

С помощью ЭВМ был проведен математический анализ экспериментальных данных по обычному, двойному и тройному рассеянию нуклон — нуклон при различных энергиях. В результате было установлено, что во взаимодействии нуклон — нуклон активно участвуют все перечисленные выше виды сил. Таким образом, ядерные силы носят сложный характер. Их не удастся описать

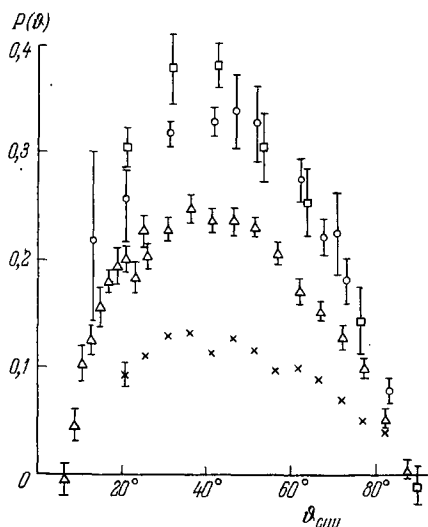


Рис. 5.7. Зависимость поляризации $P(\phi)$ протонов, возникающей в $p-p$ -рассеянии, от угла рассеяния в СЦИ для разных энергий налетающего протона.

Квадратики — данные при энергии 315 МэВ, кружочки — при 210 МэВ, треугольники — при 147 МэВ, крестики — при 95 МэВ.

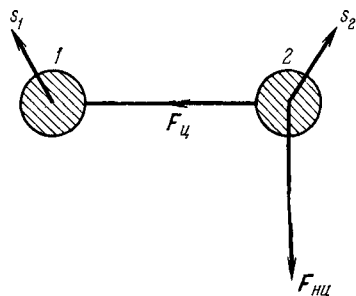


Рис. 5.8. Схематическое изображение нецентральной (тензорной) силы $F_{нц}$ между нуклонами.

s_1 и s_2 — векторы спинов нуклонов, $F_{нц}$ — нецентральная сила, действующая со стороны нуклона 1 на нуклон 2; она направлена в сторону, противоположную вектору $(s_1 + s_2)$; $F_{ц}$ — центральная сила.

какой-либо простой зависимостью типа закона Кулона. Это указывает на сложную структуру нуклона (см. гл. VII, § 7).

§ 6. Изотопическая инвариантность

1. Ядерные силы и вообще все сильные взаимодействия обладают интересным и нетривиальным свойством симметрии, носящим название *изотопическая инвариантность* или, что то же самое, *зарядовая инвариантность*.

Для описания изотопической инвариантности вводится новая физическая величина — *изотопический спин* (некоторые авторы употребляют термин «изобарический спин»). Понятие изотопического спина с непривычки трудно для понимания из-за его, на первый взгляд, весьма абстрактного характера. Поэтому сначала в п. 2 мы введем понятие *зарядовой независимости*, свойства более слабого,

но и более простого, чем изотопическая инвариантность. Затем в п. 3 мы поясним идею изотопической инвариантности, не пользуясь аппаратом изотопического спина. И только в п. 4 будет дано определение изотопического спина и точная формулировка изотопической инвариантности. В последующих пунктах мы рассмотрим изотопические состояния различных физических систем.

2. Первоначальным толчком к идее изотопической инвариантности послужило сравнение поведения поведения протонов и нейтронов в ядре и в ядерных столкновениях. Протон и нейтрон имеют почти одинаковые массы и одинаковые спины. Но протон существенно отличается от нейтрона тем, что он электрически заряжен. Поэтому с точки зрения *атомной* физики, в которой электрические силы — главные, различие между протоном и нейтроном колоссальное. Добавление лишнего протона к ядру увеличивает атомный номер на единицу, т. е. фундаментальным образом изменяет химические свойства соответствующего атома. Добавление же нового нейтрона превращает атом в другой изотоп того же элемента, обладающий практически теми же химическими свойствами. Посмотрим теперь, сколько сильно различаются протон и нейтрон в *ядерной* физике. В ядрах, по крайней мере в легких, электрические силы не являются главными, уступая первенство короткодействующим, но гораздо более интенсивным ядерным силам. И вот оказывается, что по отношению к ядерным силам протон и нейтрон ведут себя совершенно одинаково. Сейчас считается твердо установленным, что если бы достаточно могучий волшебник сумел «выключить» электромагнитные взаимодействия, то лишенный электрического заряда протон точно сравнялся бы с нейтроном по массе и вообще стал бы совершенно тождествен нейтрону по своим свойствам. Эта одинаковость ядерных взаимодействий для протонов и нейтронов ярко проявляется в так называемых зеркальных легких ядрах, получающихся друг из друга заменой протонов на нейтроны и наоборот. Вот, например, как выглядят низшие уровни зеркальных ядер ${}^6\text{C}^{13}$ ($6p + 7n$), ${}^7\text{N}^{13}$ ($7p + 6n$). Из рис. 5.9 видно, что схемы уровней ядер C^{13} и N^{13} удивительно схожи. Те же спины и четности, почти те же расстояния между уровнями. Только энергия связи у ядра N^{13} на 3 МэВ ниже, чем у C^{13} (спектры уровней N^{13} и C^{13} на рис. 5.9 сдвинуты на разность масс нейтральных атомов). Но сосчитаем изменение кулоновской энергии при переходе от одного ядра к другому (см. гл. II, § 3, п. 5). Это изменение приблизительно равно

$$\Delta E_{\text{кул}} = \frac{6Ze^2}{5R}, \quad (5.33)$$

где R — радиус ядра. Подставив в (5.33) значение $R = 3 \cdot 10^{-13}$ см, получим для $\Delta E_{\text{кул}}$ примерно как раз требуемые 3 МэВ. Подобное приведенному на рис. 5.9 разительное сходство схем низших уровней наблюдается для всех легких зеркальных ядер, явно свидетельствуя

об одинаковости ядерных сил для протона и нейтрона. Одинаковость ядерных взаимодействий для протона и нейтрона носит название *зарядовой независимости* ядерных сил. Зарядовая независимость — частный случай изотопической инвариантности, к которой мы теперь и перейдем.

3. Понятие зарядовой независимости ядерных сил можно обобщить и углубить, воспользовавшись одним из основных положений

квантовой теории — принципом суперпозиции. Принцип суперпозиции тесно связан с волновыми свойствами частиц. Согласно этому принципу в квантовом мире различные состояния физической системы можно когерентно (т. е. так, чтобы могли проявляться, скажем, интерференционные эффекты) складывать друг с другом, образуя новые состояния. В частности, если за одно из складываемых, или,

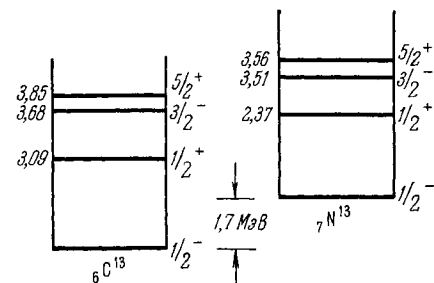


Рис. 5.9. Спектры низших состояний зеркальных ядер изотопов углерода ${}^6\text{C}^{13}$ и азота ${}^7\text{N}^{13}$.

как еще говорят, суперпонируемых, состояний взяты какое-либо состояние Ψ_p протона, а за другое — состояние Ψ_n нейтрона, то после когерентного сложения мы получим новое состояние

$$\Psi = \alpha\Psi_p + \beta\Psi_n. \quad (5.34)$$

Коэффициенты α , β в (5.34) могут быть любыми комплексными числами, удовлетворяющими условию нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. При $\alpha = 0$ состояние Ψ будет чисто нейтронным, при $\beta = 0$ — чисто протонным. Если же не равны нулю ни α , ни β , то мы получаем когерентную смесь протонного и нейтронного состояний.

Сделаем теперь физическое допущение о том, что ядерные силы одинаковы не только для протона и нейтрона, но и для любой их когерентной суперпозиции (5.34). Это и есть изотопическая инвариантность. Очевидно, что изотопическая инвариантность содержит в себе зарядовую независимость. Но содержит ли она что-либо сверх зарядовой независимости — это не простой вопрос. Действительно, если в (5.34) одновременно не равны нулю и α , и β , то электрический заряд в состоянии Ψ не имеет определенного значения. Он равен с вероятностью $|\alpha|^2$ единице, а с вероятностью $|\beta|^2$ — нулю. И сейчас не ясно, существует ли хотя бы принципиальная возможность экспериментального получения состояний с неопределенным зарядом. Более того, имеется утверждение (Е. П. Вигнер и др., 1951), что получение таких состояний вообще невозможно. А если так, то изотопическая инвариантность, казалось бы, может повиснуть в воздухе, как гипотеза о явлениях, не существующих

в природе. На самом деле, однако, проверка справедливости изотопической инвариантности возможна, потому что при переходе к нескольким частицам путем суперпозиций (5.34) уже можно получать состояния с определенным зарядом, вполне доступные экспериментальному наблюдению. Например, для двух частиц из зарядовой независимости следует только, что в системах протон — протон и нейтрон — нейтрон ядерное взаимодействие должно быть одинаковым. А из изотопической инвариантности еще следует и то, что в системе нейтрон — протон есть состояния, в которых ядерное взаимодействие такое же, как и в системах из двух одинаковых нуклонов. Мы не будем здесь разбирать, как построить эти состояния путем когерентного сложения (5.34), потому что ниже будет изложен более простой и более общий метод их получения.

4. Дадим теперь определение изотопического спина. Допустим, что существует некое трехмерное евклидово пространство, называемое изотопическим и не имеющее никакого отношения к обычному пространству. Будем считать, что каждая частица одновременно находится как в том, так и в другом пространстве. При этом в изотопическом пространстве все частицы все время находятся в начале координат. Частицы в этом пространстве могут вращаться, но не могут двигаться поступательно. Тем самым в изотопическом пространстве частицы не имеют импульса и орбитального момента, но могут иметь момент количества движения, аналогичный спиновому. Этот момент, разумеется, никак не связан с обычными моментами и называется *изотопическим спином*. Квантование изотопического спина не отличается от квантования обычного спина. Именно, изотопический спин T по абсолютной величине может быть равен любому положительному целому или полужелому числу, а проекция T_z изотопического спина T на изотопическую (!) ось z пробегает значения от T до $-T$ (см. (1.31)):

$$\begin{aligned} T &= 0, \quad 1/2, \quad 1, \quad 3/2, \quad 2, \dots, \\ T_z &= T, \quad T-1, \quad \dots, \quad -T. \end{aligned} \quad (5.35)$$

Очевидно, что частица с изотопическим спином T имеет $2T + 1$ различных состояний в изотопическом пространстве. Совокупность этих $2T + 1$ состояний называется *мультиплетом*. С точки зрения теоретиков, не признававших понятий изотопического пространства и изотопического спина (кстати, таких теоретиков было немало еще в конце сороковых годов, хотя изотопический спин впервые появился в начале тридцатых), состояния мультиплета с различными значениями T_z являются просто разными частицами. Но по отношению к изотопическому пространству мультиплет — это одна и та же частица, но по-разному в этом пространстве ориентированная.

Итак, протон и нейтрон считаются различно ориентированными состояниями одной и той же частицы — нуклона. Изотопический

спин нуклона равен половине. Состояние с $T_z = 1/2$ соответствует протону, а состояние с $T_z = -1/2$ соответствует нейтрону. Преобразование (5.34) соответствует различным поворотам в изотопическом пространстве. В частности, при повороте на 180° вокруг изотопической оси u нейтрон переходит в протон.

Дальше (п. 7, а также гл. VII, § 7) мы увидим, что существуют и другие изотопические мультиплеты частиц, как с целыми, так и с полуцелыми значениями изотопического спина.

5. Введение изотопического пространства само по себе не содержит физических гипотез, а является лишь методом описания. Ничто не мешает нам ввести другое формальное пространство, в котором разными состояниями одной и той же частицы были бы, скажем, нейтрон и электрон. Однако такое пространство никто не вводит из-за его бесполезности для физики. Изотопическое пространство полезно тем, что по отношению к нему можно сформулировать имеющее физический смысл утверждение, состоящее в том, что *ядерные взаимодействия* (и вообще все сильные взаимодействия, см. гл. VII, § 2) *инвариантны относительно поворотов в изотопическом пространстве*. Это утверждение эквивалентно тому, что изотопический спин является интегралом движения, правда, только по отношению к сильным внутриядерным взаимодействиям. В электромагнитных взаимодействиях закон сохранения изотопического спина нарушается. Таким образом, изотопическая инвариантность может быть выражена в форме частичного (т. е. сприведливого не для всех видов взаимодействий) закона сохранения изотопического спина. Посмотрим теперь, как «работает» этот закон сохранения, т. е. каким образом из него можно извлекать экспериментально проверяемые следствия.

6. Начнем с системы двух нуклонов. Поскольку изотопический спин каждого нуклона равен половине, то по правилам сложения квантовых моментов (см. формулу (1.31)) суммарный изотопический спин двух нуклонов может равняться единице и нулю. Очевидно, что в системах $p-p$ и $n-n$ суммарный изотопический спин обязательно равен единице, ибо его проекция равна единице по абсолютной величине. В системе же $p-n$ суммарная проекция изоспина равна нулю. Но равную нулю проекцию могут иметь как момент нуль, так и момент единица. Поэтому система $p-n$ может находиться в состояниях с изотопическим спином как нуль, так и единица. Из изотопической инвариантности следует, что в состояниях с изотопическим спином, равным единице, система $p-n$ ведет себя точно так же, как системы $p-p$ и $n-n$. Ниже мы покажем, что изотопический спин системы $p-n$ в S -состоянии относительного движения равен единице в синглетном состоянии и нулю — в триплетном, т. е. если обычные спины параллельны, то изотопические антипараллельны и наоборот. Поэтому, например, сечение σ_s синглетного низкоэнергетического рассеяния $p-n$ должно равняться

обусловленной ядерными силами части низкоэнергетического сечения $p-p$. Изотопическая инвариантность рассеяния нуклон — нуклон хорошо согласуется с экспериментальными данными как при низких, так и при высоких энергиях.

В заключение этого пункта поясним, каким образом устанавливается изотопический спин различных состояний системы нейтрон — протон. Из того, что нуклоны подчиняются статистике Ферми, следует, что волновая функция системы нуклон — нуклон должна быть антисимметричной относительно перестановки частиц. Эта волновая функция зависит от координат, проекций спинов и проекций изоспинов. При перестановке частиц переставляются все эти три сорта переменных волновой функции. Для того чтобы менять знак при такой общей перестановке, волновая функция должна быть либо антисимметричной по одному сорту переменных и симметричной по двум остальным, либо антисимметричной по каждому сорту переменных. С другой стороны, известно, что по спиновым переменным функции симметричны при суммарном спине единица и антисимметричны при суммарном спине нуль. По координатным переменным функция симметрична в состояниях с четным орбитальным моментом (S -, D -, ... состояния) и антисимметрична при нечетном орбитальном моменте (состояния P , F , ...). Отсюда видно, что в S -состоянии спиновая и изоспиновая части должны обладать противоположными свойствами симметрии, т. е. если суммарный спин равен единице, то изоспин равен нулю, и наоборот. В P -состоянии, напротив, обычный и изотопический спины должны иметь одинаковые значения.

7. Изотопическая инвариантность отчетливо проявляется и в энергетических спектрах легких ядер. Для примера на рис. 5.10 приведены схемы уровней ядер ${}_5\text{B}^{12}$, ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Эмпирически установлено, что наиминимальные ядерные уровни имеют минимальное значение изотопического спина. У ядер ${}_5\text{B}^{12}$, ${}_7\text{N}^{12}$ проекция T_z изотопического спина по абсолютной величине равна единице, так что сам изоспин T меньше единицы быть не может. И действительно, основной и первые возбужденные уровни ядра ${}_5\text{B}^{12}$ имеют изоспин, равный единице. Первые уровни зеркального ядра ${}_7\text{N}^{12}$ такие же, как у ${}_5\text{B}^{12}$, и только несколько смещены вверх за счет уменьшения кулоновского отталкивания. Это сходство — результат уже рассмотренной нами в п. 2 зарядовой независимости. Ядро ${}_6\text{C}^{12}$ резко отличается от ${}_5\text{B}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Например, различие в энергиях связи ядер ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_5\text{B}^{12}$ составляет 12,6 МэВ. Но ${}_6\text{C}^{12}$ имеет равное число протонов и нейтронов. Поэтому проекция T_z изоспина этого ядра равна нулю, так что ядро может иметь уровни с изоспином T , равным не только единице, но и нулю. И действительно, экспериментальные исследования показали, что все низшие уровни ${}_6\text{C}^{12}$ имеют $T = 0$, а уровни с $T = 1$ начинаются примерно на 15 МэВ выше и имеют такое же расположение, как у ${}_5\text{B}^{12}$ и ${}_7\text{N}^{12}$. Эти факты

(наблюдаемые и в других группах легких ядер) явно подтверждают изотопическую инвариантность ядерных сил.

Отметим, что громадная разница в энергиях связи ${}_6\text{C}^{12}$ и ${}_5\text{B}^{12}$ сейчас объясняется так называемым *эффектом счетверения*, согласно которому нуклонам внутри ядра энергетически выгодно объединяться в четверки, содержащие по два протона и два нейтрона. В ${}_6\text{C}^{12}$ этих четверок три, а в ${}_5\text{B}^{12}$ — только две. Столь же велико различие в энергиях связи ядер ${}_3\text{Li}^8$ (1 четверка) и ${}_4\text{Be}^8$ (2 четверки). Напротив, энергии связи ядер ${}_4\text{Be}^{10}$ и ${}_5\text{B}^{10}$ различаются на величину порядка 1 МэВ, поскольку здесь число четверок не меняется при

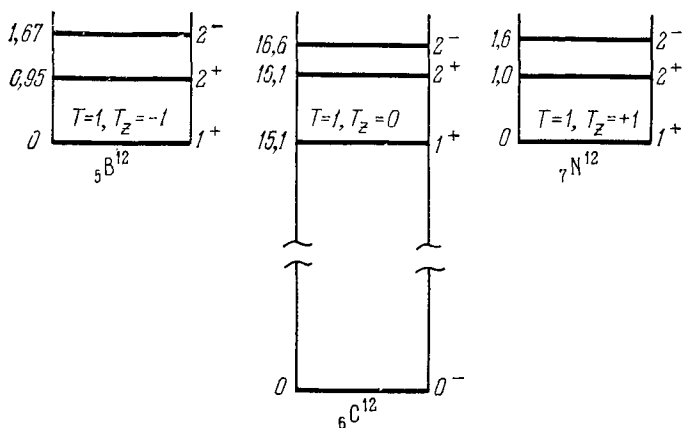


Рис. 5.10. Уровни ядер изотопов бора ${}_5\text{B}^{12}$, углерода ${}_6\text{C}^{12}$ и азота ${}_7\text{N}^{12}$, входящие в состав изотопического мультиплета с $T = 1$.

замене нейтрона на протон. В давние времена считали, что счетверение свидетельствует о том, что в состав ядер входят α -частицы. Сейчас выяснено, что такая упрощенная картина далека от истины, так как между различными четверками в ядре происходит интенсивный обмен нуклонами.

8. Как мы уже указывали в п. 2 этого параграфа, изотопическая инвариантность является принципиально приближенным законом сохранения, справедливым только для ядерных сил. Кулоновские силы в противоположность ядерным явным образом отличают протон от нейтрона и, следовательно, нарушают изотопическую инвариантность. Поэтому в течение длительного времени молчаливо предполагалось, что приписывать уровням определенный изотопический спин имеет смысл только в легких ядрах, у которых роль кулоновской энергии (из-за малого числа протонов) относительно невелика. Однако совершенно неожиданно выяснилось, что изотопический спин с большой точностью является хорошим квантовым числом и в средних, и в тяжелых ядрах, у которых кулонов-

ская энергия очень велика (для ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ $E_{\text{кул}} = 0,71Z^2A^{-1/3} \approx 780$ МэВ, см. (2.8)). Мы не имеем здесь возможности рассмотреть интересный вопрос о том, почему, несмотря на столь большую величину, кулоновская энергия не нарушает изотопическую инвариантность в тяжелых ядрах. Укажем только, что в конечном счете это связано с дальнедействующим характером кулоновских сил.

Из сохранения изотопического спина для средних и тяжелых ядер следует, что у последних, точно так же, как и у легких ядер, должны существовать изотопические мультиплеты, в частности, у соседних ядер должны существовать уровни одинаковой структуры. Для иллюстрации изотопических мультиплетов рассмотрим два хорошо изученных тяжелых ядра: висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ и свинца ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ *). Согласно правилам определения величины изотопического спина (см. п. 7) изоспины T_{Pb} и T_{Bi} основного и первых возбужденных состояний ядер ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должны иметь значения $T_{\text{Pb}} = 22\frac{1}{2}$, $T_{\text{Bi}} = 21\frac{1}{2}$. Как и в случае легких ядер (рис. 5.10), в ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должны существовать уровни с изоспином $T = 22\frac{1}{2}$, которые вместе с соответствующими уровнями ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ входят в состав изотопических мультиплетов. В частности, в ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ должен существовать уровень, который входит в состав мультиплета вместе с основным состоянием ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. Согласно уже сложившейся традиции этот уровень ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ называется уровнем, *аналоговым* основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ или просто аналоговым. Точно так же можно говорить об уровнях, аналоговых первому возбужденному состоянию, и т. д.

Аналоговые уровни обладают большой энергией возбуждения. Их энергию можно определить следующим образом. Поскольку структура уровней, входящих в изотопический мультиплет, должна быть одинаковой, то должна быть одинаковой и энергия связи, обусловленная ядерными силами. Следовательно, энергии связи основного состояния ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и аналогового ему уровня в ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ различаются на кулоновскую энергию $\Delta E_{\text{кул}}$ одного протона. Поэтому энергия возбуждения уровня, аналогового основному состоянию, дается формулой

$$E_a = \Delta E + \Delta E_{\text{кул}}, \quad (5.36)$$

где $\Delta E = E_p(\text{Bi}^{209}) - E_n(\text{Pb}^{209})$ — разность энергий связи ядер ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ и ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. Анализ большого экспериментального материала по аналоговым состояниям приводит к следующей полуэмпирической формуле для $\Delta E_{\text{кул}}$:

$$\Delta E_{\text{кул}} = 1,45Z \cdot A^{-1/3} - 1,03 \text{ МэВ}. \quad (5.37)$$

*) Ядро ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ является нестабильным. Однако спектр его возбужденных состояний хорошо изучен.

В рассматриваемом нами примере $\Delta E \approx -0,2$ МэВ, $\Delta E_{\text{кул}} \approx 19$ МэВ и, следовательно, $E_a = 19 - 0,2 \approx 18,8$ МэВ. Таким образом, в ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ уровень, аналоговый основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$, имеет энергию 18,8 МэВ. Уровни, аналоговые возбужденным состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$, смещены вверх на соответствующую энергию возбуждения (рис. 5.11).

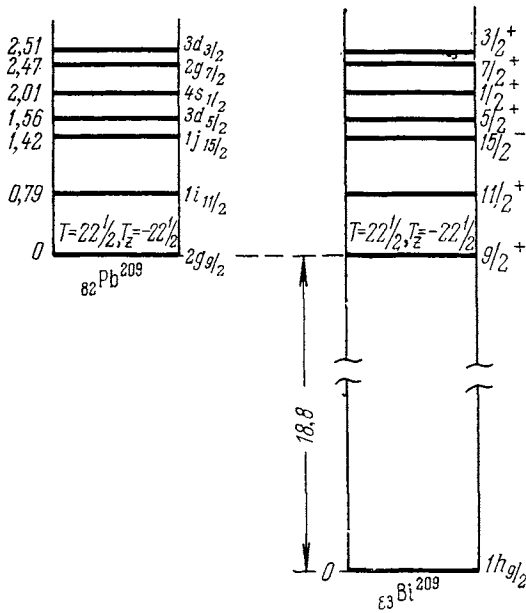


Рис. 5.11. Уровни ядер изотопов свинца ${}_{82}\text{Pb}^{209}$ и висмута ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, входящие в состав изотопического мультиплетта с $T = 22\frac{1}{2}$.

9. Аналоговые состояния соответствуют большим энергиям возбуждения. Мы знаем, что (см. гл. IV, § 7, п. 7) плотность уровней экспоненциально растет с ростом энергии возбуждения. В ядре ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ в области первого аналогового уровня (18,8 МэВ) плотность уровней составляет 10^7 уровней на МэВ. Существенно отметить, однако, что все эти уровни имеют изоспин $T = 21\frac{1}{2}$, равный изоспину основного состояния. Таким образом, аналоговые уровни, так

сказать, «погружены» в плотную среду уровней с на единицу меньшим изоспином. Однако из-за отличия в значении изотопического спина аналоговые уровни не смешиваются с остальными.

Аналоговые состояния отчетливо проявляются в различных реакциях. Так, аналоговые уровни ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ наблюдаются в упругом и неупругом рассеянии протонов на ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. На рис. 5.12 представлено сечение упругого рассеяния протонов. Зигзагообразные изломы в плавно изменяющейся с энергией кривой являются результатом интерференции резонансного рассеяния через аналоговые уровни и нерезонансного (см. гл. IV, § 7, п. 8), главным образом резерфордского, рассеяния. На рис. 5.13 показана зависимость сечения неупругого рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ с переходом этого ядра в возбужденное состояние ($E^* = 3,47$ МэВ). На этом рисунке также четко виден резонанс, соответствующий возбуждению состояния ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, аналогового основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$.

10. Установление того факта, что в средних и тяжелых ядрах изотопический спин является хорошим квантовым числом, позволило, во-первых, понять многие свойства атомного ядра, которые раньше было очень трудно интерпрети-

ровать, и, во-вторых, получать ценную, порой уникальную, информацию о структуре ядра.

В течение длительного времени загадочным явлением был большой сдвиг в сторону высоких энергий максимумов в сечениях фотоядерных реакций (γ , p)

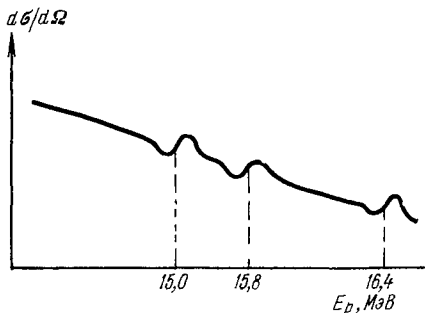


Рис 5.12. Схематическое изображение зависимости сечения упругого рассеяния протонов на ядре изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ от энергии налетающего протона.

Пунктиром отмечены энергии протона, при которых возбуждаются аналоговые резонансы.

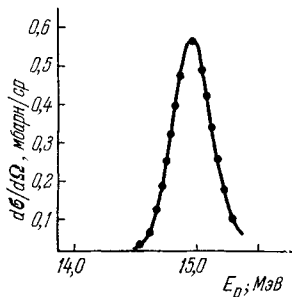


Рис 5.13. Зависимость сечения реакции $p + {}_{82}\text{Pb}^{208} \rightarrow {}_{82}\text{Pb}^{208*} + p'$ от энергии E_p протона в окрестности $E_p = 15$ МэВ.

Угол θ неупругого рассеяния равняется 90° .

и (γ , p) (см. гл. IV, § 11) на средних и тяжелых ядрах (рис. 5.14). Концепция изотопического спина позволила естественно объяснить этот факт. Действительно, в квантовой механике доказывается, что γ -квант может возбуждать состояния с изоспином T и $T + 1$, где T — изоспин основного состояния ядра. Соответственно этому имеются два «гигантских резонанса» (см. гл. IV, § 11, п. 4), один из которых соответствует возбуждению состояний с изоспином T , а другой (значительно меньший по величине) — состояний с изоспином $T + 1$. Поскольку состояния с разным изоспином разделены большим энергетическим интервалом, то эти два гигантских резонанса сильно удалены друг от друга. «Верхний» резонанс (с $T + 1$) распадается преимущественно с испусканием протонов *) и ответствен за максимум в (γ , p)-реакции.

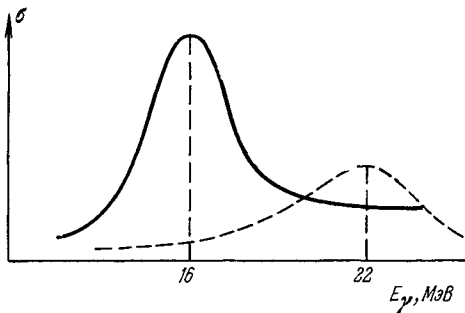


Рис 5.14. Схематическая зависимость сечений реакций (γ , p) (сплошная кривая) и (γ , p) (пунктирная кривая) от энергии γ -кванта на ядре изотопа циркония ${}_{40}\text{Zr}^{90}$.

*) Действительно, резонанс с изоспином $T + 1$ не может распасться, испустив нейтрон и оставив конечное ядро в состоянии с изоспином $T - 1/2$, поскольку при этом нарушился бы закон сохранения изоспина:

$$T + 1 \neq T - 1/2 + 1/2 = T.$$

Распад же на состояния конечного ядра с изоспином $T + 1/2$, которые лежат очень высоко по энергии, запрещен законом сохранения энергии,

Таблица 5.1. Сравнение рассчитанных и экспериментальных парциальных ширин уровня ядра изотопа висмута ${}_{83}\text{Bi}^{208}$, являющегося аналогом основного состояния ядра изотопа свинца ${}_{82}\text{Pb}^{208}$

Спин конечного ядра	$1/2$	$5/2$	$3/2$
$\Gamma_{\text{теор}}$, кэВ	39	18	51
$\Gamma_{\text{эксп}}$, кэВ	61 ± 15	17 ± 4	50 ± 11

В гл. IV, § 7, п. 9 мы говорили о том, что рассчитать полную и парциальные ширины какого-либо резонанса практически невозможно, поскольку очень сложной является структура соответствующего резонансу уровня. Аналоговые резонансы предоставляют в принципе уникальную возможность провести более или менее осмысленное сравнение теории с экспериментом, поскольку структура аналоговых уровней тождественна со структурой соответствующего ему низколежащего состояния и, следовательно, относительно проста. В табл. 5.1 приведены рассчитанные теоретически и экспериментальные парциальные ширины уровня ${}_{83}\text{Bi}^{208}$, аналогового основному состоянию ядра ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Этот уровень проявляется как резонанс в упругом и неупругом рассеянии протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{207}$.

Как видно из таблицы, теория дает неплохое согласие с экспериментом.

Как мы указывали в гл. III, § 5, для теории обобщенной модели большой интерес представляет идентификация состояний, по структуре представляющих собой нуклон над возбужденным остовом. Изучение аналоговых резонансов позволило обнаружить ряд таких состояний. Для примера на рис. 5.15 приведены кривые зависимости сечения упругого и неупругого

рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Интересной особенностью этих кривых является то, что на кривой неупругого рассеяния имеются некоторые резонансы, которых нет на кривой упругого рассеяния. Эти резонансы обусловлены уровнями ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, соответствующими аналоговым состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. В этих состояниях нейтрон $2g_{3/2}$ движется над возбужденным (3^-) остовом (ядро ${}_{82}\text{Pb}^{208}$).

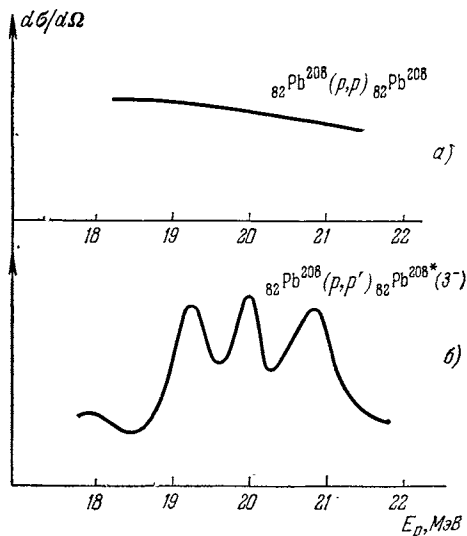


Рис. 5.15. Зависимость сечений упругого (а) и неупругого (б) рассеяния протона на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ от энергии E_p протона в области 18—22 МэВ.

При неупругом рассеянии конечное ядро остается в возбужденном состоянии с $E^* = 2,6$ МэВ. Угол θ рассеяния равняется 165° .

рассеяния протонов на ядре ${}_{82}\text{Pb}^{208}$. Интересной особенностью этих кривых является то, что на кривой неупругого рассеяния имеются некоторые резонансы, которых нет на кривой упругого рассеяния. Эти резонансы обусловлены уровнями ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$, соответствующими аналоговым состояниям ядра ${}_{82}\text{Pb}^{209}$. В этих состояниях нейтрон $2g_{3/2}$ движется над возбужденным (3^-) остовом (ядро ${}_{82}\text{Pb}^{208}$).