра и соединить их вместе, то упаковка конечного ядра будет выше, за счет этого при соединении ядер выделится некоторое количество энергии. Особенно выгодно, если конечным ядром будет ядро гелия или ядро с числом нуклонов, кратным их числу в ядре гелия. Однако ядра более тяжелые, чем изотопы водорода, для реакций синтеза невыгодны, они

имеют большой электрический заряд, и для сближения двух ядер необходимо преодолеть электростатическую силу отталкивания, пропорциональную произведению электрических зарядов ядер. Силу отталкивания можно преодолеть, сообщая ядрам кинетическую энергию. Для этого вещество нагревают и тем самым увеличивают



Энергия связи нуклона в ядре, или дефект массы, приходящийся на один нуклон, максимальна для ядер средней массы.

относительную скорость движения ядер. Даже ядра дейтерия и трития, обладающие наименьшим электрическим зарядом, приходится нагревать до очень высоких температур: до десятков или сотен килоэлектронвольт. Но здесь уже ничего сделать нельзя, ядер с меньшим зарядом, чем у водорода, нет.

Изотопы водорода — дейтерий и тритий — оказываются самыми выгодными материалами для реакций ядерного синтеза. Поскольку соединение ядер получается за счет высокой кинетической энергии, получаемой при нагревании, реакции ядерного синтеза называют термоядерными реакциями.

При соединении двух дейтронов в половине случаев образуется ядро гелия-3 и нейтрон. Выделяется при этой реакции 3,28 МэВ энергии, из которой 2,45 МэВ несет нейтрон. В другой половине случаев соединение двух дейтронов дает протон и ядро трития — тритон. Выделяется при этом 4 МэВ энергии, из которой около 3 МэВ уносит протон. Соединение тритона с дейтроном приво-

дит к образованию ядра гелия-4 и нейтрона. Реакция дает 17,6 Мэв энергии, из которой 14,1 Мэв приходится на нейтрон.

Реакции соединения дейтерия с дейтерием и дейтерия с тритием, точнее, реакции между ядрами этих веществ, осуществляются в водородной бомбе, мощность которой может достигать мощности взрыва десятков, сотен и более миллионов тонн тротила.

Высокая температура, необходимая для термоядерной реакции, в водородной бомбе достигается при помощи взрыва атомной бомбы, в основе которой лежат реакции деления ядер.

Существует поразительный чисто квантовомеханический эффект, позволяющий относительно легко осуществлять термоядерную реакцию — это так называемый туннельный эффект. Для соединения двух дейтронов необходимо их сблизить, преодолев электростатическую силу отталкивания одинаковых по знаку зарядов на такое расстояние, где действуют ядерные силы притяжения. Радиус ядерных сил порядка 1,4 ферми. Учитывая, что размер дейтона несколько больше размера протона, расстояние между центрами двух дейтронов должно быть около 3,5 ферми. Для сближения на такое расстояние при лобовом столкновении дейтону-снаряду необходимо сообщить, если дейтон-мишень покоится, кинетическую энергию около 1 Мэв. При встречном движении двух дейтронов с одинаковой скоростью кинетическая энергия несколько меньше, поскольку при этом продукты столкновения не обладают импульсом и кинетической энергией. Таким образом, энергетическая высота так называемого потенциального барьера, создаваемого электростатическими силами отталкивания, порядка 1 Мэв. С точки зрения классической теории, реагировали бы лишь ядра, обладающие запасом кинетической энергии такого порядка, и дейтерий для перевода через потенциальный барьер пришлось бы нагревать до температуры порядка десяти миллиардов градусов. В действительности заметная реакция идет при температуре, меньшей в сотню раз, — при кинетической энергии налетающего дейтона около 10 кэв. При этой температуре дейтон подходит к другому дейтону на расстояние около 200 ферми, на этом расстоянии ядерные силы притяжения равны нулю, электростатическая сила отталкивания

очень велика. Как же осуществляется реакция синтеза? Здесь придется вспомнить соотношение неопределенностей. По мере приближения летящего дейтона к дейтону-мишени его скорость уменьшается, уменьшается и импульс, равный произведению массы на скорость. В момент максимального сближения импульс, казалось, должен стать равным нулю, т. е. вполне определенным. Это случается, как уже упоминалось, когда дейтоны сближаются на расстояние в 200 ферми. Но согласно соотношению неопределенностей одновременно не существует точного значения импульса и координаты частицы. С приближением импульса к нулю его неопределенность уменьшается, неопределенность в координате частицы растет. В какой-то момент она может достичь и даже превысить 200 ферми. При этом налетающий дейтон с равной вероятностью может оказаться в любой точке сферического объема радиусом 200 ферми или больше, он может оказаться и вблизи ядра-мишени, точнее, в самом ядре. Следовательно, благодаря соотношению неопределенностей существует вероятность реакции синтеза и при энергиях, меньших энергии потенциального барьера. Эта вероятность сильно, как говорят, экспоненциально, возрастает по мере уменьшения разницы между высотой барьера, т. е. энергией, необходимой для «переваливания» через барьер (в данном случае это около 1 Мэв), и относительной кинетической энергией частицы. Реагируя при энергиях, меньших, чем необходимо для преодоления потенциального барьера, частица как бы проходит через туннель в нем: хотя никакого отверстия или туннеля в барьере нет, частица проникает через толщу барьера. Этот эффект и называют туннельным. Он характерен для явлений микромира. Ничего подобного в классической физике, описывающей макромир, нет.

Совершенно аналогичным способом происходит испускание альфа-частиц тяжелыми ядрами. В обычном (невозбужденном) состоянии кинетическая энергия нуклонов внутри ядер меньше их энергии связи. Потенциальная энергия связи зависит от положения частицы внутри ядра, кинетическая — от импульса. Однако положение или координата частицы и ее импульс одновременно не могут иметь определенного значения, их неопределенности связаны соотношением (10). Благодаря этому, как и

при синтезе ядер, для частиц, находящихся внутри ядра, существует туннельный эффект. Есть вероятность вылета частицы из ядра, даже если ее кинетическая энергия меньше энергии связи. Эффект наблюдается в тяжелых ядрах потому, что они упакованы слабее легких ядер и энергия связи в них (барьер) ниже, а кинетическая энергия частицы внутри ядра может быть выше, чем в средних ядрах, поскольку частиц в ядре больше; время от времени кинетическая энергия концентрируется на небольшом числе частиц. Поэтому разница между высотой потенциального барьера и кинетической энергией частиц в тяжелых ядрах может быть заметно меньше, чем в средних и легких по массе. При этом увеличивается вероятность туннельного эффекта. Энергетически выгоднее частицам вылетать из ядра плотно упакованными группами — альфа-частицами. Альфа-распад ядер, а также испускание в некоторых случаях протонов, нейтронов или дейтронов принципиально отличаются от испускания электронов или позитронов — бета-радиоактивности. В первом случае вылетают частицы, уже имеющиеся в ядре. Во втором электроны или позитроны рождаются в нем вместе с антинейтрино или нейтрино в результате слабых взаимодействий, процесса до сих пор не совсем понятного.

Очень существенное значение имело бы осуществление медленной реакции ядерного синтеза, энергию которой можно использовать для промышленных целей. Над этой проблемой работают ученые более двадцати наиболее развитых стран мира. Но пока практических результатов нет. Очень трудно нагреть дейтерий и тритий до необходимых температур в десятки килоэлектронвольт (сотни миллионов градусов). Еще труднее удерживать вещество — это уже новое состояние вещества — плазма — в замкнутом объеме в течение времени, необходимого для реакции синтеза. Природа расставила ученым множество ловушек и препятствий на пути к решению этой исключительно важной и величественной проблемы.

Однако возможности науки неисчерпаемы, она, безусловно, преодолеет все трудности, ученые выберутся из всех «лабиринтов» и «капканов» и дадут человечеству неиссякаемый источник энергии — регулируемую термоядерную реакцию синтеза.

КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА И РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

Тяжелые ядра, такие, как уран, «упакованы» заметно хуже ядер промежуточной массы. Отсюда следует, что если тяжелое ядро разделить на два средних по массе куска, нуклоны в каждом из осколков упакуются плотнее. При этом выделится некоторая энергия. Такая реакция называется ядерной реакцией деления. Реальная возможность реакций деления стала ясной наиболее дальновидным физикам сразу же после открытия нейтрона.

В лаборатории деление ядер впервые было обнаружено немецкими учеными О. Ганом и Ф. Штрасманом в 1938 г. Эти ученые нашли в химически чистом уране, облученном нейтронами, барий ($Z=56$) и лантан ($Z=57$) — элементы, приблизительно вдвое более легкие, чем уран. Новые элементы могли появиться в уране только в результате расщепления последнего под действием нейтронов. Открытие Гана и Штрасмана было подготовлено работами Ирен и Фредерика Жолио-Кюри, обнаруживших в 1934 г. искусственную радиоактивность элементов, а затем нашедших лантан в уране, облученном нейтронами.

Деление урана сопровождается испусканием двух или трех нейтронов, которые могут разделить еще два или три ядра. Количество освободившихся нейтронов увеличивается, под их влиянием возрастает число актов деления, процесс прогрессивно ускоряется, возникает цепная реакция деления — взрыв, — осуществленная в атомной бомбе.

Под влиянием медленных нейтронов делятся только уран-235, уран-233 и искусственный элемент — плутоний-239. Для деления урана-238 необходима более высокая энергия нейтронов, реакция имеет энергетический порог в $1,4 \text{ Мэв}$. Среди нейтронов деления очень мало таких, энергия которых выше $1,4 \text{ Мэв}$. Поэтому уран-238 служит своего рода балластом, его отделяют от более ценного урана-235. В природном уране содержится $0,714\%$ урана-235 и $99,28\%$ урана-238.

Однако уран-238, помещенный вместе с ураном-235 в атомный реактор, поглощает медленный нейтрон и после испускания двух электронов превращается в плуто-

ний-239, делящийся на медленных нейтронах и пригодный для атомной техники.

При делении тяжелого ядра (урана или плутония) освобождается около 200 Мэв энергии, из которой приблизительно 165 Мэв остается в виде кинетической энергии осколков. Часть энергии выделяется при радиоактивном распаде осколков, продолжающемся долгое время и имеющем несколько последовательных ступеней. Для наглядности можно сказать, что расщепление 1 кг урана сопровождается выделением энергии, равной энергии взрыва около 20 000 т тротила или энергии сгорания 2000 т бензина.

Радиус действия ядерных сил очень мал, каждый нуклон поэтому взаимодействует практически только со своими ближайшими соседями. Это свойство ядерных сил позволило советскому ученому, члену-корреспонденту АН СССР Я. И. Френкелю уподобить ядро капле жидкости, в которой частицы тоже взаимодействуют только со своими ближайшими соседями. В 1939 г. Я. И. Френкель и независимо от него Нильс Бор построили теорию деления ядра под влиянием нейтронов, основываясь на капельной модели. Нейтрон не имеет заряда и поэтому, беспрепятственно входя в ядро, отдает ему свою энергию связи, равную приблизительно 8 Мэв. Под влиянием энергии нейтрона ядро — капля электрически заряженной ядерной жидкости — начинает пульсировать и разрывается на два приблизительно одинаковых осколка.

В действительности осколки не равны по массе. От случая к случаю их величина меняется, в среднем один из них близок по массе к 95 нуклонным массам (к молибдену-95), масса другого близка к 140 нуклонным массам; ею обладают изотопы бария и лантана. С помощью капельной модели пока еще не удается объяснить сравнительно большую асимметрию в массе осколков деления. Но работы в этом направлении продолжают, может быть, они устранят эту трудность.

В 1940 г. тогда еще очень молодые ленинградские ученые Г. Н. Флеров и К. А. Петржак открыли самопроизвольное, спонтанное, деление урана — очень медленный процесс: период спонтанного распада урана-238 примерно равен 10^{16} лет. Уран-235 самопроизвольно распадается еще в десять раз медленнее.

Впоследствии обнаружено спонтанное деление многих ядер, оно характеризует нестабильность ядра и имеет статистический характер. Это явление оказалось связанным со способностью ядер делиться под действием нейтронов. Если на графике отложить сечение деления под действием нейтронов различной энергии, то сечение спонтанного деления соответствует точке на кривой с энергией, равной нулю. Следующая точка на кривой отвечает энергии связи нейтрона в ядре (около 8 Мэв).

Чем тяжелее ядро, тем оно менее стабильно. Очень малым временем жизни по отношению к спонтанному делению обладают ядра искусственно созданных элементов — фермия ($Z=100$) и менделевия ($Z=101$). Изотопы этих элементов живут до спонтанного распада всего несколько часов. Еще меньше живут изотопы элементов с $Z=102$ и $Z=103$ (нобелий и лоуренсий).

Спонтанное деление, как и деление под действием нейтронов, согласуется с капельной моделью ядра; ядро, пульсируя, разрывается на две части. Вероятность этого процесса, ввиду отсутствия вводимой извне энергии, очень мала.

Ядерные реакции деления легко поддаются регулировке, и их можно сделать и быстрыми, и медленными. Регулировка ведется как подбором массы делящегося материала и выбором его концентрации, так и с помощью регулировки поглощения нейтронов в зоне реакции. Масса и концентрация активного вещества, а также размеры ядерного реактора выбираются заранее, в зависимости от мощности и назначения реактора. Построенный реактор снабжается поглотителями нейтронов. Введенные в активную зону, они полностью останавливают ядерную реакцию. Частичным удалением поглотителя из активной зоны можно установить тот или иной режим работы реактора, ту или иную его мощность.

В Советском Союзе атомная техника достигла очень высокого уровня. Известные в литературе данные, например многолетняя успешная работа самого мощного в мире корабля с атомными установками — ледокола «Ленин», пуск первой в мире атомной электростанции, свидетельствуют, что Советский Союз находится впереди других стран по использованию атомной энергии.

ОБОЛОЧЕЧНАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Существуют факты, противоречащие капельной структуре ядра. Оно, как электрон и другие частицы микромира, многолико. Ядра с четным числом протонов прочнее ядер с нечетным их числом, распространенность их в природе значительно выше распространенности ядер с нечетным числом протонов. Четное число нейтронов в ядре тоже увеличивает его прочность. Но самыми стабильными, обладающими наибольшей энергией связи оказываются ядра с числом протонов или нейтронов 2, 8, 20, 50, 82. Увеличенную прочность имеют также ядра с числом нейтронов 126 и, по некоторым данным, 138 и 146. Все эти числа называют «магическими». «Магичность» ядер проявляется, в частности, в «нежелании» захватывать нейтроны: сечение захвата нейтронов, сопровождающегося излучением гамма-квантов, у них необычайно мало. Энергия альфа-частиц альфа-радиоактивных магических ядер тоже необычайно мала. Ядра обладают и другими свойствами, указывающими на их повышенную прочность.

По аналогии с электронными уровнями полагают, что и в ядре существуют энергетические уровни, или оболочки, заполняемые парами нуклонов (два протона и два нейтрона), спины которых антипараллельны. Ядра с полностью заполненными оболочками оказываются наиболее прочными, они приобретают «магичность».

Подчеркнем одну особенность тяжелых ядер, вытекающую, как нам кажется, из оболочечной структуры. Почему тяжелые ядра имеют относительно большее число нейтронов, чем средние и легкие по массе? В тяжелых ядрах ввиду большого числа протонов в них начинают играть роль электростатические силы отталкивания. Расстояние между протонами возрастает, энергия связи уменьшается. Нуклоны как бы поднимаются на более высокие энергетические уровни. Более низкие уровни остаются незаполненными, протоны их не могут занять. Их бы могли занять нейтроны, так как у них нет электрического заряда и они не испытывают электростатических сил отталкивания. В этом случае оказывается энергетически более выгодным некоторому числу протонов превратиться в нейтроны и занять свободные низкие энергетические уровни.

В ядрах, если в них имеется некоторый «избыток» протонов, протоны превращаются в нейтроны, испуская позитрон и нейтрино. Этот тип радиоактивности открыт Ирен и Фредериком Жолио-Кюри.

Заметим, что протон обычно устойчив, масса его меньше массы нейтрона и он не может превратиться в нейтрон вне ядра. Для этого ему неоткуда взять энергию. Но в ядре, если протон находится на высоком энергетическом уровне, он может получить энергию, необходимую для превращения в нейтрон, за счет перехода на нижний энергетический уровень. Позитронное излучение возникает обычно у искусственно образованных элементов. Представим тяжелое ядро, в которое с помощью ускорителя мы внедрили протоны или альфа-частицы. В новом, более тяжелом ядре появится «избыток» протонов, которые, распадаясь, и дадут позитронную активность.

Оболочечное строение позволяет понять позитронную радиоактивность и соответственно тот факт, что в тяжелых ядрах нейтронов больше, чем протонов. С помощью этой модели становится ясной и бета-электронная радиоактивность. Нейтрон вне ядра нестабилен. Он, как мы видели, распадается с испусканием электрона в антинейтрино. Но, попав в ядро, он становится стабильным, например, в дейтоне он живет бесконечно долго. В ядре нейтрон и протон непрерывно превращаются друг в друга. Это происходит с большой частотой. Естественно, что нейтрон, обладающий сравнительно большим периодом полураспада, не успевает распасться. Проходит промежуток времени порядка 10^{-24} сек, и нейтрон превращается в протон. Через такое же время совершается обратное превращение. Момент, от которого следует начинать отсчет времени жизни нейтрона по отношению к самопроизвольному распаду, все время смещается, и распад никогда не успевает произойти. Но вообразим ядро, в котором оказалось относительно много нейтронов. Относительно много, значит, больше, чем существует свободных уровней с низкой энергией. Это может произойти в двух случаях. Во-первых, если мы поместим ядро в атомный котел и будем облучать его плотным потоком нейтронов. Ядро, если оно не делится под действием нейтронов, поглощая нейтроны, окажется «переполненным» ими. Во-вторых, избыток нейтронов

образуется при делении тяжелого ядра. Тяжелые ядра содержат заметный избыток нейтронов по отношению к числу протонов. Разделившись, тяжелое ядро превращается в два осколка средней по величине массы, в которых в нормальном состоянии нейтронов почти столько же, сколько и протонов. Но осколки, несмотря на то что два или три нейтрона вылетали из них в момент деления, содержат нейтронов больше, их отношение к протонам соответствует более тяжелому, но не среднему по массе ядру. В средних ядрах нуклоны «рассаживаются» по оболочкам преимущественно парами. Избыточные нейтроны при этом оказываются на более высоких энергетических уровнях, они обособливаются от прочно соединенных пар, вернее, четверок: двух нейтронов и двух протонов, засевших на более выгодных энергетических уровнях. Эти избыточные нейтроны реже взаимодействуют с протонами, реже превращаются в протоны, обмениваясь заряженными пи-мезонами. Появляется вероятность их спонтанного распада и превращения в протон. Превратившись в протон, нейтрон сможет занять более низкий энергетический уровень. Распад нейтрона и электронная (бета) радиоактивность энергетически выгодны, так как нейтрон для этого имеет запас энергии: он тяжелее протона, к тому же он до распада занимает более высокий энергетический уровень.

Размещение ядер по оболочкам и движение их по ним без возмущений становится возможным только благодаря принципу Паули, запрещающему пребывать в данном состоянии на каждом из энергетических уровней больше чем одной частице со спином $1/2$. Благодаря действию этого принципа частицы организованно распределяются по уровням, и если все нижние уровни заняты, ядро не возбуждено, выявляется оболочечная структура ядра. Но она не очень устойчива, так как нуклоны в ядре упакованы достаточно плотно. Взаимодействуя, они легко сталкиваются друг друга с энергетических уровней, оболочечная структура разрушается. Она разрушается, если в ядро извне войдет частица с большой энергией, например нейтрон. При этом уровни возмущаются, нуклоны начинают двигаться беспорядочно, возбужденное ядро скорее похоже на каплю жидкости, чем на стройную оболочечную конструкцию.

Кроме капельной и оболочечной моделей существует еще несколько моделей атомных ядер. Они построены для описания различных свойств ядер. Многоликость атомного ядра не позволяет ограничиться одной-двумя его моделями. Однако оболочечная модель позволяет описать наибольшее число экспериментальных данных с единой точки зрения. Ее авторам, Марии Г. Майер (США) и Г. Иенсену (Гейдельберг, ФРГ), присуждена Нобелевская премия по физике за 1963 г. Строгое теоретическое обоснование оболочечной модели ядра и ее дальнейшее развитие принадлежит советскому ученому, члену-корреспонденту АН СССР А. Б. Мигдалу.

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

Тридцатилетнему немецкому ученому Р. Мёссбауэру удалось в 1958 г. создать, если так можно выразиться, ядерные часы, точность которых настолько велика, что если бы они шли очень долго, они за сто тысяч лет отстали бы или ушли вперед только на одну секунду. Точность их хода примерно равна $1 : 10^{12}$. За это открытие Р. Мёссбауэр получил в 1961 г. Нобелевскую премию.

Возбужденные ядра излучают гамма-лучи — фотоны большой энергии, которым соответствует высокая частота. Фотоны обладают, как мы уже знаем, корпускулярными и волновыми свойствами. Вспоминая о волновых свойствах фотонов, можно их частоту или соответствующий ей период (время) колебаний применить в качестве эталона или измерителя времени.

Ядра испускают фотоны, или гамма-лучи различной энергии. Очень мощные гамма-лучи, излучаемые при переходах нуклонов внутри ядра с верхних энергетических уровней на нижние, не годятся для этой цели. Почему не годятся — мы увидим ниже. Ядро испускает также не очень жесткие гамма-лучи. Ядро — капля ядерной жидкости — может колебаться, оно при этом деформируется, пульсирует. Эти колебания квантуются. Они возбуждаются при поглощении ядром вполне определенной порции энергии — фотона точно известной частоты. При этом ядро переходит на более высокий энергетический уровень. Энергия колебаний может излучаться в виде кванта, ядро испускает фотон и переходит на низ-

ший колебательный энергетический уровень. Вот эти фотоны и применяют в качестве ядерных часов.

Не думая пока о том, как это осуществить на практике, вообразим источник, состоящий из возбужденных ядер, излучающий фотоны данной энергии (частоты). Поместим на некотором расстоянии от него точно такие же ядра, но невозбужденные. Фотоны, испускаемые

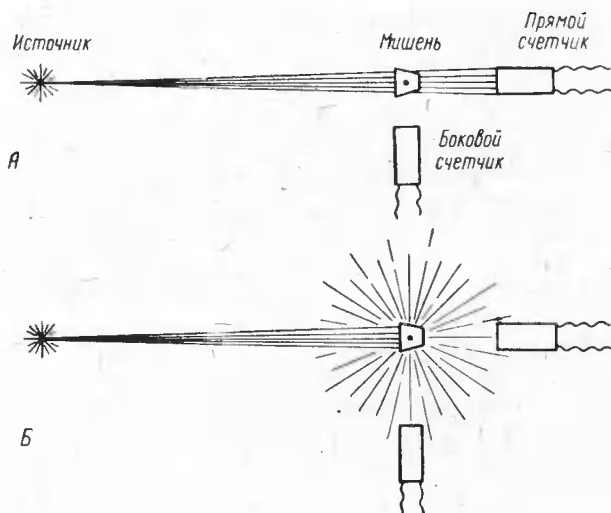


Схема измерений в опыте Мёссбауэра. В случае А резонанса нет: боковой счетчик показаний не дает, считает лишь прямой. В случае Б резонанс есть: боковой счетчик обнаруживает гамма-кванты, излучаемые мишенью вследствие появления резонанса. Показания прямого счетчика уменьшаются по сравнению с показаниями при отсутствии резонанса.

источником, попадая на мишень, будут возбуждать колебания ядер мишени — резонансные колебания. Ядра мишени при резонансе возбуждаются и сами испускают фотоны. Это происходит, если частота фотонов, падающих на мишень, в точности совпадает с частотой, необходимой для возбуждения колебаний. Обнаруживают резонансное поглощение очень легко. Для этого применяют два счетчика фотонов, каждый из которых состоит из кристалла — сцинтиллятора, дающего световую вспышку при попадании в него гамма-частицы, и

фотоумножителя, преобразующего слабый световой сигнал в сравнительно сильный электрический импульс. Один счетчик помещают за мишенью на прямой линии: источник — мишень. Это первый сцинтилляционный счетчик. Второй счетчик тоже направляют на мишень, но располагают его под прямым углом к первому, перпендикулярно к линии: источник — мишень. Если резонанса нет, частота испускаемых источником фотонов не совпадает с частотой возбуждения колебаний в ядрах мишени, боковой счетчик показаний не дает. Прямой регистрирует некую гамма-активность, идущую от источника. Но когда возникает резонанс и мишень начинает поглощать фотоны, прямой счетчик показывает уменьшение количества фотонов, идущих от мишени: часть из них поглощается мишенью. Но мишень начинает сама испускать фотоны. Эти фотоны излучаются равномерно во все стороны, начинает давать показания боковой счетчик. Итак, повторим: в отсутствие резонансного поглощения прямой счетчик дает большие показания, соответствующие непоглощенному в мишени потоку фотонов. Боковой при этом не показывает ничего. При возникновении резонансного поглощения прямой счетчик указывает на ослабление прямого потока, боковой начинает считать фотоны, идущие от мишени, появляющиеся при резонансном поглощении прямых фотонов.

Следовательно, если мишень излучает фотоны, то и те, и другие ядерные часы (и источник, и мишень) дают одинаковые показания. Частоты в точности совпадают. Как только частота — время — расходится, один из маятников качается быстрее, резонанс исчезает, мишень перестает поглощать и излучать. Это свидетельствует о различном ходе времени в двух местах: в одном — где стоит излучатель, в другом — где находится мишень.

Читатель уже догадался, что с помощью ядерных часов можно проверять различные эффекты, следующие из теории относительности, разработанной А. Эйнштейном: такие эффекты, как, например, замедление хода времени на движущемся объекте, предсказанное специальной теорией относительности, ускорение времени при усилении гравитационного поля и замедление его при ослаблении гравитационных сил, предсказываемое об-

щей теорией относительности. Однако здесь мы не будем касаться теории относительности, о ней написано очень много хороших книг. Скажем лишь, что, по нашему мнению, замедление хода времени, предсказываемое специальной теорией относительности, ни у кого не вызывает сомнений, этот эффект достаточно точно проверен экспериментально по времени жизни мю-мезонов, оказавшемся более длительным у летящих мезонов, чем у заторможенных. Что касается общей теории относительности, то специалисты утверждают, что здесь количественные измерения очень полезны.

Однако возвратимся к работе Р. Мёссбауэра. До сих пор мы о ней еще ничего не говорили. Способ измерения времени, описанный в общих чертах выше, вернее, способ сравнения хода двух ядерных часов был известен давно. Но на пути его осуществления до работы Р. Мёссбауэра, казалось, стояли непреодолимые препятствия.

Прежде всего, энергия излучаемого (как и поглощаемого) фотона не строго одинакова, в ее величине есть неопределенность: спектральная линия испускания (и поглощения) имеет некоторую ширину, от которой зависит точность измерения частоты фотона или периода связанных с ним колебаний.

Неопределенность в энергии возбужденного состояния ядра зависит, согласно принципу неопределенности, от времени пребывания ядра в возбужденном состоянии или, что то же самое, от времени жизни ядра по отношению к испусканию фотона. Чем меньше ядро находится в возбужденном состоянии, тем больше неопределенность в энергии возбуждения, тем больше изменяются от случая к случаю энергия и частота испускаемого фотона, тем хуже ядерные часы. Расчет показывает, что если гамма-частицы испускаются после времени пребывания ядра в возбужденном состоянии, сравнимом со временем, характерным для внутриядерных процессов (10^{-23} сек), то при подходящих для опыта энергиях фотонов разброс в энергиях (и частотах), ее неопределенность настолько велика, что точность часов совершенно неудовлетворительна. Что толку от часов, маятник которых качается с неопределенным периодом колебаний! Следовательно, для ядерных часов необходимы ядра, находящиеся в возбужденном состоянии достаточно

долго. Конечно, долго по сравнению с ядерным временем. Такие относительно долгоживущие возбужденные ядра, как и те, в которые они переходят после излучения фотона, называют изомерными ядрами. Ядерная изомерия открыта в 1936 г. советским академиком И. В. Курчатовым. Время жизни возбужденных изомерных ядер до перехода их в невозбужденное состояние может достигать нескольких лет. Наиболее короткое время, зарегистрированное до сих пор, — порядка 10^{-8} сек — все же на много порядков выше характерного ядерного времени (10^{-23} сек).

Удобным для ядерных часов считается изотоп железа — железо-57, живущее в возбужденном состоянии около 10^{-7} сек, энергия испускаемого им фотона равна приблизительно 14 кэв.

Разделив квант действия \hbar на время жизни возбужденного железа-57, находим неопределенность в энергии, равную $1,05 \cdot 10^{-27} / 10^{-7} = 10^{-20}$ эрг, или примерно $0,6 \cdot 10^{-8}$ эв. Такова ширина уровня, таков разброс в энергии излучаемого и поглощаемого фотона. Но сама энергия фотона равна 14 кэв. Следовательно, разброс относится ко всей энергии приблизительно, как 1 к 10^{12} . Но энергия равна частоте, умноженной на квант действия $h\nu$; частота пропорциональна энергии. Отсюда и точность часов по частоте составляет единицу на 10^{12} , или единицу по отношению к миллиону миллионов.

Казалось бы, все хорошо, точность обеспечена. Но следует учесть еще один эффект, в корне портящий точность часов. Теперь наконец мы подошли очень близко к сути дела. Фотон, вылетая из ядра, обладает импульсом, или количеством движения. При излучении суммарное количество движения системы ядро — фотон должно сохраняться; оно должно быть таким же, как у ядра до излучения, т. е. равным нулю. Поэтому в соответствии с законом сохранения количества движения ядро в момент вылета фотона получает такой же, как и фотон, импульс, но направленный в противоположную сторону. В сумме с импульсом фотона импульс ядра даст нуль, как и было до излучения. Но при этом ядро приобретает некоторую кинетическую энергию: энергия излучения распределяется между фотоном и ядром. Кинетическая энергия частицы равна квадрату ее импульса, деленному на удвоенную массу. Чем меньше

масса ядра, тем большую долю энергии оно уносит при излучении. Распределение энергии между ядром и фотоном обратно пропорционально их массам. Массу фотона можно найти, разделив его энергию на квадрат скорости света. Масса ядра железа-57 известна. Проведя несложные вычисления, находим, что масса ядра приблизительно в $2 \cdot 10^6$ раз больше массы фотона (в два миллиона раз). Таким образом, благодаря отдаче, такой же по природе, как отдача при выстреле ружья, ядро уносит энергию излучения, равную $14 \cdot 10^3 / 2 \cdot 10^6 = 7 \cdot 10^{-3}$ эв. Это уже не так мало, во всяком случае во много раз больше неопределенности в энергии фотона (энергии возбужденного состояния ядра), равной примерно 10^{-8} эв. Благодаря такой потере резонанс нарушается, в данном случае энергия фотона оказывается уже недостаточной для возбуждения ядра железа-57 в мишени. Но надо иметь в виду, что при попадании фотона в ядро мишени и оно, согласно закону сохранения импульсов, приобретает импульс, равный импульсу фотона. Вместе с импульсом к ядру должно переходить в виде поступательной кинетической энергии еще около $7 \cdot 10^{-3}$ эв, на возбуждение колебаний остается еще меньше энергии. Вследствие отдачи при испускании фотона и увеличению импульса ядра при его поглощении мишенью, казалось, исчезла всякая надежда на получение резонансного поглощения. Между прочим, приведенные здесь оценки экспериментально подтвердились опытами, в которых источник, размещенный на центрифуге, приближался к мишени со скоростью, необходимой для компенсации указанных потерь энергии. Резонанс при расчетной скорости восстанавливался. Этим подтверждался механизм утечки энергии, но практической пользы от такой компенсации скоростью не было никакой. Часы нельзя было применять. Да к тому же вносились ошибки, связанные с эффектами, предсказанными теорией относительности. А их-то, эти эффекты, между прочим, и собирались изучать с помощью ядерных часов.

Для устранения отдачи, во всяком случае для уменьшения ее роли, следовало в максимальной степени увеличить массу ядра. Мёссбауэр догадался связать ядро в кристаллической решетке и передавать тем самым импульс отдачи не одиночному ядру, а целой системе из

многих ядер — кристаллу. Масса системы при этом неизмеримо возросла; энергия, передаваемая ядрам, соответственно уменьшилась, отрицательная роль отдачи ядра практически была устранена. Аналогичным образом укрепляются ядра и в мишени. Надо иметь в виду, если энергия фотона слишком велика, ядро силой отдачи может быть выбито из кристаллической решетки, и ее полезная роль при этом пропадет. Поэтому энергия фотона не может быть, как об этом говорилось выше, очень большой.

Ядра в кристаллической решетке под действием тепла колеблются. Двигаясь навстречу мишени, они могут увеличивать энергию фотона, двигаясь от нее, они ее уменьшают. Таким же способом изменяют необходимую для возбуждения ядра энергию и тепловые колебания ядер мишени. Они расстраивают резонанс. Для устранения тепловых колебаний кристалл охлаждается жидким азотом. При очень низкой температуре ярче вырисовываются квантовые эффекты. Для возбуждения тех или иных колебаний ядер в решетке, которые тоже квантуются, необходима энергия, превышающая энергию соответствующих квантов. Но если температура низка (пусть она даже не будет равна абсолютному нулю), колебания возбуждаться не будут, поскольку имеющееся в распоряжении количество тепловой энергии недостаточно для возбуждения колебательного уровня. Здесь по этому поводу говорятся только слова. Но существуют и соответствующие расчеты. Во всяком случае в кристалле атомы железа-57 держатся достаточно прочно, при температуре жидкого азота они практически неподвижны, и фотоны, вылетающие из источника, резонансно поглощаются покоящейся по отношению к источнику мишенью.

Ну, а если мишень движется? При относительной скорости источника и мишени (несущественно, сближаются они или удаляются друг от друга) всего в 1 мм/сек резонанс в железе-57 исчезает. Но при дальнейшем увеличении относительной скорости примерно до 2—3 мм/сек резонанс снова появляется, но несколько более слабый, чем прежде. Появление рядом с основной линией нескольких смежных объясняется сверхтонким расщеплением энергетического уровня на несколько подуровней, связанным с различной ориентацией ядерных магнитов в собственном магнитном поле кристал-

лической решетки. Проекция ядерного спина может принимать лишь значения, как мы уже знаем, отличные друг от друга на единицу. Вследствие этого составляющая магнитного момента на направление внешнего поля (в данном случае магнитного поля решетки) имеет дискретные значения. Поэтому энергия основного колебательного уровня расщепляется, она делается несколько большей, когда составляющая ядерного магнита направлена так, что его северный полюс смотрит туда же, куда смотрит северный полюс магнита решетки. Энергия меньше, если они ориентированы в противоположные стороны.

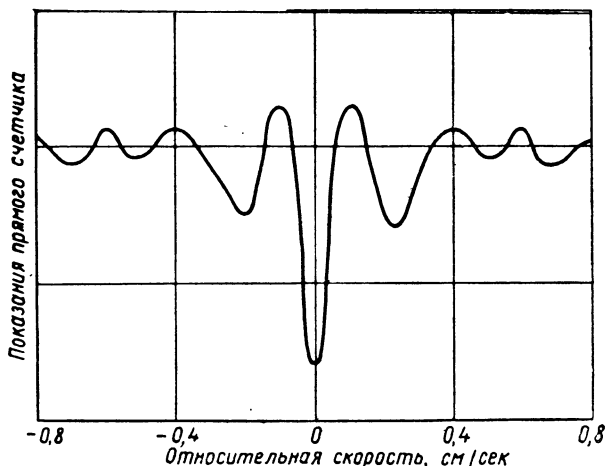
Между прочим, свертонкая структура колебательных резонансных линий, которую можно определять, исследуя возникновение побочных резонансов в зависимости от относительной скорости мишени и источника, служит хорошим методом определения магнитных моментов ядер.

Резонансное поглощение, как уже было сказано, очень чувствительно к относительной скорости излучателя и поглотителя, оно исчезает уже при скорости порядка 1 мм/сек. Такая высокая чувствительность метода позволяет применять его для исследования предсказываемого специальной теорией относительности замедления времени на объектах, движущихся относительно неподвижного наблюдателя.

Остается сказать, откуда берут изомер железа-57. Ведь он живет всего около 10^{-7} сек. Как практически с ним обращаться, если он так быстро распадается? В действительности в качестве источника гамма-лучей пользуются изотопом кобальта, радиоактивным кобальтом-57, обладающим периодом полураспада в 270 дней и после испускания электрона (и, конечно, антинейтрино) превращающимся в возбужденный изомер железа-57. Таким образом, изомер железа, испускающий необходимые гамма-лучи, получается на месте, прямо в установке, в результате распада кобальта. Для мишени же применяют железо-57, оно содержится в обычном железе в количестве 2,2%.

С помощью ядерных часов проверяли выводы из общей теории относительности, не выходя из здания физической лаборатории. Согласно общей теории относительности, как уже говорилось, гравитационные силы

вливают на ход времени. Вообразим источник гамма-лучей — ядерные часы — размещенным в верхней части лестничного пролета. Фотоны, пришедшие сверху в нижнюю часть лестничного пролета, имеют более высокую частоту (синее смещение), чем находящиеся в строгом резонансе с ядрами мишени; их энергия больше



Сверхтонкое расщепление энергетических уровней ядра.

Если мишень приближается к источнику (скорость положительна) или удаляется от него, то кроме главного максимума резонансного поглощения гамма-квантов мишенью (большой провал при скорости, равной нулю на кривой, указывающей зависимость показаний прямого счетчика от относительной скорости источника и мишени) появляются дополнительные максимумы поглощения в результате сверхтонкого расщепления энергетических уровней ядра, происходящего вследствие различной ориентации ядерных магнитов в магнитном поле кристаллической решетки.

обычной. Происходит это потому, что фотон, пролетая сверху вниз, увеличивает под действием силы тяжести свою энергию. Ускориться он не мог, он и до этого двигался с максимально возможной скоростью — скоростью света. Гравитационное поле Земли увеличивает его энергию, повышает его массу. Увеличенной энергии соответствует более высокая частота, и наблюдателю, следящему за ядерными часами на первом этаже, ка-

жется, что его часы идут медленнее часов, установленных на верхнем этаже, или, если он человек самолюбивый, какими бывают обладатели всякого рода очень хороших часов, он будет утверждать, что спешат часы, установленные на верхнем этаже. Его часы отстать не могут: они, конечно, самые точные в мире! Но, как ни обидно обладателю часов на нижнем этаже, его часы действительно отстают: время на нижнем этаже в самом деле идет быстрее, чем показывают его часы. Описываемый эффект настолько мал, что в приведенном примере резонанс исчезает не полностью (изменение частоты лежит внутри ширины линии), он только несколько ослабляется.

Точность проверки выводов из общей теории относительности еще не очень велика. В лабораторных измерениях пока удалось лишь качественно установить существование эффектов, предсказанных Эйнштейном. Более точные результаты, вероятно, не заставят себя ждать.

Помимо железа-57 существует еще несколько десятков изомеров. Многие из них пригодны для исследования резонансного поглощения гамма-квантов ядрами. Эффект Мёссбауэра стал мощным средством исследования свойств твердого тела. Помещая ядра в различные кристаллические решетки, можно определять по исчезновению резонанса энергию, при которой ядра выбиваются из решетки. Так находят силу связи ядра в решетке.

Однако ограничимся описанием атомов и атомных ядер и возвратимся к элементарным частицам.

ПОЛНЫЙ СПИСОК ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Если не считать короткоживущих резонансных частиц, таких, как омега-ноль-частица, и других, занимающих несколько обособленное место среди остальных элементарных частиц, то общее количество элементарных частиц, как экспериментально обнаруженных, так и тех, существование которых не вызывает сомнения, равно тридцати четырем. В это число входят и античастицы — полноценные строительные материалы Вселенной. Шестнадцать из них нам уже известны (см. табл. 2); все они несут определенные обязанности. Из

одних строится вещество и антивещество, другие служат связывающим материалом, третьи так или иначе участвуют в процессах превращения одних частиц в другие. Перечислим их кратко.

Две частицы из шестнадцати — фотон и нейтральный пи-мезон — являются одновременно и частицами, и античастицами. Кроме них, мы встречались с двумя нейтрино, электроном, отрицательным мю-мезоном, положительным пи-мезоном, протоном и нейтроном. Все названные семь частиц имеют античастицы: два антинейтрино, позитрон, положительный мю-мезон, отрицательный пи-мезон, антипротон и антинейтрон.

Но, кроме перечисленных шестнадцати частиц, существует еще восемнадцать: два K -мезона (K^+ и K^0) и их античастицы, а также семь гиперонов (Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 , Ω^-) со своими семью антигиперонами. Место этих частиц в строении вещества (и антивещества) не ясно. Нуклоны вместе с гиперонами образуют семейство барионов — тяжелых частиц. K -мезоны и гипероны называются странными частицами. Это название возникло не только потому, что эти частицы появились неожиданно, так сказать, оказались незваными. Странность имеет точное физическое определение и характеризуется числом. Но к этому мы еще возвратимся после некоторой подготовки.

В табл. 5 перечислены все тридцать четыре частицы, о которых только что говорилось.

Кроме массы в единицах электронных масс в таблице указаны значения массы в мегаэлектронвольтах. Они получены умножением массы покоя частицы на квадрат скорости света.

Всякая элементарная частица характеризуется массой, средней продолжительностью жизни, если она нестабильна, электрическим зарядом. Заряд известных частиц равен заряду электрона, заряду позитрона или нулю. Мы уже знаем, что нейтрон в среднем нейтрален, но различные его области заряжены как отрицательно, так и положительно. Элементарные частицы с зарядом, превышающим заряд электрона (положительного или отрицательного), неизвестны. Однако обнаружены резонансные частицы — барионы — с зарядом, равным двум зарядам позитрона. О них говорится в очерке о резонансных частицах.

Существенной характеристикой частиц служит их спин, выражаемый в единицах \hbar (кванта действия h , деленного на 2π). Известны частицы со спином, равным $1/2$, 0 и 1. Частицы со спином $1/2$ — фермионы — большие «индивидуалисты». В любом из состояний может находиться не больше одного фермиона. Частицы со спином, равным 0 или 1, — бозоны. В любом из состояний может находиться сколько угодно бозонов.

Таблица 5

Элементарные частицы

Класс частиц	Символ частицы	Символ античастицы	Спин	Масса		Среднее время жизни, сек
				Мэв	э. м.	
Фотон	γ	$\tilde{\gamma}$	1	0	0	Стабилен
Лептоны	ν_e	$\tilde{\nu}_e$	1/2	0	0	»
	ν_μ	$\tilde{\nu}_\mu$	1/2	0	0	»
	e^-	e^+	1/2	0,511	1	»
Мезоны	μ^-	μ^+	1/2	105,7	206,8	$2,2 \cdot 10^{-6}$
	π^0	π^0	0	135,0	264,2	$1,9 \cdot 10^{-16}$
	π^+	π^-	0	139,6	273,2	$2,5 \cdot 10^{-8}$
	K^+	K^-	0	493,9	966,6	$1,2 \cdot 10^{-8}$
	K^0	\tilde{K}^0	0	497,8	974,8	$1,0 \cdot 10^{-10}$ (K_1^0) $6 \cdot 10^{-8}$ (K_2^0)
Барионы: нуклоны	p	\tilde{p}	1/2	938,2	1836,1	Стабилен
	n	\tilde{n}	1/2	939,5	1838,6	$1,01 \cdot 10^3$
гипероны	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	1/2	1115,4	2182,8	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	1/2	1189,5	2327,7	$0,8 \cdot 10^{-10}$
	Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	1/2	1191,5	2331,8	$< 10^{-11}$
	Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1/2	1196,0	2340,6	$1,6 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	1/2	1311 ± 8	2566	$\sim 1,5 \cdot 10^{-10}$
	Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1/2	1318	2580,2	$1,3 \cdot 10^{-10}$
Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	3/2	1686 ± 12	3300	$\sim 10^{-10}$	

Но кроме перечисленных и знакомых читателю характеристик элементарных частиц существует еще две квантовые характеристики или два квантовых числа, которыми частицы могут отличаться друг от друга. Эти числа очень существенны не только для описания свойств частиц, но и для выяснения способов и возмож-

ностей взаимодействия между частицами и превращения их друг в друга. Эти характеристики — изотопический спин и странность.

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН

Ядерные силы между протоном и нейтроном, нейтроном и нейтроном и протоном и протоном, как это было видно выше, возникают в результате действия виртуальных мезонов, в одних случаях заряженных, в других — нейтральных. Между протонами, кроме того, существует электростатическая сила отталкивания, но сейчас речь идет о специфических ядерных силах. Электростатические и электромагнитные эффекты (относительно слабые) лишь искажают, но не очень сильно, действие ядерных сил. Приняв такую точку зрения, можно забыть об относительно небольшом различии между нейтроном и протоном. Отсюда и возникло общее для этих двух частиц название — нуклон. Более того, еще в начале тридцатых годов В. Гейзенберг предложил считать протон и нейтрон различными состояниями одной и той же частицы. Для отличия одной из них от другой Гейзенберг ввел квантовое число — изотопический спин, равный для нуклона $1/2$. Изотопический спин может принимать два значения, отличающиеся одно от другого на единицу: $+1/2$ и $-1/2$. При значении изотопического спина $+1/2$ нуклон становится протоном, а при $-1/2$ — нейтроном. Протон и нейтрон в соответствии с двумя возможными видами нуклона образуют изотопический дублет. Значения изотопического спина $+1/2$ и $-1/2$ называют зетовыми проекциями или зетовыми составляющими изотопического спина.

Надо сказать, что термин «изотопический спин» выбран крайне неудачно, он вызывает какие-то мысли об изотопах и о вращении. В действительности нейтрон и протон нельзя назвать изотопами. Изотопы — элементы с одинаковым зарядом и различными массами, нейтрон же и протон имеют различные заряды и почти одинаковые массы. Нейтроны и протоны никак нельзя назвать изотопами, скорее, это изобары — различные по заряду элементы одинаковой массы. Поэтому термин изотопический спин пытались заменить на «изобарический спин», но новый термин не прижился. В различии между

нейтроном и протоном нет ничего связанного с вращением, поэтому слово спин тоже неудачно. Единственным оправданием здесь служит формально-математическое сходство. С изотопическим спином математически оперируют так же, как и с обычным спином. В частности, проекции обычного спина на направление магнитного поля называют зетовыми составляющими, они квантуются и принимают значения, отличные одно от другого на единицу. Аналогичным образом квантуются и принимают значения, отличные на единицу, составляющие изотопического спина, хотя никакого зетового направления в пространстве здесь нет. Направление существует в некоем условном изотопическом пространстве.

Для нуклона электрический заряд, выраженный в зарядах протона (заряд протона равен единице), связан с проекцией изотопического спина соотношением

$$Q = 1/2 + I_z. \quad (14)$$

Отсюда, если подставить значения I_z , протон имеет заряд 1, нейтрон — 0 (для протона $I_z = 1/2$, для нейтрона $I_z = -1/2$).

Нуклон — изотопический дублет — расщепляется на два состояния — протон и нейтрон. Но эти состояния имеют не только различный электрический заряд. Благодаря различию в заряде нуклон в каждом из состояний должен несколько иначе взаимодействовать с другими частицами и иметь в этих состояниях различную энергию и, следовательно, различную массу. Действительно, массы протона и нейтрона различаются примерно на три электронные массы, или на 0,16%. Отличие и должно быть в пределах процентов, так как электромагнитные взаимодействия на 2—3 порядка слабее ядерных (мезонных, или сильных).

Понятие изотопического спина возникло при анализе ядерных сил, их зарядовой независимости. Естественно, оно применимо только к частицам, участвующим в сильных взаимодействиях. По отношению к лептонам и фотону это понятие не имеет никакого смысла. Из уже знакомых частиц в сильных взаимодействиях участвуют пи-мезоны, они «склеивают» нуклоны. Пи-мезоны образуют изотопический триплет. Сразу же можно догадаться, что изотопический спин пиона равен единице. Только единица может дать три проекции, отличающие-

ся друг от друга на единицу: $+1$, 0 и -1 . Этим трем значениям зетовой составляющей изотопического спина отвечают положительный, нейтральный и отрицательный пи-мезоны. Для пи-мезонов заряд равен зетовой составляющей изотопического спина. Как и следует ожидать, масса нейтрального пи-мезона отличается от массы заряженных. Эта разница (около 9 э.м.) порядка 3,3%, она также связана с различием в заряде.

Прежде чем обратиться к новым частицам, надо вспомнить об антинейтроне и антипротоне. Эта пара тоже образует изотопический дублет. Изотопический спин ее равен $1/2$, а составляющая $-1/2$ маркирует антипротон, $+1/2$ — антинейтрон. Для антинуклонов заряд равен

$$Q = -1/2 + I_z. \quad (15)$$

Существует так называемое барионное число B , равное для нуклона $+1$, для антинуклона -1 и пи-мезонов 0 . Заряд частицы при помощи барионного числа и зетовой составляющей изотопического спина определяется как

$$Q = 1/2B + I_z. \quad (16)$$

Интересно, что в пи-мезонном изотопическом триплете объединены и частицы, и античастицы. В то же время нуклоны и антинуклоны разъединены по различным дублетам, хотя их масса одинакова. Почему так случилось? Дело в том, что четыре частицы — два нуклона и два антинуклона — нельзя объединить в один квадруплет. Его изотопический спин был бы тогда равен $3/2$, а зетовые составляющие для нейтрона и антинейтрона имели бы различные знаки $+1/2$ и $-1/2$. Но нейтрон и антинейтрон не имеют зарядов, оба они нейтральны, и им нельзя приписывать различные знаки зетовых составляющих в одном мультиплете. Существование нейтральной частицы и парной ей нейтральной античастицы заставляет делить частицы и античастицы на различные мультиплеты. Пи-мезоны составляют счастливое исключение. Нейтральный пи-мезон есть одновременно частица и античастица. Это обстоятельство позволяет объединить все пи-мезоны в один изотопический триплет.

В табл. 6 приведены значения изотопического спина для пи- и K -мезонов и барионов.

Таблица 6

Изотопический спин, зетовая составляющая изотопического спина и странность для мезонов и барионов

Частицы	Изотопический спин	Зетовая составляющая изотопического спина	Странность
π^+, π^0, π^-	1	1, 0, -1	0
K^+, K^0	1/2	1/2, -1/2	+1
K^-, \bar{K}^0	1/2	-1/2, 1/2	-1
ρ, π	1/2	1/2, -1/2	0
$\tilde{\rho}, \tilde{\pi}$	1/2	-1/2, 1/2	0
Λ^0	0	0	-1
$\tilde{\Lambda}^0$	0	0	+1
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	1	1, 0, -1	-1
$\tilde{\Sigma}^+, \tilde{\Sigma}^0, \tilde{\Sigma}^-$	1	-1, 0, 1	+1
Ξ^-, Ξ^0	1/2	-1/2, 1/2	-2
$\tilde{\Xi}^-, \tilde{\Xi}^0$	1/2	1/2, -1/2	+2
Ω^-	0	0	-3
$\tilde{\Omega}^-$	0	0	+3

Как и нуклоны, K -мезоны приходится разбивать на два дублета. Нейтральный лямбда-гиперон имеет античастицу. Две нейтральные частицы совершенно одинаковой массы не удаётся поэтому объединить в дублет. Каждая из них образует изотопический синглет, изотопический спин которого равен нулю. Сигма-гипероны, как и антисигма-гипероны, образуют изотопические триплеты, кси-гипероны (и антикси-гипероны) — дублеты. Омега-минус-гиперон, как и антиомега-минус-гиперон (положительно заряженная частица), образует изотопические синглеты. Их изотопические спины равны нулю. Классификация гиперонов по изотопическому спину помогла открыть нейтральные сигма- и кси-гипероны. Сначала были известны заряженные сигма-гипероны. Благодаря электрическому заряду они оставляют следы на толстослойных фотопластинках, поэтому их могли зарегистрировать. Но изотопический дублет из положительного и отрицательного сигма-гиперона не получался. Напрашивалась возможность приписать сигма-гиперонам изотопический спин, равный единице. Тогда составляющая +1 давала положительный сигма-гиперон, составляющая -1 — отрицательный. Кроме того, должен был существовать и нейтральный сигма-гиперон, отвечающий зетовой составляющей, равной нулю.

Его стали искать и после очень тонких исследований нашли. По аналогичному соображению нашли и нейтральный пси-гиперон.

Каждый из изотопических мультиплетов имеет зарядовый центр. Так, зарядовый центр пи-мезонного мультиплета равен нулю. Его можно найти, сложив все заряды (в данном случае их сумма равна нулю) и разделив на число частиц. Для нуклонного мультиплета зарядовый центр равен $1/2$, для антинуклонного — $-1/2$. Положение зарядового центра мультиплета понадобится нам в следующем очерке.

В заключение следует сказать, что для сильных взаимодействий справедлив закон сохранения изотопического спина. Пока не найдено ни одного случая нарушения этого закона. При сильных взаимодействиях, конечно, сохраняется зетовая составляющая изотопического спина, поскольку она вместе с барионным номером, тоже сохраняющимся, определяет заряд, который сохраняется всегда. При слабых и электромагнитных взаимодействиях закон сохранения изотопического спина не выполняется. Изотопический спин не имеет к этим взаимодействиям никакого отношения. Слабые взаимодействия «не церемонятся» с более фундаментальными законами, вроде сохранения пространственной четности, нельзя ожидать от них выполнения законов, к ним не относящихся.

СТРАННОСТЬ

Средний заряд изотопического пи-мезонного триплета — его зарядовый центр — равен нулю. Средний заряд K -мезонного дублета, как это было видно выше, равен $+1/2$. Зарядовый центр K -мезонного дублета смещен по отношению к центру пи-мезонного мультиплета на $+1/2$. Эта величина, после того как ее увеличат вдвое, называется странностью или странным числом. Странность K -мезонов, таким образом, равна $S = +1$ (см. табл. 6).

Аналогичным способом можно определить странность и остальных странных частиц. Но остальные странные частицы — гипероны — относятся к группе барионов. Поэтому смещение зарядового центра каждого гиперонного мультиплета определяют по отношению к зарядо-

вому центру родственной, но не странной группы частиц — по отношению к нуклонному дублету Средний заряд нуклонного дублета, его зарядовый центр, равен $+1/2$. Ламбда-ноль-частица нейтральна, она лишь одна составляет мультиплет, т. е. является изотопическим синглетом. По отношению к среднему заряду нуклона ее заряд смещен на $-1/2$. Странность ламбда-ноль-частицы, таким образом, равна -1 . Зарядовый центр изотопического триплета сигма-гиперонов равен нулю. Поэтому странность сигма-гиперонов, как и ламбда-гиперона, равна -1 . Средний заряд дублета кси-гиперонов равен $-1/2$. По отношению к зарядовому центру нуклона он смещен на -1 , удвоенная величина смещения (странность кси-гиперонов) равна -2 . Заряд омега-минус-гиперона (он же заряд омега-минус-синглета) равен -1 , средний заряд нуклонного мультиплета равен $+1/2$. Следовательно, заряд омега-минус-гиперона смещен по отношению к среднему заряду нуклона на $-3/2$, удвоенная величина, странность, омега-минус-гиперона равна -3 . Аналогичным способом определяются странности антигиперонов. Они представлены в табл. 6 вместе со странностями гиперонов. Странность антигиперона равна странности гиперона, взятой с противоположным знаком.

Теперь можно обобщить соотношение, связывающее зетовую составляющую изотопического спина и барионный номер с зарядом частицы Q . К правой части формулы (9) следует прибавить смещение зарядового центра, т. е. половину странного числа,

$$Q = 1/2 B + I_z + 1/2 S. \quad (17)$$

Если странность равна нулю (это пи-мезоны и нуклоны), формула (17) обращается в соотношение (16).

Странное число ввели в научный обиход М. Гелл-Манн (США, 1953) и К. Нишижима (Япония, 1955). Странные частицы образуются при столкновении протонов высокой энергии с протонами или при соударении быстрых пи-мезонов с протонами.

Ученые долго не могли понять, почему странные частицы рождаются только совместно, как говорят, ассоциативно. Если это гиперон, то он всегда рождается с K -мезоном или даже с двумя K -мезонами. Введение

странного числа и выяснение того, что странность при сильных взаимодействиях сохраняется, помогло понять эту загадку. Пусть, например, сталкиваются два протона большой энергии. Их суммарная странность, как и каждого в отдельности, равна нулю. Следовательно, странность продуктов реакции тоже должна быть равной нулю. Но если при столкновении рождается кси-гиперон, имеющий странность, равную -2 , то сохранение странности возможно, если одновременно рождаются два K -мезона, странность каждого из которых равна $+1$. Кроме закона сохранения странности, должен выполняться также закон сохранения барионного числа. Поэтому в приведенной реакции вместо двух протонов возникает два других бариона: один из них — протон, другой — кси-гиперон. Нетрудно убедиться, что в приведенном примере сохраняется и заряд. Возможен и другой способ сохранения странности — рождение кси-гиперона вместе с антикси-гипероном, имеющим странность $+2$. Но при этом в силу закона сохранения барионного числа должны остаться оба протона, так как барионный номер кси и антикси в сумме равен нулю. Однако такая реакция требует более высокой энергии, чем рождение кси-гиперона совместно с K -мезонами. Поэтому, если энергия сталкивающихся протонов недостаточно велика, рождение кси совместно с антикси невозможно.

При столкновении отрицательного пи-мезона с протоном могут родиться — в этих случаях удовлетворяется закон сохранения странности — Λ^0 и K^0 , сигма-минус и K^+ . Но сигма-плюс и K^- родиться не могут. В первых двух случаях суммарная странность после реакции равна, как у исходных частиц, нулю. Во втором случае K^- относится к дублету анти- K -мезонов, странность которого равна -1 . Суммарная странность сигма-плюс и K^- равна -2 , а не нулю, как это должно быть. Закон сохранения странности не выполняется. При сильных взаимодействиях он объясняет множество запретов при рождении странных частиц; с помощью этого закона можно написать также все разрешенные реакции.

Закон сохранения странности запрещает странным частицам распадаться быстро — в результате сильных взаимодействий. Так, например, Λ^0 или лю-

бой сигма-гиперон, имеющие странность, равную -1 , должны были бы распадаться по закону на K и кси, что невозможно по энергетическим соображениям: суммарная масса K и кси значительно больше массы лямбда-или сигма-гиперонов. Сильные распады для этих частиц исключены. Остается единственный путь — распад в результате слабых взаимодействий, на которые закон сохранения странности не распространяется.

Между прочим, закон сохранения странного числа в реакциях не самостоятельный закон: он следствие из уже известных законов. Выражение (17) можно разрешить относительно странности и записать в виде

$$S = 2(Q - I_z) - B. \quad (18)$$

При сильных взаимодействиях сохраняется зетовая составляющая изотопического спина. Заряд и барионный номер сохраняются во всех реакциях. Это означает, что если при реакции рождается частица с положительным зарядом, то одновременно должна родиться и частица с отрицательным зарядом. При исчезновении положительного заряда вместе с ним исчезает и отрицательный заряд. Типичным примером реакций с сохранением заряда могут служить реакции рождения и аннигиляции пар. Во Вселенной не накапливаются положительные или отрицательные заряды. Точно такое же положение с сохранением барионного числа. Если рождается барион, то одновременно должен появиться и антибарион. Их барионные номера равны единице, но имеют противоположные знаки, при рождении пары (барион и антибарион) барионное число возрастает на единицу и одновременно на единицу уменьшается, т. е. остается неизменным.

На основании соотношения (18) становится понятным, что закон сохранения странности — следствие действующих при любого рода взаимодействиях законов сохранения заряда и барионного номера, а также следствие закона сохранения составляющей изотопического спина, справедливого только при сильных взаимодействиях. Так как при слабых взаимодействиях составляющая изотопического спина не сохраняется, то перестает действовать и закон сохранения странности. Странные частицы распадаются, как и обычные, в результате слабых взаимодействий. Но это уже медленный распад,

время жизни K -мезонов и гиперонов, приведенное в табл. 5, порядка 10^{-10} сек. Оно в миллион миллионов раз больше, чем время распада в результате сильных взаимодействий.

K -МЕЗОНЫ

Положительно заряженный K -мезон впервые обнаружил Бристольская группа исследователей (Англия) в 1949 г. Она нашла в космических лучах частицу, распадающуюся на три заряженных пи-мезона,

$$\tau \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + 75 \text{ Мэв.}$$

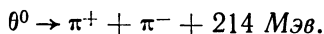
Частицу назвали положительным тау-мезоном.

В 1954 г. была обнаружена частица, тоже заряженная положительно, распадающаяся на мю-мезон и нейтрино, а в 1956 г. — нашли заряженную частицу, распадающуюся на два пи-мезона (π^+ и π^0). Ее назвали тэта-частицей (θ). Кроме приведенных схем распада на две и три частицы, исследователи обнаружили и другие каналы распада тау- и тэта-частиц.

Распад в одном случае на две, в другом — на три частицы противоречил закону сохранения четности, считавшемуся до 1957 г. незыблемым. Но именно различные способы распада тау- и тэта-частиц, во всем остальном идентичных, натолкнули Ли Цзун-дао и Янга Чжень-нина на предположение о возможности несохранения четности при слабых взаимодействиях; вскоре это блестяще подтвердилось экспериментально. После этого тау- и тэта-частицы без всяких колебаний стали считать одним и тем же K -мезоном.

Еще в 1947 г. тоже в космических лучах Г. Рочестер и С. Батлер в Манчестере нашли до того неизвестную нейтральную частицу, распадающуюся на две заряженных, дающих след в виде латинской буквы V (два расходящихся из одной точки луча). Частицу назвали V -частицей и в разных исследовательских группах начали накапливать случаи распада V -частицы. В 1951 г. группа с участием Батлера показала, что существует по крайней мере две разных нейтральных V -частицы. Одна из них — нейтральный гиперон (лямбда-ноль), распадающийся на протон и отрицательный пи-мезон. Для

идентификации второй частицы понадобилось еще два года очень напряженного и кропотливого труда. В 1953 г. была найдена нейтральная тэта-частица, распадающаяся по схеме



Это, между прочим, была именно та частица, которую в 1947 г. наблюдали Рочестер и Батлер. В дальнейшем нашли распад тэта-ноль на два нейтральных пи-мезона. Позже физики обнаружили распад нейтральной V -частицы на три пи-мезона (π^+ , π^- и π^0 или π^0 , π^0 , π^0); соответствующая частица была названа тау-ноль-мезоном.

Было ясно, что нейтральный тэта (как и тау)- мезон принадлежит к группе K -мезонов. Но систематизировать K -частицы удалось только с помощью описанной выше схемы распределения по изотопическим мультиплетам. Результат оказался очень интересным и, вероятно, понятным только теоретикам, поскольку им помогают математические аналогии. Опуская все промежуточные рассуждения, скажем, что существуют, как это было видно выше в очерке об изотопическом спине, нейтральный K -мезон и его античастица — анти- K -ноль-мезон. Но и тот, и другой состоят, грубо говоря, из смеси или суперпозиции двух мезонов: K^0_1 (тэта-ноль) и K^0_2 (тау-ноль), взятых в различных пропорциях. Волновая функция, описывающая K^0 и анти- K^0 , составляется из суперпозиции функций, относящихся к K^0_1 и K^0_2 . K^0_1 (тэта-ноль) распадается почти исключительно на две частицы, K^0_2 (тау-ноль) — на три. Большая заслуга теории состоит в предсказании различного времени жизни для K^0_1 - и K^0_2 -мезонов. Как видно из табл. 5, вторая из этих частиц, или состояний, живет примерно в 600 раз дольше, чем первая.

Из сказанного видно, что если взять пучок K^0 -мезонов (или анти- K^0), то часть его распадается быстро; за время около 10^{-10} сек пучок очистится от K^0_1 , оставшая часть пучка будет жить еще некоторое время ($6 \cdot 10^{-8}$ сек), пока не распадутся K^0_2 . Такое же явление будет наблюдаться и с анти- K^0 -мезоном.

Создалось не очень понятное положение: существует две систематики — деление нейтральных K -мезонов на частицу и античастицу, а с другой стороны, их подразделяют на два мезона K^0_1 и K^0_2 , не имеющих античастиц

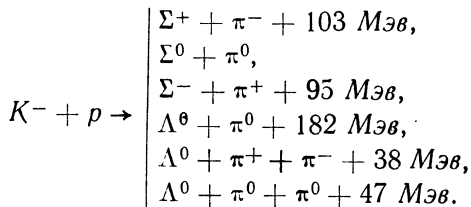
и обладающих различным временем жизни. Как примирить эти две совершенно различные точки зрения? Дело в том, что нейтральные K -мезоны ведут себя по-разному в разного рода взаимодействиях. В сильных взаимодействиях, когда они рождаются или, сталкиваясь с нуклонами (или гиперонами), дают жизнь другим частицам, справедливо подразделение на K^0 и анти- K^0 , возникшее из классификации по изотопическому спину. Такая классификация характерна для сильных взаимодействий и не имеет смысла для слабых. Но когда частица живет, не взаимодействуя с другими частицами, и распадается спонтанно под действием внутренних — слабых — взаимодействий, на первый план выступают свойства, связанные с этими взаимодействиями, изотопический спин тут не при чем, частицы ведут себя, как K^0_1 и K^0_2 . Имея дело с микромиром, надо быть готовым к неожиданностям, особенно часто исследователь сталкивается в нем с противоречивыми свойствами, казалось бы несовместимыми друг с другом. Но при детальном анализе выясняется, что каждое из них есть проявление многообразия природы, оно обнаруживается в характерной для него обстановке. В других же условиях выступают на первый план иные качества. Примером могут служить нейтральные K -мезоны.

Заряженные K -мезоны получают в ускорителях при обстреле протонами мишени, например из меди или тантала. В результате бомбардировки среди других частиц рождаются и K -мезоны. Количество положительных K -мезонов обычно составляет 1—5% по отношению к положительным пи-мезонам. Положительные K -мезоны легче всего рождаются совместно с лямбда-ноль-гипероном. Эта реакция имеет относительно небольшой энергетический порог (1,57 Бэв) и удовлетворяет закону сохранения странности: странность K^+ -мезона равна +1, странность лямбда-ноль —1, в сумме она, так же как у протона и мишени, равна нулю.

Отрицательный K -мезон имеет странность, равную —1, он может родиться только совместно с K^+ , порог этой реакции 2,5 Бэв, поэтому отрицательные K -мезоны получают в значительно меньшем числе, чем положительные. По отношению к отрицательным пи-мезонам их получается всего около 0,01%.

Время жизни отрицательных K -мезонов можно определить только по распаду их в полете. Они, как и отрицательные мю- и пи-мезоны, захватываются атомами, вращаются вокруг ядер по орбитам, подобно электронам, но по радиусам, во столько же раз меньшим, во сколько масса K -мезона больше массы электрона. Находясь вблизи ядра, K^- -мезон захватывается ядром до истечения срока его естественной жизни.

Захват K^- -мезона протоном приводит, согласно закону сохранения странности, а также закону сохранения заряда, числа барионов и энергии, к ряду очень интересных реакций. Протон, поглотив K^- , обладающий странностью -1 , превращаются в частицы с такой же странностью:



Сигма и лямбда-ноль-гипероны могут получаться и при захвате K^0 -нейтроном, а также при поглощении K^- -дейтоном.

В заключение полезно напомнить, что все K -мезоны, как и пи-мезоны, не имеют спина, точнее, их спин равен нулю. Поэтому на них не распространяется принцип Паули, в одном и том же состоянии может находиться сколько угодно K -мезонов. Однако их нельзя считать тяжелыми пи-мезонами, подобно тому как мю-мезоны считаются тяжелыми электронами. Для ядерных взаимодействий очень существенны изотопические свойства ядерных частиц. Но изотопический спин K -мезонов, как мы уже видели, отличается от изотопического спина пи-мезонов. Для первых он равен $1/2$, для пи-мезонов -1 .

ГИПЕРОНЫ

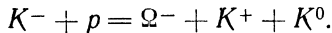
Мы уже сказали достаточно много о гиперонах. Их свойства видны из табл. 5 и 6. Экспериментально наблюдались все гипероны. Существование антигиперонов подтверждается теоретически из принципа зарядового

сопряжения. Как уже говорилось ранее, каждая частица, согласно этому принципу, должна иметь свою античастицу. Один из антигиперонов — антисигма-минус-гиперон — экспериментально обнаружен в Дубне (Объединенный институт ядерных исследований) группой физиков под руководством советского академика В. И. Векслера и китайского ученого Ван Ган-чана в результате анализа около 40 тыс. фотографий.

В марте 1962 г. большая группа ученых США, Швейцарии и Франции опубликовала экспериментальное доказательство существования антикси-минус-гиперона. Эта положительно заряженная частица рождается вместе с минус-кси-гипероном при обстреле протонов пучком антипротонов высокой энергии (3,3 Гэв). Антикси-минус-гиперон распадается на положительный пи-мезон и антилямбда-гиперон. Последний превращается в анти-протон и положительный пи-мезон.

В конце февраля 1964 г. опубликована статья, в которой 33 автора, большинство из которых сотрудники Брукхейвенской лаборатории (руководители группы Р. П. Шатт и Н. П. Семиос), доказали существование омега-минус-гиперона. Эта частица имеет массу 1686 ± 12 Мэв (около 3400 э. м.), странность $S = -3$, время жизни около 10^{-10} сек. Существование частицы, ее масса и странность были предсказаны на основании теории, развитой М. Гелл-Маном (США) и И. Нееманом (Израиль). Согласно тому же предсказанию, спин омега-минус-гиперона равен $3/2$, изотопический спин его равен нулю.

В результате анализа 100 000 фотографий, полученных на водородной пузырьковой камере размером 2 м, найден один случай рождения омега-минус-гиперона в реакции



Эта реакция, как легко убедиться, удовлетворяет закону сохранения странности.

Омега-минус-гиперон не может распасться в результате сильного взаимодействия, подобно тому как распадаются резонансы. При любом распаде выполняются законы сохранения барионного и электрического зарядов, а при сильном распаде выполняется еще и закон сохранения странности. Поэтому омега-минус-гиперон

должен был распадаться сильным способом на K^- , анти- K^0 -мезоны и лямбда-гиперон. При этом выполнялись бы все перечисленные только что законы. Однако суммарная масса двух K -мезонов и лямбда-гиперона равна приблизительно 2100 Мэв , что значительно больше массы омега-минус-гиперона. Распад с увеличением массы энергетически запрещен. Распад на другие частицы, суммарная странность которых $S = -3$, а барионный заряд $B = 1$, еще больше запрещен энергетически. Поэтому омега-минус-гиперон стабилен к сильным распадам и распадется только в результате слабого взаимодействия, при котором закон сохранения странности не выполняется.

Все гипероны, за исключением Ω^- , имеют спин $1/2$. Экспериментально доказано, что спин лямбда- и сигма-гиперонов равен $1/2$. Думают, что он равен $1/2$ и у кси-гиперона, хотя экспериментально доказано, что он полужелтый. Естественно, что спины антигиперонов такие же, как и у гиперонов.

Таблица 7
Каналы распада гиперонов

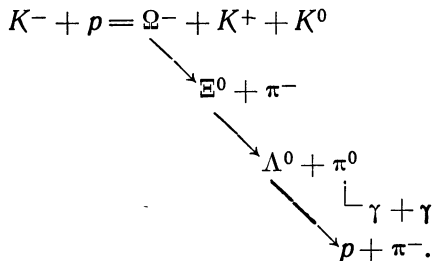
Частица	Тип распада	Относительная вероятность, %
Λ^0	$p + \pi^-$	64
	$n + \pi^0$	36
Σ^+	$p + e^- + \tilde{\nu}$	$\sim 0,2$
	$p + \pi^0$	50
	$n + \pi^+$	50
Σ^0	$p + \gamma$	$\sim 0,5$
	$\Lambda^0 + \gamma$	100
Σ^-	$n + \pi^-$	100
Ξ^-	$\Lambda^0 + \pi^-$	100
Ξ^0	$\Lambda^0 + \pi^0$	100
Ω^-	$\Xi^0 + \pi^-$	

Способы распада различных гиперонов и относительная вероятность распада по различным каналам приведены в табл. 7. Из таблицы видно, что сигма-ноль-гиперон превращается в лямбду и фотон, распад носит электромагнитный характер. После того как мы ознакомились с виртуальными процессами, нам не должно казаться удивительным, что электрически нейтральная

частица испускает фотон — электромагнитную волну. Время распада такого вида должно быть очень малым. Теоретически его оценивают примерно в 10^{-19} сек. Экспериментально доказано, что оно меньше 10^{-11} сек. Точнее экспериментальное значение времени жизни сигма-ноль-частицы неизвестно. Остальные гипероны распадаются в результате слабых взаимодействий. Рассмотрение табл. 7 показывает, что при каждом распаде странное число увеличивается на единицу. Поскольку при распаде сохраняется заряд и барионный номер, зетовая составляющая изотопического спина изменяется на $1/2$. Если вспомнить распад K -мезонов, при которых тоже странность изменяется на единицу (для K^+ она уменьшается, для K^- увеличивается), то можно вывести экспериментальное правило: при медленном распаде странных частиц странность изменяется на ± 1 , а зетовая составляющая изотопического спина — на $\pm 1/2$. Исключений из этого правила пока не наблюдалось. Правда, польза от него не очень велика, поскольку закономерности и природа слабых взаимодействий известны не очень хорошо.

Из табл. 7 также видно, что кси-гиперон распадается только одним способом — на лямбда- и пи-мезон. Одновременное появление этих частиц и измерение энергии (массы) позволило установить существование кси-гиперона. Его называют каскадным гипероном, поскольку он распадается каскадно, по ступенькам: сначала появляется лямбда, затем лямбда превращается в нестранные частицы. Каскадность распада связана с тем, что странность не может измениться при одном акте распада более чем на единицу.

Омега-минус-гиперон распадается в три стадии, его можно назвать трехкаскадным гипероном:



Все частицы, кроме K^0 -мезона, найденного по недостатку массы, в приведенной схеме распада строго идентифицированы, определены их энергии. Суммарная энергия продуктов реакции с учетом энергии покоя mc^2 хорошо совпала с исходной энергией реагирующих частиц.

Отвлекаясь от основной темы, обратим внимание на такую особенность: для K -мезонов, как и для пионов, не существует закона сохранения, подобного законам сохранения лептонов и барионов, строго выполняющимся при любых реакциях, будь то реакции образования новых частиц или реакции распада. Согласно этим законам, если появляется или исчезает лептон, то одновременно с ним появляется или исчезает антилептон. Рождение или исчезновение бариона тоже сопровождается рождением или исчезновением антибариона. Разность между числом лептонов и антилептонов, как и разность между количеством барионов и антибарионов, каково бы ни было значение и той, и другой, не изменяется. Для K -мезонов, как и пионов, такого закона не существует. Отрицательный пион, отрицательный K и нейтральный анти- K -мезон, которые считаются античастицами по отношению к положительному пиону, положительному и нейтральному K -мезонам, в действительности во многом лишены свойств античастиц. Пи- и K -мезоны могут состоять из вещества и антивещества, подобно тому как веществом и антивеществом одновременно можно назвать фотон. Масса движения любой частицы, например ускоренного протона, тоже обладает свойствами вещества и антивещества: из нее рождаются пары — частицы и античастицы. Пи- и K -мезоны, распадаясь, тоже дают жизнь частицам и античастицам, их в некотором смысле слова можно назвать квантами энергии, квантами некоего поля. Между прочим, в таком направлении ведутся новые разработки теории элементарных частиц.

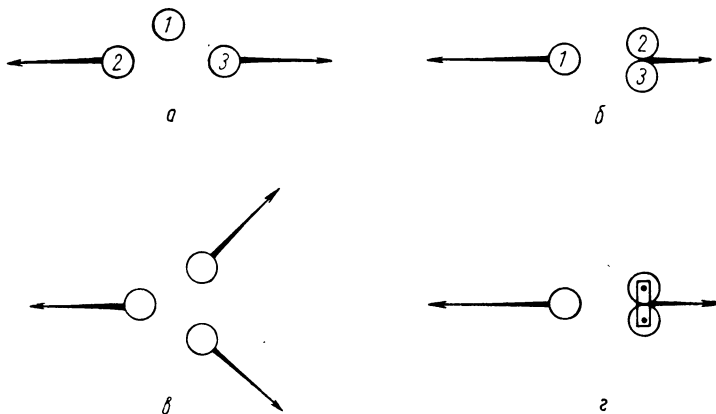
Очень существен вопрос, какую роль в строении вещества играют K -мезоны и гипероны — странные частицы. Он до сих пор еще не выяснен.

Советский физик член-корреспондент АН СССР М. А. Марков считает, как и некоторые зарубежные ученые, что гипероны есть возбужденные состояния нуклонов.

Гипероны появляются в тех случаях, когда существует большой избыток энергии. В обычном веществе, окружающем нас, в гиперонах нет необходимости.

РЕЗОНАНСЫ

За последние годы (начиная с 1960) открыты целые классы новых частиц. Это так называемые резонансные частицы (их называют также резонансными состояниями, или резонансами), распадающиеся, за малым ис-



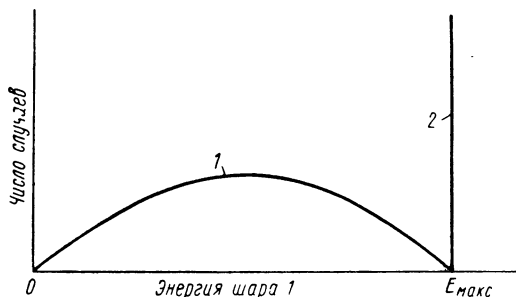
Одинаковые шары в мысленном опыте многократно разлетаются под действием одной и той же энергии:

a — шары 2 и 3 летят в прямо противоположных направлениях с одинаковой скоростью, энергия шара 1 при этом равна нулю; *б* — шары 2 и 3 летят вместе в сторону, противоположную шару 1, энергия шара 1 при этом максимальна; *в* — шары разлетаются под углом друг к другу, энергия шара 1 при этом находится между максимальным и минимальным возможными значениями; *г* — шары 2 и 3 скреплены, шар 1 всегда летит с максимальной энергией.

ключением, почти столь же быстро, как и образующиеся. Время жизни их порядка 10^{-22} сек. К резонансам принадлежат омега- и ро-мезоны, о которых говорилось выше.

Несмотря на короткое время жизни, принципиально исключаящее прямую регистрацию резонансов, физикам все же удается определять их массу, время жизни и другие, даже очень тонкие характеристики. Приведем наглядный пример, помогающий понять способ, каким устанавливают факт существования резонансной части-

цы и находят ее массу. Пусть три одинаковых шара 2 и 3 разлетаются под действием определенной энергии. При разлете соблюдается закон сохранения количества движения. Поэтому, если шары 2 и 3 разлетаются с одинаковой скоростью в прямо противоположных направлениях, шар 1 останется на месте, его кинетическая энергия будет равна нулю. Когда шары 2 и 3



Три шара разлетаются под действием одной и той же энергии. Мысленный опыт повторяется много раз. Кривая 1 показывает количество случаев, при которых шар 1 имеет ту или иную энергию. Когда шары 2 и 3 скреплены, энергия шара 1 всякий раз одна и та же (прямая 2).

полетят в одну и ту же сторону с одинаковой скоростью, шар 1 полетит в противоположном направлении, его количество движения будет равно суммарному количеству движения шаров 2 и 3, а кинетическая энергия будет максимальной. Чаще же возможны промежуточные случаи, когда шары 2 и 3 летят под углом друг к другу. Шар 1 получит при этом кинетическую энергию, промежуточную между нулевой и максимальной. Повторяя многократно опыт и откладывая по одной оси координат энергию шара 1, а по другой число случаев, получим плавную кривую, подобную кривой 1 на рисунке, которую называют фазовой кривой. Затем прочно скрепим шары 2 и 3. Теперь они будут лететь вместе с одинаковой скоростью; при любом повторении опыта шар 1 всегда получит максимальную энергию. Вместо плавной кривой на графике окажется прямая 2, соответствующая одной энергии. Если при повторении опыта шары 2 и 3 будут скреплены лишь иногда, то при многократном наблюдении за шаром 1 на плав-

ной кривой распределения числа случаев по энергии возникнет пик, относящийся к тем случаям, когда шары 2 и 3 скреплены. О скреплении шаров 2 и 3 узнают, следя лишь за шаром 1 и ничего не зная о поведении шаров 2 и 3. Даже если после опыта их находят лежащими отдельно друг от друга, все же спокойно утверждают, что они в момент разлета были скреплены и разошлись лишь спустя некоторое время.

Вместо энергии шара 1 по оси абсцисс можно откладывать суммарную энергию шаров 2 и 3 по отношению к центру, из которого начался разлет. И в этом случае, подобно тому как уже было, когда откладывали энергию шара 1, кривая будет плавной, если шары не связаны. Когда они скреплены, энергия будет одной и той же.

Измеряя импульсы и энергию разлетающихся частиц, находят массу резонансной частицы — суммарную массу скрепленных шаров 2 и 3 в момент их отлета от шара 1. Масса резонансной частицы всегда больше суммы масс частиц, на которые она распадается. Массы скрепленных шаров 2 и 3 больше массы разлетающихся шаров 2 и 3 на величину их кинетической энергии (по отношению к месту, из которого они начали разлетаться), деленной на квадрат скорости света. Для подсчета массы резонансной частицы пользуются законами сохранения энергии и импульса в релятивистской форме. Закон сохранения массы покоя в теории относительности не имеет силы. Вместо него имеет значение закон сохранения энергии, в котором учитываются энергия покоя частиц m_0c^2 .

Часто фазовую кривую строят, откладывая по оси абсцисс не кинетическую энергию одной частицы (если их было всего три), а массу двух частиц, вычисленную так, как об этом сказано выше. Тогда, если частицы не скреплены, получается плавная кривая, если они скреплены, на фазовой кривой появляется пик.

Пусть теперь у нас есть пять шаров, и мы подозреваем, что шары 1—3 в момент разлета связаны и образуют какую-то частицу. Это можно проверить, суммируя в каждом опыте импульсы шаров 4 и 5 (или шаров 1—3) и откладывая по одной оси кинетическую энергию шаров 4 и 5, соответствующую суммарному импульсу. Если распределение окажется плавным, то мы ошиб-

лись: шары 1—3 в момент разлета скреплены не были. Если же энергия одна и та же, то наше предположение правильно: шары в момент разлета были скреплены в какую-то частицу.

Аналогичным способом нашли омега-мезон. Выбирали те случаи аннигиляции протона с антипротоном, в которых появлялось пять пи-мезонов: два положительных, два отрицательных и один нейтральный. Откладывая по оси абсцисс энергию (массу) трех мезонов, находили пик в распределении числа случаев по энергии. В действительности работа оказывается сложнее, чем это следует из сделанного выше описания. Мезоны не имеют номеров, их нельзя отличить друг от друга, поэтому приходится перебирать все возможные комбинации и откладывать по оси абсцисс энергию не только мезонов 4 и 5, но также суммарную энергию мезонов, номера которых, если бы были известны, оказались бы 1 и 4 или 2 и 5 и т. д. Высота пика над фазовой кривой от этого уменьшается, и для четкого его выделения надо сделать много повторений, набрать статистику, как говорят физики.

В каждом опыте, конечно, надо удостовериться в выполнении закона сохранения импульса. Работа оказывается сложной и очень трудоемкой, проводятся сотни тысяч опытов, но в основе метода лежит идея, описанная нами с помощью нумерованных шаров.

Максимум в распределении числа частиц по энергии, характеризующий резонанс, никогда не бывает очень узким (резким). Обычно он размыт, существует некоторая ширина резонанса, размытость его по энергии. Следовательно, есть некоторая неопределенность в его энергии. Воспользовавшись соотношением неопределенностей, можно узнать время существования резонанса, оно равно постоянной Планка, деленной на неопределенность в энергии (на ширину резонанса)

$$\tau = \frac{h}{\Delta E} = \frac{h}{\Gamma}. \quad (19)$$

Так, ширина омега-резонанса (это один из наиболее узких резонансов) равна 9 Мэв. Отсюда время его жизни составляет $\tau = 6,62 \cdot 10^{-27} / 9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} = 4,5 \cdot 10^{-22}$ сек.

Более тонкие характеристики резонансов, такие, как спин, четность и др., можно определить, применяя довольно сложные методы, один из которых разработал

Р. Х. Далиц, работающий в Чикагском университете (США).

Между прочим, слово «резонанс» в применении к частицам возникло не случайно. Более 10 лет назад (большой срок для физики частиц) при исследовании взаимодействия пи-мезонов с протонами было обнаружено очень большое увеличение сечения рассеяния пи-мезонов на протонах при энергии мезонов около 200 Мэв, был обнаружен так называемый резонанс. Впоследствии этот резонанс, открытый в 1952 г. под руководством и при участии Энрико Ферми, стал знаменитым $\Delta(1238, 3/2)$ -резонансом. Его иногда называют нуклонной изобарой $3/2, 3/2$. Две цифры по $3/2$ означают, что его изотопический и обыкновенный спины равны $3/2$.

В теории рассеяния частиц на ядрах (в том числе и тяжелых) известны случаи резонансного увеличения сечения рассеяния. Термин резонансное рассеяние имеет квантовомеханическое происхождение. Резонансное рассеяние возникает, когда длины волн, характеризующие обе частицы, совпадают. Впоследствии, когда были найдены новые частицы, их, как и пион-протонный резонанс, оказавшийся частицей, тоже стали называть резонансами. Название укрепилось, вероятно, благодаря некоторой его двусмысленности. Произнося «резонанс» или «резонансная частица», их отличают от хорошо известной элементарной частицы. Такая осторожность раньше была вполне обоснованной. Нельзя было с уверенностью утверждать, что резонансы — частицы, а не ассоциации из известных частиц. Сейчас уже ясно, что подавляющая часть резонансов — такие же частицы, как и известные элементарные частицы. И те и другие в равной мере неэлементарны. Однако еще остались резонансы, про которые нельзя с уверенностью утверждать, что это частицы, а не слабо связанные ассоциации из других элементарных частиц.

Единство известных ранее элементарных частиц с резонансами подтверждается, как это будет видно ниже, тем, что между одними и другими существует некая внутренняя связь. Как правило, у каждой из сильновзаимодействующих элементарных частиц есть «свой» резонанс. Резонансы отличаются от старых элементарных частиц более высокой массой. Квантовые числа их

(например, спин) тоже, как правило, выше квантовых чисел соответствующих элементарных частиц. Увеличенная масса и повышенные значения квантовых чисел позволяют рассматривать резонансы как возбужденные состояния соответствующих элементарных частиц.

ТАБЛИЦА МЕЗОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Барионное число мезонных резонансов, как и мезонов, равно нулю. Этим они отличаются от барионных резонансов, барионное число которых B равно $+1$. Резонансам по мере их открытия приписывали случайные символы: ω , ϕ , η и другие. Сейчас сведения о резонансах приведены в некоторую систему и вводится (разумеется, добровольно), новая, более четкая и логически обоснованная система обозначений, которую легко понять, рассмотрев вспомогательную табл. 8.

Таблица 8

Символы мезонов и мезонных резонансов

Y \ I	$+1$	0	-1
0		η (η, ω, ϕ, f^0)	
$1/2$	κ каппа		$\bar{\kappa}$ антикаппа
1		π (ρ)	

Примечание: Y —гиперзаряд, I —изотопический спин.

Как видно из таблицы, за основу новых обозначений приняты гиперзаряд¹ и изотопический спин I . В каждой клетке находятся обозначенные одним символом резонансы с одинаковыми гиперзарядом и изотопическим спином. Так, у четырех резонансов — η , ω , ϕ и f^0 — один и тот же гиперзаряд (0) и изотопический спин (0). Вместо четырех различных названий, существовавших для них ранее, теперь осталось одно: η -резонанс или η -мезон. Однако частицы отличаются друг от друга массой,

¹ Гиперзаряд равен сумме барионного числа и странности.

спином и четностью. Поэтому для обозначения каждой из них рядом с символом ставят их массу в мегаэлектронвольтах.

Строго говоря, для обозначения величины массы нельзя пользоваться энергетическими единицами — мегаэлектронвольтами или гигаэлектронвольтами. Масса равна энергии, деленной на квадрат скорости света, и единицей массы должен быть мегаэлектронвольт (гигаэлектронвольт), деленный на квадрат скорости света. Физики, обозначая массу в мегаэлектронвольтах, конечно, об этом знают, но все же пользуются такой единицей, подразумевая, что результат должен быть разделен на c^2 . Возникло своего рода жаргонное обозначение, которым пользуемся и мы, приучая читателя к распространенной единице массы. Жаргон утвердился, вероятно, еще и потому, что в физике часто применяется система единиц, в которой скорость света и постоянная Планка приняты за единицу. В такой системе энергия, импульс и масса имеют одинаковую размерность.

Для перевода массы, выраженной в мегаэлектронвольтах, в граммы надо мегаэлектронвольты перевести в эрги и результат разделить на квадрат скорости света в сантиметрах квадратных. Так, масса протона равна

$$\frac{938,2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}{(3 \cdot 10^{10})^2} = 1,67 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Для обозначения частицы рядом с массой, выраженной в Mev , ставят ее спин и четность. Например, для омега-мезона принят теперь символ η (782,1⁻), ро-мезон обозначается символом π (750,1⁻). Единица с минусом наверху означает, что спин частицы равен единице, а четность ее отрицательна. Напомним: если волновая функция при перемене знака всех пространственных координат меняет знак, она антисимметрична. При положительной четности перемена знака координат не меняет знака волновой функции.

Усовершенствованные обозначения мезонных (и барионных, о которых говорится в следующем очерке) резонансов будут, вероятно, приняты повсеместно. Однако некоторые из старых наиболее удачных названий, как, например, омега-мезон, ро-мезон, по-видимому, сохранятся еще долго. Ниже они будут применяться наряду с новыми.

Таблица 9

Мезоны и мезонные резонансы (барионное число $B = 0$)

Символ, энергия (Мэв), спин, четность соответствующенно	Изотопический спин	Ширина Γ , Мэв	Главные каналы распада
Пионные состояния ($Y = 0$)			
$\pi \begin{cases} \pi^\pm (139,6, 0^-) \\ \pi^0 (135,0, 0^-) \end{cases}$	1	Стабилен к сильным распадам	—
$\eta (548, 0^-) [\eta]$	0	10	$\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ (31%) $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (23%) $\pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (39%)
$\pi (750, 1^-) [\rho]$	1	100	$\rho \rightarrow \pi + \pi$
$\eta (782, 1^-) [\omega]$	0	9 ± 3	$\omega \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (85%)
$\eta (1020, 1^-) [\Phi]$	0	3 ± 1	$\Phi \rightarrow K_1^0 + K_2^0$
$\eta (1250, 2^+) [f^0]$	0	75	$\pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (<20%) $f^0 \rightarrow \pi + \pi$
K-мезонные состояния ($Y = +1$)			
$\kappa \begin{cases} K^+ (493,9, 0^-) \\ K^0 (497,8, 0^-) \end{cases}$	1/2	Стабилен к сильным распадам	
$\kappa (888, 1^-) [K^*]$	1/2	55	$K^* \rightarrow K + \pi$
$\kappa^+ (726, ?)$	1/2	$\lesssim 20$	$\kappa \rightarrow K + \pi$
$\kappa^0 (747 \pm 5?)$	1/2	$\lesssim 20$	$\kappa \rightarrow K + \pi$

Примечание. В квадратных скобках приведены «старые» символы.

В табл. 9, составленной на основании обзора Р. Х. Далица, опубликованного в журнале «Annual Review of Nuclear Science» (13, 1963), приведено наряду со «старыми» мезонами 8 наиболее изученных мезонных резонансов. Но фактически их в ней больше. Изотопический спин $\pi (750, 1^-)$ равен единице; это означает, что в таблицу следовало бы записать три резонанса: положительный, нейтральный и отрицательный, отличающиеся электрическими зарядами, в соответствии с тремя возможными ориентациями изотопического спина в условном изотопическом пространстве (+1, 0 и -1). Из экономии это не делается. Читатель, знакомый с по-

нятием изотопического спина, самостоятельно легко определит возможные зарядовые состояния каждой из частиц.

Мезонные резонансы с гиперзарядом $Y=0$ не имеют античастиц. η -Резонансы — сами античастицы, а у π -резонансов, изотопической спин которых равен единице (пока известен лишь один такой резонанс ρ -мезон), отрицательная частица считается античастицей по отношению к положительной, нейтральная совпадает со своей античастицей. У резонансов с $Y=+1$ есть античастицы, их гиперзаряд Y (для мезонов он совпадает со странностью) равен -1 . В результате, если подсчитать все зарядовые состояния частиц, приведенных в табл. 9, и вспомнить там, где они есть, об античастицах, в табл. 9 оказывается 19 мезонных резонансов.

Все мезонные резонансы, за исключением η ($548,0^-$), распадаются в результате сильного взаимодействия, поэтому при распаде выполняется закон сохранения странности. Распад странных мезонных резонансов (κ) всегда сопровождается рождением K -мезона, странность которого равна странности исходного резонанса. Есть данные, позволяющие утверждать, что распад η ($548,0^-$) — электромагнитный, время жизни этого резонанса на 2—3 порядка больше времени жизни остальных резонансов. Закон сохранения странности (она здесь равна нулю) выполняется, конечно, и здесь.

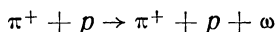
Известно несколько резонансов с массой около 1200 Мэв, пока не укладываемых в классификации. Характерно, что некоторые из них распадаются на какой-либо мезон и мезонный резонанс. К ним принадлежит A -резонанс с массой 1200 Мэв и шириной 350 Мэв, распадающийся на π -мезон и ρ -резонанс. Обнаружен странный C -резонанс по одним данным с массой 1175 Мэв и шириной 40 ± 20 Мэв, а по другим — с массой 1230 Мэв и шириной 80 ± 10 Мэв.

Выше приводились резонансы, распадающиеся на два или три мезона. Существуют и четырехпионные резонансы. Известен B -резонанс, распадающийся на π -мезон и ω -мезон, т. е. в конечном счете на четыре π -мезона. Масса B -резонанса равна $1,22$ Гэв, ширина $\Gamma=100$ Мэв, спин и четность пока не установлены. Предположительно они равны 1^- . B -мезон называют также Будда-мезоном. Он был открыт при участии

ученого из Южного Вьетнама, в то время когда буддийские монахи, протестуя против иностранной агрессии, подвергали себя самосожжению. В названии Будда-мезон (сокращенно *B*-мезон) отражены эти события.

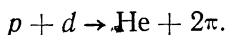
К четырехпионным относится и χ -резонанс с массой 1250 ± 30 Мэв и шириной около 70 Мэв. Распадается он на $2\pi^+$ и $2\pi^-$. В середине 1964 г. открыт и пятипионный резонанс, распадающийся на омега-мезон и два пи-мезона. Количество многочастичных мезонных резонансов продолжает расти, увеличивается и их разнообразие.

Интересно, что мезонные резонансы любят появляться на свет вместе с барионными резонансами. Так, например, в реакции образования омега-мезона по схеме



в 40% случаев вместе с омега-мезоном возникает барионный Δ -резонанс, распадающийся на протон и положительный пи-мезон.

Между прочим, наряду с истинными резонансами уже стали появляться ложные. Примером ложного служит так называемый *ABC*-резонанс, возникающий при реакции



Энергия двухпионной системы, выдающей себя за резонанс, равна примерно 310 Мэв, ширина $\Gamma = 16$ Мэв. *ABC*-резонанс получил название по заглавным буквам фамилий ученых, открывших его (А. Абашин, Н. Е. Бут и К. М. Крау). Ложные резонансы появляются не вследствие какой-либо ошибки в эксперименте и, конечно, не по злему умыслу. Они возникают в результате очень тонкого эффекта, дающего иногда на фазовой кривой пик, принимаемый за резонанс. Когда кинетическая энергия и соответственно скорость разлетающихся частиц малы, частицы относительно долго находятся в сфере действия ядерных сил соседних частиц. При этом одна из них может оказаться связанной с третьей несколько дольше, чем другая, и на фазовой кривой поэтому появляется пик. Достаточно увеличить энергию сталкивающихся частиц, из которых получаются три разлетающихся, как возрастет относительная скорость разлета, «слипание» прекратится, исчезнет

и пик на фазовой кривой. Истинные резонансы, в отличие от ложных, не исчезают при увеличении энергии взаимодействующих частиц.

ТАБЛИЦА БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Барионное число всех барионных резонансов $B = +1$. Для соответствующих античастиц (антибарионных резонансов) оно равно -1 . Нуклонные резонансы ($Y = +1$) ранее обозначались символом нуклона со звездочкой (N^*). Когда их стало много, пришлось ставить много звездочек и пользоваться индексами. Резонансы с гиперзарядом, равным гиперзаряду лямбда- и сигма-гиперонов ($Y = 0$), обозначались буквой Y , тоже со звездочками и индексами. Более удобной и логичной оказалась классификация (и обозначения) по гиперзаряду и изотопическому спину, приведенная во вспомогательной табл. 10. Масса, спин и четность даются, как и в случае мезонных резонансов, рядом с символом, в скобках. Резонансы с гиперзарядом $Y = -2$ (странность $S = -3$) пока не наблюдались. Обозначения резонансов для гиперонов, приведенные в табл. 10, совпадают с обозначениями сравнительно долгоживущих барионов. Они в табл. 11 отмечены как «стабильные». Имеется в виду стабильность по отношению к сильным распадам.

Т а б л и ц а 10

Символы барионов и барионных резонансов

$Y \backslash I$	+1	0	-1	-2
0		Λ лямбда		Ω омега
1/2	N нуклон		Ξ кси	
1		Σ сигма		
3/2	Δ дельта			

Примечание. Y — гиперзаряд, I — изотопический спин.

Таблица 11.

Бариины и бариинные резонансы (бариинное число $B = +1$)

Символ, энергия ($Mэв$), спин, четность	Изотопический спин	Ширина Γ , $Mэв$	Главные способы распада
Нуклонные состояния ($Y = +1$)			
$N \begin{cases} n (939,5, 1/2^+) \\ p (938,2, 1/2^+) \end{cases}$	1/2	Стабилен к сильным распадам	
$\Delta (1238, 3/2^+)$	3/2	100	$\pi + N$
$N (1512, 3/2^-)$	1/2	100	$\pi + N$
$N (1688, 5/2^?)$	1/2	100	$\pi + N$
			$\pi + \pi + N < 20\%$
			$\eta + N < 20\%$
$\Delta (1920, 7/2^?)$	3/2	~ 200	$\pi + N$ и др.
$N (2190, ?)$	1/2	~ 200	$\pi + N$ и др.
$\Delta (2360, ?)$	3/2	~ 200	$\pi + N$ и др.
Гиперонные состояния ($Y = 0$)			
$\Lambda (1115, 4 \cdot 1/2^+)$	0	Стабилен к сильным распадам	
$\Sigma \begin{cases} \Sigma^+ (1189, 4, 1/2^+) \\ \Sigma^0 (1193, 2, 1/2^+) \\ \Sigma^- (1197, 6, 1/2^+) \end{cases}$	1	Стабилен к сильным распадам	
$\Lambda (1405, 1/2^- \text{ или } 3/2^+)$	0	50	$\pi + \Sigma$
$\Sigma (1385, 3/2^+)$	1	50	$\pi + \Lambda, \pi + \Sigma$
$\Lambda (1520, 3/2^-)$	0	16	$\bar{K} + N, \pi + \Sigma$
			$\pi + \pi + \Lambda$
$\Sigma (1660, 3/2 \text{ или } 5/2, ?)$	1	40	$\pi + \Lambda, \pi + \Sigma, \bar{K} + N$ и др.
$\Lambda (1815, 5/2^?)$	0	120	$\bar{K} + N, \pi + \Sigma$
Гиперонные состояния ($Y = -1$)			
$\Xi \begin{cases} \Xi^- (1321, 2, 1/2^+) \\ \Xi^0 (1315, 5, 1/2^+) \end{cases}$	1/2	Стабилен к сильным распадам	
$\Xi (1529, 3/2^?)$	1/2	7	$\pi + \Xi$
Гиперонные состояния $Y = -2$			
$\Omega^- (1686, 3/2^+)$	0	Стабилен к сильным распадам	

Бариионы и барионные резонансы, приведенные в табл. 11, делятся на четыре группы в соответствии с величиной гиперзаряда: $Y=+1$, $Y=0$, $Y=-1$ и $Y=-2$. При распаде резонансов первой группы (нуклонные резонансы) всегда возникает нуклон — этого требуют законы сохранения барионного заряда и странности. Гиперзаряд второй группы, равный нулю, соответствует странности -1 . В продуктах распада этой группы обязательно должна быть частица со странностью, равной -1 . Это может быть лямбда-гиперон, сигма-гиперон или анти- K -мезон. В последнем случае, по закону сохранения барионного числа, должен появляться и нуклон. Чаще всего продукты распада содержат лямбда- или сигма-гиперон. Третья группа состоит пока из одного резонанса, распадается он на кси-гиперон и пи-мезон. Странность и гиперзаряд продуктов распада равны странности и гиперзаряду исходного резонанса.

Четвертая группа, открытая совсем недавно, содержит лишь одну стабильную частицу — омега-минус-гиперон. Резонансов с гиперзарядом -2 (странность -3) пока не обнаружено.

Среди нуклонных резонансов есть три с изотопическим спином, равным $3/2$, это Δ -резонансы. Значениям проекции изотопического спина $3/2$, $1/2$, $-1/2$ и $-3/2$, если вспомнить соотношение (16), соответствуют электрические заряды (в зарядах протона) $+2$, $+1$, 0 и -1 . Каждый из Δ -резонансов, следовательно, может находиться в четырех различных зарядовых состояниях. Здесь мы впервые встречаемся с элементарными частицами, имеющими удвоенный заряд протона.

Всего, если учесть различные зарядовые состояния, в табл. 11 представлено 29 резонансных частиц. Вспоминая же, что каждая из них имеет античастицу, найдем общее число барионных резонансов, равное 58. Прибавив 19 мезонных резонансов, получим общее число резонансных частиц, приведенных в табл. 9 и 11, равное 77. Однако в таблицах приведены не все резонансы, некоторые, не очень достоверные, а также многопионные, в них не приведены. Количество известных резонансов пока продолжает увеличиваться. Общее число частиц, включая стабильные и сравнительно долгоживущие, уже превысило 120. Всем уже стала ясной необходимость их систематизации. Следующие четыре очерка посвящены этой теме.

О КЛАССИФИКАЦИИ АДРОНОВ

Классифицировать все элементарные частицы и резонансы по одной схеме, одному принципу пока не удастся. Из общей системы выпадают прежде всего лептоны (оба типа нейтрино, электрон, мюон и их античастицы). Существует довольно стройная классификация мезонов, барионов, мезонных и барионных резонансов, т. е. сильно взаимодействующих частиц. Советский ученый Л. Б. Окунь предложил объединить все их одним названием «адроны», что означает в переводе с греческого «крупный», «массивный» и отличает их от легких частиц — лептонов. Итак, ниже будет речь о классификации адронов. Но начать придется издалека, с 1956 г., в котором японский ученый С. Саката предложил схему классификации мезонов и барионов; резонансов тогда, по сути дела, еще не было.

По модели Сакаты существуют три привилегированных — фундаментальных — бариона (протон, нейтрон и лямбда-гиперон), из которых (и из их античастиц) строятся все мезоны и барионы. Каждый из мезонов, по схеме Сакаты, состоит из одной фундаментальной частицы, слитой с фундаментальной античастицей. Они связаны настолько сильно, что дефект массы близок к сумме масс обоих барионов. Напомним, дефект массы, умноженный на квадрат скорости света, равен энергии связи. Положительный пи-мезон состоит из протона и антинейтрона, отрицательный — из нейтрона и антипротона. Положительный K -мезон — из протона и антиламбда-гиперона, отрицательный K -мезон — из антипротона и лямбда-гиперона. Несколько сложнее образуются нейтральные мезоны. Барионный заряд любого из составленных таким способом мезонов равен нулю, правильными оказываются и остальные квантовые числа, как, например, изотопический спин и странность.

Каждый из барионов по этой схеме состоит из трех частиц (часто говорят: из трех полей, подчеркивая этим, что фундаментальные частицы — поля — чем-то все же отличаются от частиц, которые мы видим на опыте): двух фундаментальных барионов и одного антибариона, антибарион — из двух фундаментальных антибарионов и одного бариона. Так, например, положительный сигма-гиперон состоит из протона, снабжающего его электрическим зарядом, лямбда-гиперона, придающего ему

необходимую странность, и антинейтрона, сводящего баланс по барионным числам. Аналогичным образом построены все барионы.

Три фундаментальных бариона в модели Сакаты образуют один изотопический дублет (p , n) и один изотопический синглет (Λ). Воспользовавшись любыми тремя сильно взаимодействующими частицами, из которых две составляют изодублет и одна — изосинглет, можно, как оказалось, построить модель, аналогичную модели Сакаты, и получить правильные квантовые числа для мезонов и барионов. Существует несколько таких моделей, по идее не отличающихся от модели Сакаты.

В пору расцвета модели Сакаты ученые обнаружили соответствие между тремя фундаментальными барионами и тремя лептонами: нейтрино, электроном и отрицательным мю-мезоном; между фундаментальными сильно взаимодействующими частицами и фундаментальными (других вообще не было) слабо взаимодействующими частицами существовала некая симметрия, названная киевской, в знак того, что она впервые была высказана на Киевской международной конференции по физике высоких энергий в 1959 году.

Появилась надежда систематизировать все частицы (и адроны, и лептоны) и даже, возможно, найти какой-то общий закон природы, выражением которого оказалась киевская симметрия. Но вскоре был открыт четвертый лептон, нарушивший киевскую симметрию, — мезонное нейтрино, и оптимизм стал затухать. После появления множества резонансов, которые, как и «старые» мезоны и барионы, должны были укладываться в схему классификации, сама модель Сакаты стала все менее и менее соответствовать эксперименту.

На смену модели Сакаты пришла модель Гелл-Манна и инженер-полковника израильской армии, переквалифицировавшегося в физика, И. Неемана, разработавших ее в 1961 г. независимо друг от друга.

В новой модели мезоны и барионы образуются по схеме, аналогичной схеме Сакаты. Однако за фундаментальные в ней приняты не три привелигированных бариона, а вся восьмерка «старых» барионов: p , n , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 . Каждый из мезонов «состоит» из бариона и антибариона. Но фундаментальных барионов в новой

схеме значительно больше, чем в модели Сакаты. Поэтому из их комбинации получается значительно больше возможных мезонных состояний, чем в действительности наблюдается на опыте.

Для образования барионов по новой схеме берут восемь фундаментальных барионов и комбинируют их с восьмью «основными» мезонами, составляя пары: мезон — барион. В результате получается довольно большой набор возможных барионов, распределенных по различным, так называемым супермультиплетам. В следующем очерке новая систематика адронов рассматривается подробнее. Здесь следует отметить ее более высокую демократичность по сравнению с моделью Сакаты. Привилегированными оказываются не три бариона, а вся восьмерка известных, относительно долгоживущих барионов, имеющих спин $1/2$.

Демократичность — сделаем философское отступление, — вероятно, как и везде, одна из наиболее сильных сторон любой физической теории, пытающейся вскрыть основные законы природы. Вспомним, например, специальную теорию относительности, суть которой в «демократичном» равенстве всех инерциальных (движущихся без ускорения) систем отсчета. Отдавая предпочтение какой-либо одной системе отсчета (Земля, Солнце и т. п.), вносят в механику элемент субъективности. Выбирая то или иное число адронов в качестве привилегированных, нарушая демократию, создают некий, хотя и небольшой, произвол и вносят в теорию элемент субъективности.

УНИТАРНАЯ СИММЕТРИЯ. МОДЕЛЬ ГЕЛЛ-МАННА И НЕЕМАНА

Для описания новой модели надо ввести новое и довольно сложное понятие унитарной симметрии. К нему тоже придется подходить издали.

Ядерные силы, как это было видно выше, одинаковы для протонов и нейтронов. Протон и нейтрон поэтому считаются одной частицей, находящейся в различных зарядовых состояниях. Они тождественны друг другу с точностью до электрического заряда. Различие в их массах объясняется различием в зарядах. Аналогично, любой из изотопических мультиплетов представляет со-

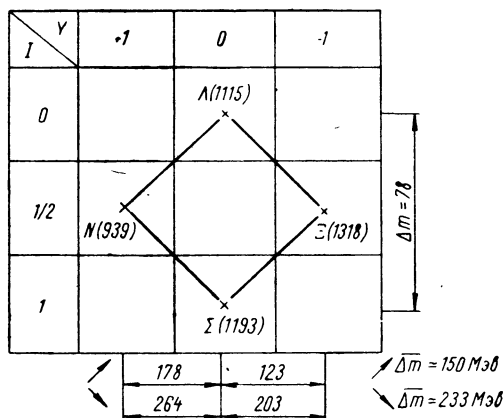
бой частицу, которая может находиться в различных зарядовых состояниях. Если бы удалось все частицы лишить электрических зарядов, то они в каждом изотопическом мультиплете были бы совершенно неразличимы: протон был бы тождествен нейтрону, три пи-мезона были бы совершенно одинаковы, не отличались бы друг от друга и все три сигма-гиперона и т. д. Изотопические мультиплеты были бы вырождены по составляющим изотопического спина. Электрический заряд и связанные с ним электромагнитные взаимодействия снимают вырождение, они расщепляют изотопический мультиплет и придают свое лицо каждому из зарядовых состояний. До сих пор, как это читатель давно понял, повторялось описание изотопического мультиплета. Теперь можно перейти к мультиплету более сложному: к унитарному мультиплету, или, как его иногда называют, к супермультиплету. Унитарный мультиплет состоит из нескольких изотопических мультиплетов, отличающихся друг от друга или странностью; или изотопическим спином, или и тем и другим. Унитарная симметрия предполагает тождественность в одном и том же унитарном мультиплете частиц с разной странностью и различным изотопическим спином. Так, восьмерка старых барионов, состоящая из четырех изотопических мультиплетов, входит в один унитарный мультиплет, показанный на табл. 12. Здесь вместо странности взят гиперзаряд, для барионов на единицу больший странности ($Y=B+S$). Эта таблица указывает на справедливость некоего обобщенного принципа Паули: каждый из четырех изотопических мультиплетов, входящих в супермультиплет, отличается от остальных, по крайней мере, либо гиперзарядом, либо изотопическим спином. Внутри каждого из изотопических мультиплетов частицы, конечно, различаются электрическими зарядами, составляющими изотопического спина.

С точки зрения унитарной симметрии все частицы в восьмерке гиперонов, приведенной в табл. 12, в октете, совершенно неразличимы, они тождественны. В действительности они, конечно, отличаются массой, изотопическими слинами и гиперзарядами. Но это различие существует благодаря умеренно сильному взаимодействию, о котором больше ничего не известно, но которое придает каждому из адронов свой гиперзаряд, свой изо-

топический спин и соответственно не очень сильно изменяет массу. Умеренно сильное взаимодействие снимает вырождение по гиперзаряду и изотопическому спину. Оно

Таблица 12

Унитарный октет, $J^P = 1/2^+$



расщепляет унитарный мультиплет на несколько изотопических мультиплетов, как это показано в некоторых последующих таблицах, в том числе в табл. 12.

Что же отличает один унитарный супермультиплет от другого? Гиперзаряд и изотопический спин потеряли свое значение, они возникают только при появлении умеренно сильного взаимодействия. Остаются лишь спин, четность и масса частицы. Массу мы не знаем точно, поскольку она и в одном и том же мультиплете, когда он расщеплен (а только такие мы видим), несколько различна. Поэтому следует говорить лишь о порядке величины массы в каждом из супермультиплетов, точнее, о ее «среднем» значении, хотя закон усреднения нам неизвестен. Есть еще и барионное число, но оно характерно не для отдельного унитарного мультиплета. Это число разбивает мультиплеты на две группы: мезонные унитарные мультиплеты (барионное число равно нулю) и барионные (барионное число равно +1).

Итак, масса, спин и четность оказались более глубокими и стойкими характеристиками элементарных частиц, нежели изотопический спин и гиперзаряд (точ-

нее, странность), исчезающие при осуществлении унитарной симметрии, при вырождении супермультиплетов. Наиболее важной характеристикой считают массу. Ее называют главным квантовым числом, отличающим один супермультиплет от другого. Средние массы различных супермультиплетов, казалось, должны отличаться друг от друга на величину, превышающую разницу масс внутри унитарного мультиплетов. Иными словами, расщепление по массе унитарного мультиплетов, обязанное «умеренно сильному» взаимодействию, должно быть меньше расстояния по массе между двумя соседними унитарными мультиплетов. Однако это правило выполняется, за редкими исключениями, плохо.

Сколько и каких изотопических мультиплетов может быть в каждом из унитарных супермультиплетов? Какие унитарные мультиплетов возможны, сколько существует их разновидностей? На эти вопросы помогла ответить теория групп — один из интереснейших и весьма абстрактных разделов высшей алгебры. Теория групп определяет преобразования различных величин. В квантовой механике действиям с реальными частицами соответствуют так называемые унитарные преобразования. Из существующих групп были отобраны группы SU_n , которые относятся к унитарным преобразованиям. Какую же из них выбрать? Здесь на помощь пришел эксперимент. Определялись супермультиплетов, разрешенные различными группами. Одна из них — SU_3 — дала наилучшее совпадение с опытом. С опытом сравнивались две модели: Сакаты, а также Гелл-Манна и Неемана. Модель Сакаты тоже дает частицы с различным значением изотопического спина и гиперзаряда, их тоже можно соединить в унитарные мультиплетов. Полученные супермультиплетов сравнивались с супермультиплетов, разрешенными моделью Гелл-Манна и Неемана. Оказалось, модель Сакаты дает для мезонов унитарный синглет и унитарный октет

$$3 \times 3 = 1 + 8.$$

Для барионов модель приводит к существованию унитарных мультиплетов из 3, 6 и 15 частиц

$$3 \times 3 \times 3 = 27 = 3 + 3 + 6 + 15.$$

В модели Гелл-Манна и Неемана как для мезонов, так и для барионов возможны следующие супермультипле-

ты: унитарный синглет, два октета, декаплет, сопряженный декаплет и мультиплет из 27 адронов. Соответственно в них содержатся следующие числа частиц:

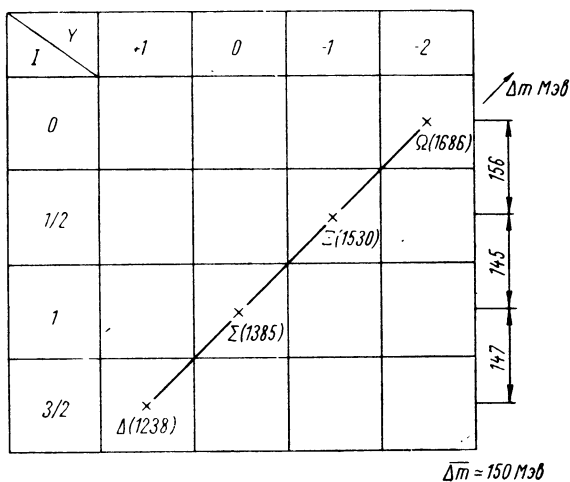
$$8 \times 8 = 64 = 1 + 8 + 8 + 10 + \overline{10} + 27.$$

Цифра $\overline{10}$ изображает сопряженный декаплет. Как уже говорилось, новая модель оказалась в лучшем совпадении с опытом, на ней и остановились¹.

Рассмотрим распределение частиц по супермультиплетам. С октетом мы уже знакомы (см. табл. 12). В табл. 13 приведен декаплет, он характеризуется спином $3/2$ и положительной четностью. Четность показана значком справа сверху от спина: $3/2^+$. Дельта-, сигма- и кси-резонансы (резонансные изотопические мультиплеты), находящиеся в табл. 13, были известны ранее.

Таблица 13

Унитарный декаплет, $J^P = 3/2^+$

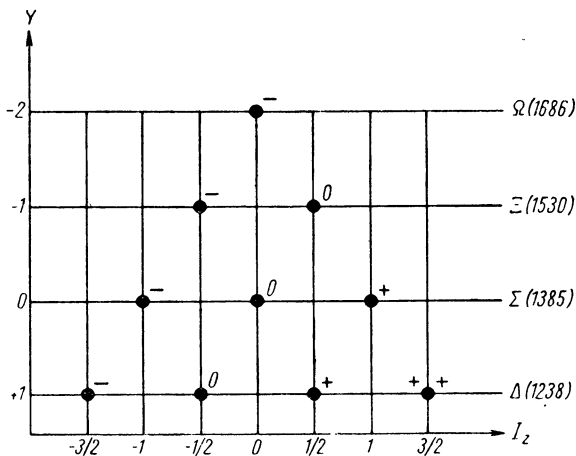


Они давали в сумме девять частиц. Должна была существовать еще одна частица — изотопический синглет со странностью -3 (гиперзаряд равен -2). Заметив, что масса частицы по мере увеличения абсолютного зна-

¹ В августе 1964 г. опубликована еще одна классификация адронов, основанная на так называемой $SU(6)$ -симметрии [«The Physical Review Letters», 13, N 5, 173 (1964)].

чения странности (по мере движения по диагонали вправо и вверх) увеличивается от клетки к клетке примерно на 150 Мэв, предсказали массу омега-гиперона. Мы уже знаем, что предсказания сбылись, омега-гиперон был открыт. Это крупное достижение новой систематики адронов быстро завоевало признание.

В табл. 12 и 13, изображающих унитарные октет и декаплет, содержится по четыре изотопических мультиплета, каждый из которых рассматривается как одна частица. Но если вспомнить про электрические заряды,

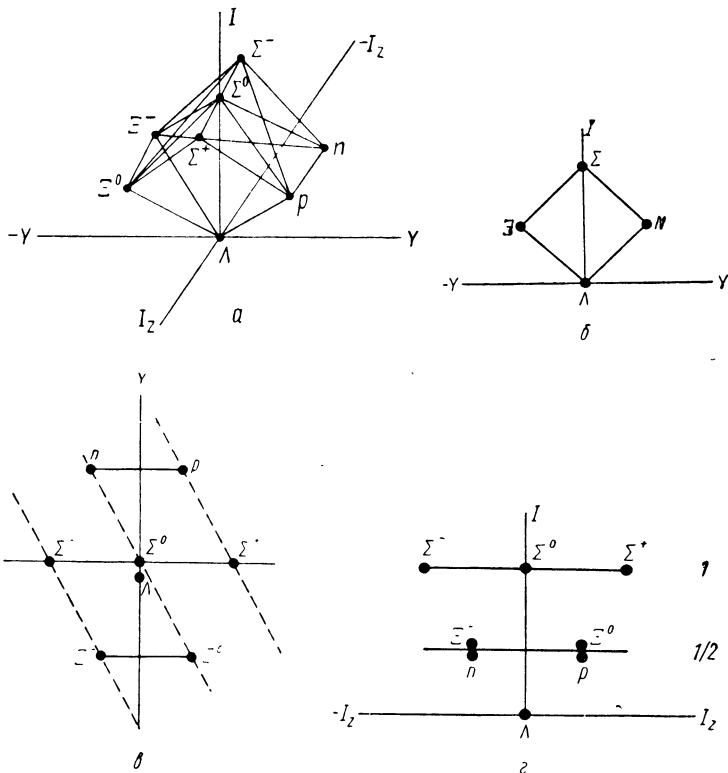


Унитарный декаплет $J^P = 3/2^+$. Четыре изотопических мультиплета, входящие в декаплет, расщеплены по величине составляющей изотопического спина на третью «ось». На рисунке виден состав каждого из изомультиплетов.

снимающие вырождение в изомультиплетах, то каждый из изомультиплетов расщепляется на элементарные адроны. Унитарные мультиплеты (супермультиплеты) часто изображают состоящими из элементарных адронов, а не из изомультиплетов, как это сделано в табл. 12, 13 и др. При этом несколько затушевываются характерные особенности унитарной симметрии (она не отделяется от зарядовой независимости ядерных сил, от изотопической симметрии), но зато сразу же становятся очевидными термины «октет», «декаплет»: количество адронов в каждом из супермультиплетов сразу же

можно пересчитать на рисунке. Особенно эффектно выглядит декаплет: он представляет собой равнобедренный треугольник, в основании которого лежат четыре адрона, составляющие Δ -резонанс. В следующем ряду находятся три Σ -резонанса, затем два Ξ и на вершине Ω .

Откладывая по осям координат величины гиперзаряда (ось x) зетовой составляющей изотопического спина (ось y) и изотопического спина (ось z), можно



Унитарный барионный октет;

a — пространственное изображение; $б, в$ и $г$ — проекции на различные плоскости.

построить пространственное изображение любого унитарного мультиплет. На рисунке показан унитарный барионный октет. Проекция этой фигуры на плоскость

$Y - I$ дает знакомую картину — четыре изомультиплета, составляющие унитарный октет. Здесь унитарный октет вырожден по зетовой составляющей изотопического спина: все частицы лишены электрических зарядов, точнее, ими пренебрегли.

Проекция на плоскость $Y - I_z$ тоже знакома. В ней содержится довольно много информации. По каждой из горизонтальных линий размещены изотопические мультиплеты. Вдоль наклонных линий лежат частицы с одинаковыми электрическими зарядами, отличающиеся друг от друга лишь унитарными свойствами. Наклонные линии проходят через частицы с одинаковым *унитарным спином*, но с различной его проекцией на некое направление в условном унитарном пространстве. (Еще одно пространство!) Унитарный спин пары p, Σ^+ , как и пары Σ^-, Ξ^- , равен $1/2$. Унитарный спин триплета (n, Σ^0, Ξ^-) равен 1.

Интересна и проекция унитарного октета на плоскость $I_z - I$. Так выглядел бы октет, вырожденный по гиперзаряду.

Электрический заряд вносит относительно малые различия в ядерные свойства элементарных частиц. Поэтому, когда речь идет об унитарной симметрии, можно пренебрегать этим зарядом и рассматривать проекцию унитарного мультиплета на плоскость $Y - I$, как это и делалось выше в таблицах, содержащих унитарные мультиплеты. Существует теоретически обоснованное правило, согласно которому супермультиплеты повторяются при данной четности, когда спин увеличивается на двойку. Поэтому октету со спином $1/2^+$ должен соответствовать октет со спином $5/2^+$, а декаплету со спином $3/2^+$ — декаплет со спином $7/2^+$. Пользуясь этим правилом, можно разместить еще несколько барионных резонансов по еще незаполненным супермультиплетам (табл. 14 и 15).

Могут спросить: каким образом спин бариона может оказаться равным $5/2$ или $7/2$? Каждый из фундаментальных барионов имеет спин, равный $1/2$. Три частицы могут обладать суммарным спином не больше $3/2$. Откуда берется дополнительный момент 1 и 2, необходимый для получения конечного момента $5/2$ и $7/2$?

При соединении трех фундаментальных барионов в один обыкновенный фундаментальные барионы могут

иметь орбитальный момент, не равный нулю. Например, один из них может находиться в p -состоянии (орби-

Таблица 14

Унитарный супермультиплет, $J^P = 5/2^+$

$I \backslash Y$	-1	0	-1
0		$\Lambda(7815)$	
1/2	$N(1688)$		$\Xi(?)$
1		$\Sigma(?)$	

Таблица 15

Унитарный декаплет $J^P = 7/2^+$

$I \backslash Y$	-1	0	-1	-2
0				$\Omega(?)$
1/2			$\Xi(?)$	
1		$\Sigma(?)$		
3/2	Δ 1920			

Примечание. Известен лишь один изотопический мультиплет, входящий в этот супермультиплет.

тальный момент равен 1). Если этот момент окажется параллельным суммарному спину ($3/2$), то момент ко-

нечной частицы станет равным $5/2$. Аналогичным способом получаются моменты $7/2$, $9/2$ и т. д. Большой суммарный спин частицы вовсе не указывает на то, что она составная и внутри нее какая-либо из частиц имеет орбитальный момент. Суммарный момент частиц, из которых образовался барион, переходит в собственный момент — спин — конечной частицы. Частица целиком «вращается» с таким большим моментом.

Таблица 16
Унитарный мультиплет из 27 адронов ($B=+1$)

$I \backslash Y$	+2	+1	0	-1	-2
0			Λ		
1/2		N		Ξ	
1	Σ		Σ		Σ
3/2		Δ		Δ	
2			Δ		

Схема супермультиплета из 27 барионных резонансов изображена в табл. 16. Пока нельзя с уверенностью приписать этому мультиплету какие-либо реальные адроны. Поэтому существует мнение, что этот мультиплет вообще не наблюдается. Если все же окажется, что он имеет место в действительности, то заметно возрастет разнообразие наблюдаемых резонансов. Появится изотопический квинтет ($I=2, Y=0$). Будут существовать два изотриплета, симметричных по зарядовым состояниям: электрические заряды одного будут равны +2, +1 и 0, другого — 0, -1 и -2. Четыре из изотопических мультиплетов, входящих в супермультиплет 27, еще не имеют символов. Между прочим, в греческом алфавите остались еще четыре заглавные буквы,

не применявшиеся для обозначения элементарных частиц, отличающиеся по начертанию от букв латинского алфавита Θ , Υ , Φ , Ψ ; ими можно было бы обозначить новые изотопические мультиплеты, предсказываемые унитарной симметрией (супермультиплетом 27).

Осталось еще сказать об унитарном синглете. К нему относят гиперонный резонанс Λ (1405). В табл. 11 есть еще несколько разрозненных резонансов, которые пока не удастся приписать к унитарным мультиплетам.

Таблица 17

Унитарный декаплет частиц и унитарный сопряженный декаплет античастиц

$I \quad Y$	-2	-1	0	-1	-2
0	$\bar{\Sigma}^*$				Σ^*
1/2		Ξ^*		Ξ^*	
1			Σ^*		
3/2		Δ^*		Δ^*	

Многие думают, что сопряженному декаплету не соответствуют реальные частицы. Но достаточно посмотреть на табл. 17, чтобы убедиться, что ему соответствуют античастицы тех частиц, которые входят в обычный декаплет. Октет античастиц совпадает с октетом частиц. И здесь наблюдается полная симметрия (табл. 18). Однако существует некое различие. В клетку, где расположен нуклон, попадает не антинуклон, а антикси-гиперон. Антинуклон попадает в то место, где находится кси-гиперон. Для получения октета из антибарионов надо октет соответствующих барионов повернуть на 180° вокруг вертикальной оси и заменить символы частиц на символы античастиц. Таким же способом можно получить и супермультиплет 27 для античастиц. И в том, и в другом случае античастицы с гиперзарядом, равным ну-

лю, конечно, останутся в тех же клетках, где находятся соответствующие им частицы.

Таблица 18

Оклеты для частиц и античастиц

$I \backslash Y$	+1	0	-1
0		Λ X $\bar{\Lambda}$	
1/2	N X \bar{N}		Ξ X $\bar{\Xi}$
1		Σ X $\bar{\Sigma}$	

Примечание. Для получения октета античастиц надо повернуть октет частиц на 180° вокруг вертикальной оси и заменить символы частиц на символы античастиц.

Адроны с барионным номером $B=0$ (мезоны и мезонные резонансы) разбиваются на два октета. В первый (табл. 19) входят известные ранее пи- и K-мезоны и эта-резонанс. Второй октет (табл. 20) состоит из каппа- и пи-резонансов, а также резонанса, представляющего собой изотопический синглет. Пока неясно, что это за резонанс: им может быть η (782) — омега-мезон — или η (1020) — фи-мезон. Резонанс со спином 2^+ может относиться только к какому-нибудь из новых супермультиплетов. Мезонные резонансы, соответствующие декаплету и унитарному мультиплету из 27 частиц, не наблюдались. Вследствие большой их массы они, вероятно, должны иметь большую ширину и соответственно очень малое время жизни. Они распадаются, как предполагают, прежде чем выйдут за пределы сферы действия ядерных сил, и становятся ненаблюдаемыми. Проще говоря, их нет! Как уже говорилось, кроме резонансов, приведенных в табл. 9, зарегистрировано еще довольно много резонансов. Некоторые из них имеют

массу, близкую к 1200 Мэв. К ним относится «одионоч-
ный» эф-резонанс, приведенный в табл. 9, четырехпион-

Таблица 19

Мезонный октет $J^P=0^-$ (в этот октет
входят «старые» мезоны: η , K и \bar{K})

$I \backslash Y$	+1	0	-1
0		$\eta(548)$	
1/2	\times $K(496)$		\times $\bar{K}(496)$
1		\times $\pi(137)$	

Таблица 20

Мезонный октет, $J^P=1^-$

$I \backslash Y$	+1	0	-1
0		$\eta(782)$ или $\eta(7020)$	
1/2	\times $K(888)$		\times $\bar{K}(888)$
1		\times $\pi(750)$	

ный B -резонанс и несколько других. Все они пока не
укладываются ни в одну классификацию.

В заключение несколько слов о терминологии. Гелл-Манн и Нееман называют свою модель супермультиплетов «The eightfold way», физики переводят на русский язык это торжественное выражение несколько фамильярно и не очень точно: «восьмипутка». За названием «The eightfold way» скрываются три различные восьмерки. Первая восьмерка — это восемь квантовых чисел, с которыми имеют дела, рассматривая каждый из супермультиплетов: три составляющих изотопического спина, гиперзаряд (странность) и еще четыре квантовых числа, не имеющих названия и связанных с «умеренно сильным» взаимодействием. Два из этих чисел изменяют на ± 1 гиперонное число без изменения электрического заряда, два других¹ изменяют гиперзаряд на ± 1 и одновременно изменяют электрический заряд на ± 1 . Вторая восьмерка связана, может быть, с некоего рода суеверием, а возможно, и чувством юмора авторов модели. Они вспомнили в связи со своей работой изречение, приписываемое Будде, о восьми праведных путях, которые надо пройти для облегчения страдания. «The eightfold way» следовало бы перевести как «восьмеречный путь». И, наконец, третья восьмерка — это восемь фундаментальных барионов, лежащих в основе модели.

КВАРКИ

Несмотря на логическую стройность и «демократичность» модели Гелл-Манна и Неемана, в ней можно найти недостатки. Основным из них считают предсказание унитарного мультиплетта из 27 адронов, а также сопряженного декаплетта ($\overline{10}$), не наблюдающихся в опыте для мезонов и мезонных резонансов. Сопряженный декаплет, как говорилось выше, соответствует античастицам тех частиц, которые принадлежат к барионному декаплету. Нет принципиальных оснований считать невозможным и заполнение супермультиплетта из 27 барионов. Соображения о недостатках модели Гелл-Манна и Неемана могут оказаться поспешными, по крайней мере для барионов. Тем не менее построена но-

¹ Два первых числа — два значения проекции на «ось зет» унитарного спина U , изменяющиеся на ± 1 , два других — значения проекции на подобную же ось V -спина, тоже изменяющиеся на ± 1 .

вая модель, в которой есть унитарные мультиплеты барионов из 1,8 и 10 частиц и нет сопряженного декаплета и мультиплета из 27 барионов. Для мезонов новая модель дает унитарный синглет и унитарный октет. Новая модель, опубликованная ее автором Гелл-Манном 1 февраля 1964 года, в некоторой мере усовершенствовала модель Сакаты. Как и в модели Сакаты, фундаментальными частицами служат изотопический дублет со странностью, равной нулю, и изотопический синглет со странностью -1 . Однако эти фундаментальные частицы, названные Гелл-Маном кварками, не совпадают ни с одним из известных адронов. Они — кварки — являются некими видами праматерии. Любой из мезонов состоит из кварка и антикварка, любой из барионов — из трех кварков. Антикварки в структуру барионов не входят. Каждый из антибарионов состоит из трех антикварков.

Поскольку кварки, из которых состоят все адроны, совершенно непохожи ни на одну из наблюдавшихся частиц, ни один из адронов не имеет никаких преимуществ перед другими, «демократия» в модели кварков оказывается наивысшей.

У всех кварков одинаковый спин, равный $1/2$, одинаковый барионный заряд, равный $1/3$. Далее начинаются различия. Первые два кварка, странность которых равна нулю, образуют изотопический дублет с электрическими зарядами $+2/3$ и $-1/3$ заряда протона. Странность третьего (это изосинглет) равна -1 , электрический заряд $-1/3$. Масса кварков неизвестна, но малой она быть не может. Свойства кварков приведены в табл. 21.

Антикварки по сравнению с кварками имеют противоположные по знаку барионный, электрический и странный заряды. Барионное число антикварка $-1/3$, электрические заряды равны $-2/3$, $+1/3$ и $+1/3$ соответственно, странность третьего антикварка $+1$. Спин и изотопический спин антикварков такие же, как и у кварков.

Гелл-Манн дал гипотетическим частицам странное название кварки под влиянием первой строчки песни из романа известного ирландского поэта и писателя Джеймса Джойса «Поминки Финнигена». Песня начинается словами «Three quarks...», что в переводе озна-

Свойства кварков

Кварк	Спин	Баррионный заряд	Странность	Гиперзаряд	Изоспин	Электрический заряд
q_1	1/2	1/3	0	1/3	1/2	+2/3
q_2	1/2	1/3	0	1/3	1/2	-1/3
q_3	1/2	1/3	-1	-2/3	0	-1/3

чает приблизительно «три карканья», «три кваканья». Этим неожиданным названием он, возможно, намекает на сомнительность существования кварков — частиц с дробным электрическим и барионным зарядами.

Адроны, образованные из кварков, должны распределяться по унитарным мультиплетам. Количество частиц в мультиплетах определяется с помощью теории групп. Мезоны, составленные из кварка и антикварка, образуют, как и модели Сакаты, унитарный синглет и унитарный октет:

$$3 \times 3 = 1 + 8.$$

Барионы распределяются по следующим унитарным мультиплетам:

$$3 \times 3 \times 3 = 27 = 1 + 8_1 + 8 + 10.$$

Такие же супермультиплеты получаются и для антибарионов.

Рассмотрим подробнее, но не прибегая к теории групп, образование мезонных октетов. В табл. 22 приводятся электрический и гиперзаряд мезонов, получающиеся сложением соответственно электрического и гиперзарядов кварка и антикварка. У всех девяти мезонов спин равен нулю, спины кварка и антикварка при их соединении ориентированы антипараллельно. При сложении кварка (q_1 или q_2) с антикварком (\tilde{q}_1 или \tilde{q}_2) их изотопические спины могут быть параллельными (изотопический спин мезона тогда будет равен 1) или

Унитарный октет и синглет для мезонов со спином 0.
 (Приведены значения электрического заряда Q , гиперзаряда Y
 и изотопического спина I , $(Q, Y)_I$)

Q, Y \tilde{q} Q, Y	q_1 $2/3, 1/3$	q_2 $-1/3, 1/3$	q_3 $-1/3, -2/3$
\tilde{q}_1 $-2/3, -1/3$	$\tilde{q}_1 q_1^*$ $(0, 0)_1$ $(0, 0)_0$	$\tilde{q}_1 q_2 = \pi^-$ $(-1, 0)_1$	$\tilde{q}_1 q_3 = K^-$ $(-1, -1)_{1/2}$
\tilde{q}_2 $1/3, -1/3$	$\tilde{q}_2 q_1 = \pi^+$ $(1, 0)_1$	$\tilde{q}_2 q_2^*$ $(0, 0)_1$ $(0, 0)_0$	$\tilde{q}_2 q_3 = K^0$ $(0, -1)_{1/2}$
\tilde{q}_3 $1/3, +2/3$	$\tilde{q}_3 q_1 = K^+$ $(1, 1)_{1/2}$	$\tilde{q}_3 q_2 = \tilde{K}^0$ $(0, 1)_{1/2}$	$\tilde{q}_3 q_3$ $(0, 0)_0$

* Смесь $\tilde{q}_1 q_2$ и $\tilde{q}_2 q_1$ с изоспином 1 дает π^0 -мезон.

антипараллельными (изотопический спин мезона будет равен нулю). Для недиагональных членов таблицы ($\tilde{q}_1 q_2$ и $\tilde{q}_2 q_1$) изотопический спин не может быть равен нулю. Заряд частицы принимает значение $+1$ и -1 , следовательно, спин имеет три ориентации, две из которых дают $+1$ и -1 . Поэтому возможно лишь значение изотопического спина, равное 1: спин не может быть меньше своей составляющей. Первые два диагональных члена $\tilde{q}_1 q_1$ и $\tilde{q}_2 q_2$ могут иметь изотопический спин, равный и единице, и нулю. Когда изоспин равен единице, то соответствующая частица принадлежит к изотриплету — это π^0 -мезон. Когда изоспин равен нулю, эти члены входят в изосинглет: η^0 -мезон. Первый и второй диагональные члены $\tilde{q}_1 q_1$ и $\tilde{q}_2 q_2$ ничем не отличаются друг

от друга, поэтому можно считать, что π^0 -мезон есть смесь двух состояний с изоспином 1:

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\tilde{q}_1 q_1 + \tilde{q}_2 q_2)_{I=1}.$$

а η^0 -мезон — смесь остальных диагональных состояний, изоспин которых равен нулю.

$$\eta^0 = \frac{1}{\sqrt{6}} (\tilde{q}_1 q_1 - \tilde{q}_2 q_2 - \tilde{q}_3 q_3)_{I=0}.$$

Сумма всех диагональных состояний со знаком плюс (симметричная комбинация) и изоспином ноль дает нейтральную частицу — изотопический синглет. Ее можно отнести к унитарному синглету, который еще не обнаружен, хотя поиски его продолжаются.

Унитарный октет, изображенный в табл. 23, получается из аналогичной комбинации кварков и антикварков, но со спинами, ориентированными в одну сторону. Спин каждой из полученных частиц равен 1.

Несколько мезонных резонансов, масса которых, кстати говоря, близка к 1200 Мэв (*B*-мезон, *A*-мезон, *C*-мезон и др.), пока не укладываются ни в какую классификацию.

Теперь надо найти возможные супермультиплеты для барионов и барионных резонансов, каждый из которых образован из трех кварков. Способ, применявшийся выше для определения мезонных супермультиплетов, неудобен и внутренне противоречив, поскольку при их определении вычислялись электрические заряды — величины, характерные для изотопических, но не унитарных мультиплетов. Теперь для определения количества и вида изотопических мультиплетов в унитарных мультиплетах будут складываться не электрический и гиперзаряды кварков, а их изотопический спин и гиперзаряд. Поэтому первые два кварка выглядят как одна частица — изодублет. Вторая частица — третий кварк — изосинглет.

В табл. 24 приведены возможные значения изоспина и гиперзаряда изотопических мультиплетов, образованных из кваркового изодублета и кваркового изосинглета, скомбинированных с соответствующими антимульт-

Унитарный октет и синглет для мезонов со спином 1.
(Приведены значения электрического заряда Q , гиперзаряда Y
и изотопического спина I)

Q, Y \tilde{q}	q_1 $2/3, 1/3$	q_2 $-1/3, 1/3$	q_3 $-1/3, 2/3$
\tilde{q}_1 $-2/3, -1/3$	\tilde{q}_1, q_1^* $(0, 0)_{I=1}$ $(0, 0)_{I=0}$	$\tilde{q}_1 q_2 = \rho^-$ $(-1, 0)_{I=1}$	$\tilde{q}_1 q_3 = \kappa^-$ $(-1, -1)_{I=1/2}$
\tilde{q}_2 $1/3, -1/3$	$\tilde{q}_2 q_1 = \rho^+$ $(1, 0)_{I=1}$	$\tilde{q}_2 q_2^*$ $(0, 0)_{I=1}$ $(0, 0)_{I=0}$	$\tilde{q}_2 q_3 = \kappa^0$ $(0, -1)_{I=1/2}$
\tilde{q}_3 $1/3, 2/3$	$\tilde{q}_3 q_1 = \kappa^+$ $(1, 1)_{I=1/2}$	$\tilde{q}_3 q_2 = \kappa^0$ $(0, 1)_{I=1/2}$	$\tilde{q}_3 q_3 = \varphi^?$ $(0, 0)_{I=0}$

* Смесь $\tilde{q}_1 q_1$ и $\tilde{q}_2 q_2$ с изоспином 1 дает ρ^0 -мезон.

Таблица 24

Возможные мезонные изотопические мультиплеты

I, Y \tilde{q}	$q_1 q_2$ $1/2, 1/3$	q_3 $0, -2/3$
$q_1 q_2$ $1/2, -1/3$	$1, 0$ $0, 0$	$1/2, -1$
\tilde{q}_3 $0, +2/3$	$1/2, 1$	$0, 0$

типлетами. На $Y-I$ -плоскости (табл. 25) получаются унитарный мезонный октет и унитарный мезонный синглет.

Таблица 25
Мезонный унитарный октет и унитарный синглет

$I \backslash Y$	$\cdot 1$	0	-1
0		x	
$1/2$	x		x
1		x	

Складывая аналогичным способом изоспины и гиперзаряды двух кварковых изодублетов и изосинглетов, получаем промежуточные значения изоспинов и гипер-

Таблица 26
Промежуточные значения изотопического спина и гиперзаряда

I, \tilde{q}, Y	$q_1 q_2$ $1/2, 1/3$	q_3 $0, -2/3$
$q_1 q_2$ $1/2, 1/3$	$1, 2/3$ $0, 2/3$	$1/2, -1/3$
q_3 $0, -2/3$	$1/2, -1/3$	$0, -4/3$

зарядов, представленные в табл. 26. Суммируя их с изоспинами и гиперзарядами двух кварковых изомультиплетов, как это сделано в табл. 27, получаем набор изомультиплетов, в которых каждая из частиц состоит

Таблица 27

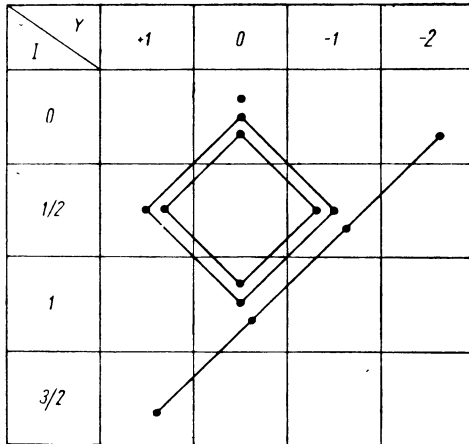
Значения изотопического спина и гиперзаряда для барионов, образованных из трех кварков каждый

$2q$ I, Y	I, Y	$q_1 q_2$	q_3
		$1/2, 1/3$	$0, -2/3$
$1, 2/3$		$3/2, 1$	$1, 0$
		$1/2, 1$	$0, 0$
$0, 2/3$		$1/2, 1$	$0, 0$
		$1, 0$	$1/2, -1$
$1/2, -1/3$		$0, 0$	
		$1, 0$	$1/2, -1$
$1/2, -1/3$		$0, 0$	
		$1/2, -1$	$0, -2$

из трех кварков. Размещая результаты на $Y-I$ -плоскости (табл. 28), отчетливо обнаруживаем два унитарных октета, декаплет и синглет.

Таблица 28

Распределение изомультиплетов по унитарным мультиплетам для барионов, образованных из кварков



Распределение барионов и барионных резонансов по унитарным мультиплетам (октетам и декаплету) уже делалось в связи с обсуждением модели Гелл-Манна и Неемана (см. табл. 12—15). Здесь оно точно такое же, и мы его не повторяем.

Еще несколько слов о четности. Протон, нейтрон и лямбда-гиперон в модели Сакаты (как и фундаментальные барионы в модели Гелла-Манна и Неемана, а также кварки) не переходят друг в друга в результате сильных взаимодействий, при которых сохраняется четность. Они превращаются друг в друга при слабых взаимодействиях (нейтрон распадается на протон, электрон и антинейтрино и др.), но при слабых взаимодействиях четность не сохраняется. Поэтому четность этих частиц существенна по отношению к четности других частиц, с которыми они вступают в сильное взаимодействие. Это свойство связано со свойством волновой функции. Для системы частиц волновая функция равна произведению волновых функций частиц, входящих в систему. Известно, например (это строго доказано), что четности фермиона и антифермиона противоположны. Поэтому волновая функция системы, состоящей из протона и антипротона, антисимметрична, а четность системы отрицательна. Протону можно приписать любую четность: и положительную и отрицательную, но при одном условии: четность антипротона должна быть противоположной. Условились считать четность протона, нейтрона и лямбда-гиперона положительной, четность соответствующих античастиц — отрицательной. Отсюда следует, что четность всех кварков (как и четность всех восьми фундаментальных барионов в модели Гелл-Манна и Неемана) должна быть положительной, а четность антикварков — отрицательной.

Частица, полученная в результате взаимодействия фундаментального фермиона с антифермионом (в любой модели), должна иметь в силу закона сохранения четности отрицательную четность. Но это справедливо, пока фермион и антифермион находятся в s -состоянии (орбитальный момент исходной системы равен нулю). Если же момент не равен нулю, то четность исходной системы будет равна произведению четности частиц, умноженному на орбитальную четность, которая равна $(-1)^l$. Следовательно, мезон, образованный из фермио-

на и антифермиона (по любой модели), имеет отрицательную четность, когда орбитальный момент исходной системы равен нулю, если она находится в s -состоянии. Если орбитальный момент равен единице (p -состояние), четность полученного мезона будет положительна.

Во всех моделях мезоны и антимезоны получаются одинаковым образом — из фермиона и антифермиона. Поэтому четность бозона (все мезоны — бозоны) и четность антибозона одинаковы.

Обнародование модели кварков вызвало к ним исключительный интерес. Немедленно начались их поиски. Но эксперименты пока результатов не дали. Точно установлено, что частиц с дробным электрическим зарядом и массой менее $2 G_{\text{эв}}$ не существует. Может быть, их масса окажется выше $2 G_{\text{эв}}$ и их обнаружат в опытах с более высокими энергиями. Экспериментальное открытие кварков оказалось бы величайшим достижением современной физики. Но не исключено, что кварков не найдут или докажут невозможность их существования, или при сопоставлении с опытом придут к необходимости отказа от этой модели. Но модель кварков все же останется очень остроумной, логичной и стройной формальной схемой, украсившей один из наиболее интересных и трудных этапов в развитии современной физики.

ФОРМУЛА ДЛЯ МАСС ЧАСТИЦ В УНИТАРНОМ МУЛЬТИПЛЕТЕ

Унитарная симметрия, как это следует из самых общих соображений, должна приводить к закономерным соотношениям между массами частиц в унитарном мультиплете. В самом деле, все частицы в унитарном мультиплете, когда он вырожден, должны быть неразличимы и должны обладать одинаковой массой, характеризующей супермультиплет в целом. Умеренно сильное взаимодействие, расщепляя унитарный мультиплет на изотопические мультиплеты, обладающие различными изоспинами и гиперзарядами, изменяет их массу. Такое изменение массы должно быть связано с величинами, на которые изменяются изоспин и гиперзаряд. Это

соображение подтверждается на опыте. В унитарном декаплете, изображенном в табл. 13, все изомультиплеты, входящие в супермультиплет, эквидистантны по изоспину и гиперзаряду. Приблизительно эквидистантными они оказались и по массе. Некая закономерность в изменении массы при переходе от одного изомультиплета к другому заметна и в унитарном октете, изображенном в табл. 12. Когда говорится о массе частицы в изомультиплете, то предполагается полное вырождение по электрическому заряду: рассматривается частица, масса которой равна среднему арифметическому из масс частиц, входящих в изомультиплет. Так, масса нуклона равна сумме масс протона и нейтрона, деленной на два ($938,5 \text{ Мэв}$). Вместо трех сигма-гиперонов (положительного, нейтрального и отрицательного, имеющих несколько различную массу) рассматривается сигма-гиперон с массой $1193,4 \text{ Мэв}$ и т. д. Для других унитарных октетов абсолютные значения масс будут, конечно, иными, но зависимость от изоспина и гиперзаряда должна сохраниться.

Основываясь на общих соображениях и полагаясь на интуицию, японский ученый С. Окубо получил в 1962 г. формулу для масс частиц в изомультиплетах, входящих в унитарный мультиплет,

$$m(IY) = m_0 \left\{ 1 + aY + b \left[I(I+1) - \frac{1}{4} Y^2 \right] \right\}. \quad (20)$$

Постоянные m_0 , a и b , входящие в формулу, характеризуют супермультиплет в целом. Для каждого супермультиплета должны существовать свои значения этих трех постоянных, но они нам неизвестны. Однако их можно исключить и найти соотношения между массами частиц, входящих в один и тот же супермультиплет. Вспоминая ту часть алгебры, которая изучается в 7 классе средней школы, воспроизведем соотношения между массами частиц в унитарном октете и унитарном декаплете.

Для октета можно написать четыре уравнения. Каждое из них получается после подстановки в формулу (20) значений изоспина и гиперзаряда последова-

тельно для всех изомультиплетов, входящих в унитарный октет:

$$\begin{array}{lll}
 I = 0, & Y = 0, & m_{\Lambda} = m_0; \\
 I = 1/2, & Y = +1, & m_N = m_0 (1 + a + 1/2 b); \\
 I = 1/2, & Y = -1, & m_{\Sigma} = m_0 (1 - a + 1/2 b); \\
 I = 1, & Y = 0, & m_{\Xi} = m_0 (1 + 2 b).
 \end{array}$$

Исключая из четырех уравнений m_0 , a и b , получаем соотношение между массами частиц, входящими в октет, справедливое для любого октета, поскольку в него не входят постоянные, характерные для супермультиплета

$$2(m_N + m_{\Sigma}) = 3m_{\Lambda} + m_{\Xi}. \quad (21)$$

Массы, входящие в формулу (21), напомним еще раз,— есть средние массы частиц, составляющих данный изомультиплет.

Формула (21) была получена Гелл-Манном тоже на основании соображений об унитарной симметрии еще до появления соотношения Окубы (20). Она оправдывается для основного октета с точностью меньше одного процента. В самом деле,

$$3 \times 1115,4 + 1193,4 = 2(938,5 + 1318,3)$$

или

$$4539,6 = 4513,6.$$

Отклонение от строгого равенства составляет

$$\frac{4539,6 - 4513,6}{4513,6} = 0,006, \text{ или } 0,6 \ \%.$$

В унитарный декаплет входят тоже четыре изомультиплета. Поэтому здесь можно составить четыре уравнения и исключить из них постоянные m_0 , a и b :

$$\begin{array}{lll}
 I = 3/2, & Y = +1, & m_{\Delta} = m_0 (1 + a + 7/2 b); \\
 I = 1, & Y = 0, & m_{\Sigma} = m_0 (1 + 2 b); \\
 I = 1/2, & Y = -1, & m_{\Xi} = m_0 (1 - a + 1/2 b); \\
 I = 0, & Y = -2, & m_{\Omega} = m_0 (1 - 2a - b).
 \end{array}$$

Вычитая (последовательно) одно уравнение из другого, получим три соотношения, правые части которых совер-

шенно одинаковы. Приравняв левые части, получим условие эквидистантности масс в унитарном декаплете

$$m_{\Delta} - m_{\Sigma} = m_{\Sigma} - m_{\Xi} = m_{\Xi} - m_{\Omega}. \quad (22)$$

Это условие, как было видно выше, соблюдается довольно хорошо.

Формула для масс в мезонном октете несколько отличается от аналогичной формулы в барионном октете. Для мезонов в формуле (20) постоянную a надо принять равной нулю, а вместо массы везде подставить квадрат массы. Тогда из соотношения (20) довольно обоснованно получается соотношение (полученное ранее Гелл-Манном)

$$3m_0^2 + m_1^2 = 4m_{1/2}^2, \quad (23)$$

выполняющееся для основного октета с точностью порядка 3%. Индексы в соотношении (23) указывают на величину изотопического спина. Так, индекс 1 относится к изотриплету (π -мезону), индекс $1/2$ — к изодублету (K -мезон или κ -резонанс), индекс 0 — к изосинглету.

Формулы (21)–(23) позволяют, если известны массы трех изомультиплетов, входящих в супермультиплет, предсказать массу четвертой частицы (четвертого изомультиплета). Это правило помогает также при распределении изомультиплетов, обнаруженных в эксперименте, по унитарным мультиплетам. Так, например, оно позволило установить некую аномалию в распределении изомультиплетов в унитарном мезонном октете со спином и четностью 1^- (октет так называемых векторных мезонов). По формуле (23) изосинглет должен иметь массу около 920 Мэв . Два изосинглета с подходящим спином и четностью — ω -мезон — η ($782, 1^-$) и ϕ -мезон — η ($1020, 1^-$), — вполне пригодные кандидаты на это место, не могут его занять без замечаний. Массы их не удовлетворяют формуле (23). Возникло предположение, что эти мезоны являются смесью двух мезонов: истинного изосинглета, входящего в унитарный октет, и унитарного синглета, имеющего такие же спин и четность, что и унитарный октет. (Благодаря этому и произошло их смешение.) В результате получились две частицы, массы которых не подходят ни к унитарному октету, ни к унитарному синглету.

ГИПЕРФРАГМЕНТЫ

Гиперфрагментом называют атомное ядро, в котором один нуклон заменен на лямбда-ноль-гиперон. Открыты они в 1953 г. польскими учеными М. Данышем и И. Пниевским. Гиперфрагменты получают при столкновении космической частицы с ядром. Ядро, получив большую энергию, распадается — образуется так называемая звезда; один из осколков может содержать лямбда-гиперон — это и есть гиперядро. Поскольку гиперядро — осколок (фрагмент ядра), его называют гиперфрагментом.

Гиперфрагменты получают не только в результате облучения космическими частицами. Они производятся на ускорителях при бомбардировке вещества протонами и отрицательными пи-мезонами, а также вследствие захвата ядрами K^- -мезонов.

Лямбда-ноль-частица, прожив свое время, распадается внутри ядра. Поэтому гиперфрагмент живет недолго. Если гиперядро легкое (водород, гелий, литий), оно испускает, как правило, отрицательный пи-мезон, а иногда еще какую-либо частицу или несколько частиц, остаток образует простое атомное ядро. В легких гиперядрах лямбда-частица распадается так, как будто она вообще находится вне ядра. Это можно себе представить, поскольку лямбда в легком ядре, как и нуклоны, упакована слабо, она в ядре «почти открыта».

В более тяжелых гиперядрах лямбда-частица превращается в нейтрон, отдавая избыточную энергию (около 175 Мэв) и импульс соседним нуклонам. Такой процесс становится возможным, когда лямбда тесно окружена со всех сторон нуклонами, точнее, она хорошо перемешана с ними и упакована, как и они, достаточно плотно. Тогда излучаемый ею пи-мезон захватывается нуклоном, из ядра он не вылетает.

Лямбда-частица связывается в гиперфрагменте с нуклонами, как думают, обменными и спиновыми силами. Энергия связи ее с нуклонами меньше, чем нуклонов друг с другом. Как и энергия связи нуклонов, она увеличивается с ростом массы (с увеличением массового числа A) гиперфрагмента.

В табл. 29 приведены данные о каналах распада и энергии связи лямбды для некоторых наиболее хорошо изученных гиперядер. В таблице особое внимание обра-

шает существование гиперводорода-4 и гипергелия-5. Аналогичных обыкновенных ядер не существует. Для получения столь тяжелых изотопов водорода и гелия необходимо было бы присоединить к ядру трития и обычного гелия по нейтрону. Но энергия связи нейтронов в этих случаях отрицательна, и водород-4, как и гелий-5, не образуется. Почему же существует гиперводород-4 и гипергелий-5? Это как будто противоречит утверждению о том, что лямбда в гиперядре связана с нуклонами слабее, чем нуклоны друг с другом. Но это противоречие только кажущееся. Дело в том, что в водороде-3 и гелии-4 нейтронами заняты наиболее выгодные — низкие — энергетические уровни. Новые нейтроны, согласно принципу Паули, поскольку они фермионы и индивидуалисты, могут «садиться» лишь на более высокие

Т а б л и ц а 29

Гиперядра и каналы их распада

Гиперядро	Канал распада	Энергия связи лямбда-ноль- частицы в гипер- ядре, Мэв
ΔH^3	${}^3\text{He} + \pi^-$ ${}^2\text{H} + p + \pi^-$ $p + p + n + \pi^-$	$0,4 \mp 0,3$
ΔH^4	${}^4\text{He} + \pi^-$ ${}^3\text{He} + n + \pi^-$ ${}^2\text{H} + n + p + \pi^-$	$1,65 \pm 0,4$
ΔHe^4	${}^3\text{He} + p + \pi^-$ ${}^2\text{H} + p + p + \pi^-$ ${}^4\text{H} + p + \pi^-$	$1,6 \pm 0,4$
ΔHe^5	${}^4\text{He} + p + \pi^-$	$2,2 \pm 0,4$
Li^7	${}^7\text{Be} + \pi^-$	$4,4 \pm 0,9$
ΔBe^9	${}^4\text{He} + {}^2\text{H} + p + \pi^-$ ${}^8\text{Be} + p + \pi^-$	$6,5 \pm 0,6$

уровни, где их энергия связи в данных случаях равна нулю. Лямбда-гиперону принцип Паули не препятствует занять самый низкий и самый выгодный энергетический

ческий уровень. Ламбда-частица в гиперядре одна, ее уровни не заняты; нейтроны ей не мешают, так как это частица другого вида, хотя электрически она нейтральна, как и нейтрон.

В табл. 29 приведены не все известные гиперядра. Ее можно продлить до гиперуглерода-13, пока наиболее тяжелого из известных гиперядер.

Между прочим, существенная роль спина в связи ламбды (в дальнейшем мы называем ламбда-частицу для краткости ламбдой) с нуклонами в гиперядре подтверждается следующим наблюдением. Гиперлитий-7 и гипергелий-7 имеют одно и то же число нуклонов — шесть. Но энергия связи ламбды в гиперлитии-7 почти на 2 Мэв выше энергии связи в гипергелии-7. В обоих ядрах ламбда располагается на нижней энергетической оболочке, где уже находится четыре нуклона: два протона и два нейтрона с попарно антипараллельными спинами. Здесь ядра не отличаются одно от другого. Но, кроме того, в каждом из ядер есть еще по два нуклона на следующей оболочке. В гиперлитии это протон и нейтрон с параллельными спинами, в гипергелии-7 — два нейтрона с антипараллельными спинами. Суммарный спин нуклонов в гиперлитии-7 равен единице, в гипергелии-7 — нулю. Кроме того, в этих ядрах, конечно, есть спин ламбды, равный половине. Тот факт, что энергия связи ламбды в гиперлитии-7 выше энергии связи в гипергелии-7, объясняют существованием спина у нуклонов, составляющих гиперлитий-7. Взаимодействие суммарного спина нуклонов со спином ламбды увеличивает энергию связи ламбды. В гипергелии-7 такого взаимодействия не может быть, поскольку суммарный спин нуклонов равен нулю.

Существование гиперядер только с ламбдой и отсутствие их с другими гиперонами (сигма и кси) объясняют распадом сигмы и кси в результате сильных взаимодействий при столкновении с нуклонами. Такой распад не противоречит сохранению странности. Ламбда и сигма имеют одинаковую странность —1, и распад сигмы в ламбду странность не изменяет. Странность кси равна —2, но кси-ноль вместе с нейтроном дают две ламбды, так же как две ламбды получаются при соединении минус-кси с протоном, суммарная странность двух ламбд тоже равна —2.

Захват обыкновенным ядром кси-гиперона может привести к образованию гиперядра, содержащего две лямбда-частицы. Такие ядра пока не наблюдались. Но, когда их получают, они могут дать сведения об энергии связи лямбды с лямбдой. Обе лямбды будут размещаться на нижнем энергетическом уровне, ориентируя свои спины антипараллельно друг другу.

Исследование гиперядер позволило физикам сделать заключения о спине и четности странных частиц.

На этом мы заканчиваем описание гиперядер — продукта научных исследований второй половины двадцатого века.



ФИЗИЧЕСКИЕ ПОСТОЯННЫЕ

Скорость света

$$c = (2,99793 \pm 0,00003) 10^{10} \text{ см/сек};$$

Заряд электрона

$$e = (4,80286 \pm 0,00009) 10^{-10} \text{ СГСЭ};$$

Масса покоя электрона

$$m_e = (9,1083 \pm 0,0003) 10^{-28} \text{ г};$$

Масса покоя протона

$$m_p = (1,67239 \pm 0,00004) 10^{-24} \text{ г};$$

Отношение массы протона к массе электрона

$$1836,12 \pm 0,02;$$

Масса покоя нейтрона

$$m_n = (1,67470 \pm 0,00004) 10^{-24} \text{ г};$$

Постоянная Планка

$$h = (6,62517 \pm 0,00023) 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек};$$

$$\hbar = h/2\pi = (1,05443 \pm 0,00004) 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{сек};$$

Расстояние между протоном и электроном для основного состояния атома водорода

$$(5,29446 \pm 0,00002) 10^{-9} \text{ см};$$

Комптоновская длина волны электрона

$$\lambda_e = h/m_e c = (24,2626 \pm 0,0002) 10^{-11} \text{ см};$$

$$\hat{\lambda}_e = \hbar/m_e c = (3,86151 \pm 0,00004) 10^{-11} \text{ см};$$

Комптоновская длина волны протона

$$\lambda_p = h/m_p c = (1,32141 \pm 0,00002) 10^{-13} \text{ см};$$

$$\hat{\lambda}_p = \hbar/m_p c = (0,210308 \pm 0,000003) 10^{-13} \text{ см};$$

Комптоновская длина волны нейтрона

$$\lambda_n = h/m_n c = (1,31959 \pm 0,00002) 10^{-13} \text{ см};$$

$$\hat{\lambda}_n = \hbar/m_n c = (0,210019 \pm 0,000003) 10^{-13} \text{ см};$$

Классический радиус электрона

$$r_0 = \frac{e^2}{mc^2} = (2,81785 \pm 0,00004) 10^{-13} \text{ см};$$

Постоянная Больцмана

$$k = (1,38044 \pm 0,00007) 10^{-16} \text{ эрг/град};$$

Магнетон Бора

$$\mu_0 = (0,92731 \pm 0,00002) 10^{-20} \text{ эрг/гс};$$

Магнитный момент электрона в магнетонах Бора

$$1,001145358 \pm 0,000000005;$$

Ядерный магнетон = $(0,505038 \pm 0,000018) 10^{-23} \text{ эрг/гс};$

Магнитный момент протона

$$\mu = 2,79275 \pm 0,00003 \text{ ядерных магнетона} =$$

$$= (1,41044 \pm 0,00004) 10^{-23} \text{ эрг/гс};$$

Потенциал ионизации водорода

$$13,59765 \pm 0,00022 \text{ эв};$$

Коэффициенты перехода от массы к энергии

$$1 \text{ масса электрона} = 0,510976 \pm 0,000007 \text{ Мэв},$$

$$1 \text{ масса протона} = 938,211 \pm 0,010 \text{ Мэв},$$

$$1 \text{ масса нейтрона} = 939,505 \pm 0,010 \text{ Мэв};$$

Коэффициенты перехода между единицами энергии

$$1 \text{ эв} = (1,60206 \pm 0,00003) 10^{-12} \text{ эрг},$$

$$1 \text{ кэв} = 10^3 \text{ эв},$$

$$1 \text{ Мэв} = 10^6 \text{ эв}.$$

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Атом водорода. Квантовые числа	5
Спектр атома водорода	14
Магнитные моменты	18
Основные принципы квантовой механики	26
Радиоизлучение водорода на волне 21,1 см	29
Дейтерий, тритий, нейтрон	34
Позитрон, антипротон, антинейтрон, антиводород	37
Тяжелые ядра	46
Характерные размеры частиц	50
Ядерные силы. Пи-мезоны (пионы)	53
Соотношение неопределенностей и виртуальные процессы	56
Ядерные силы (продолжение)	62
Виртуальные процессы и строение нуклона	74
Сильные, электромагнитные и слабые взаимодействия	81
Четность, ее сохранение и несохранение	87
Поляризация вакуума	93
Список элементарных частиц, имеющих определенное место в строении вещества	99
Фотон	100
Лептоны	102
Нейтрино	103
Мюоны	113
Электронные оболочки атомов	118
Квантовые усилители (мазеры и лазеры)	127
Полупроводниковые квантовые генераторы (лазеры)	137
Отрицательные абсолютные температуры	139
Ядерные реакции синтеза	143
Капельная модель ядра и реакции деления	149
Оболочечная модель ядра	152
Эффект Мёссбауэра	155
Полный список элементарных частиц	164
Изотопический спин	167
Странность	171

К-мезоны	175
Гипероны	178
Резонансы	183
Таблица мезонных резонансов	188
Таблица барионных резонансов	193
О классификации адронов	196
Унитарная симметрия. Модель Гелл-Манна и Неемана	198
Кварки	211
Формула для масс частиц в унитарном мультиплете	220
Гиперфрагменты	224
Физические постоянные	228

Кирилл Иванович Щёлкин

ФИЗИКА МИКРОМИРА

Тематический план 1965 г. № 85

Редактор *В. А. Подошвина*

Обложка художника *В. Г. Прохорова*

Художественный ред. *А. С. Александров*

Техн. редактор *Н. А. Власова*

Корректор *Н. А. Светлова*

* * *

Сдано в набор 28/X 1964 г.

Подписано в печать 10/III 1965 г.

Бумага 84×108¹/₃₂. Физ. печ. 7,25.

Привед. п. л. 12,1. Уч.-изд. л. 12,03.

Заказ изд. 1350. Тираж 30 000 экз.

Зак. 778 Т-01652 Цена 36 коп.

Атомиздат, Москва,

Центр, ул. Кирова, 18.

* * *

Московская типография № 6

Главполиграфпрома

Государственного комитета Совета

Министров СССР по печати

Москва, Ж-88, 1-й Южно-портовый пр., 17.

Цена 36 коп.

