

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН ЛЁГКИХ ЯДЕР

А. Базь и Я. Смородинский

Часть I. ТЕОРИЯ

Глава I. ИЗОТОПИЧЕСКИЙ СПИН НУКЛОНОВ

§ 1. Введение

Имеется много оснований считать, что ядерные силы, действующие между нуклонами, обладают зарядовой инвариантностью. Это значит, что взаимодействия трёх возможных пар нуклонов: протон — протон, нейтрон — нейтрон и протон — нейтрон, находящихся в одинаковых состояниях (в смысле зависимости волновых функций от координат и спинов), тождественны друг с другом.

Однако, несмотря на широкое распространение, которое получила гипотеза зарядовой инвариантности в ядерной физике, сейчас не существует прямого доказательства её справедливости.

Действительно, взаимодействие двух нуклонов непосредственно изучалось лишь в явлениях рассеяния нейтронов протонами и протонов протонами. Хорошо, однако, известно, что в исследованной области энергий (примерно до 10 Мэв) рассеяние, связанное с ядерными силами, происходит лишь в состояниях с $I=0$ (S -состояния). Поэтому из анализа этих опытов можно было лишь заключить о сходстве взаимодействий нейтрон—протон и протон—протон лишь в состоянии 1S (напомним, что 2 протона не могут в силу принципа Паули находиться в состоянии 3S). Участие в рассеянии состояний с $I>0$ настолько незначительно, что в области низких энергий (до $\sim 10 \text{ Мэв}$) никаких заключений о взаимодействии в этих состояниях сделать нельзя. Область больших энергий, которой посвящено много работ, представляет отдельную задачу, связанную, в частности, с зарядовой инвариантностью взаимодействия нуклонов с π -мезонами (а также и другими мезонами, которые, возможно, играют существенную роль во взаимодействии между нуклонами). Впрочем, и в области

больших энергий не существует точных доказательств зарядовой инвариантности, хотя вся совокупность имеющихся экспериментов в этой области не противоречит гипотезе.

Поэтому большое значение приобретает рассмотрение структуры спектров лёгких ядер с точки зрения их закономерностей, которые вытекают из принятия гипотезы зарядовой инвариантности. Как оказывается, именно структура ядерных спектров и является сейчас наиболее убедительным доказательством справедливости рассматриваемой гипотезы, по крайней мере в области не слишком больших энергий.

В этом обзоре мы ставим своей задачей показать, какие общие свойства спектров связаны с гипотезой зарядовой независимости ядерных сил и какие можно сделать заключения о точности этой гипотезы.

Обзор состоит из двух частей. В первой части мы изложим основные физические идеи, на которых строится теория изотопического спина. При этом мы будем избегать сложных математических вопросов, ограничиваясь не совсем строгими, но наглядными соображениями. Вопросам теории были посвящены недавно опубликованные работы Шапиро¹ и Зельцера², к которым мы и отсылаем читателей.

Вторая часть содержит описание уровней лёгких ядер и их анализ по изотопическому спину. Большая часть данных об уровнях взята из двух работ по лёгким ядрам Айзенберга и Лауритсена³ и Эндта и Клэйвера⁴.

§ 2. Квантовые характеристики ядерных уровней

Как известно, каждый уровень квантовой системы (и в частности ядра) характеризуется набором квантовых чисел. Эти числа связаны с различными свойствами симметрии системы; в зависимости от того, является ли рассматриваемая симметрия точной или нет, различают точные или приближённые квантовые числа. Первые из них — такие, как энергия системы и момент количества движений — строго сохраняются при любых процессах, происходящих в системе, вторые, вообще говоря, могут и не сохраняться, а характеризуются тем, что процессы, связанные с их несохранением, имеют существенно меньшую вероятность. Примером последних могут служить орбитальное и спиновое квантовые числа в атомах, сохранение которых справедливо лишь в рамках схемы LS -связи. Кроме упомянутых выше точных квантовых чисел — энергии E и спина I , уровни системы характеризуются ещё чётностью P , возникающей из инвариантности свойств системы при отражении всех координат в начале координат.

Напомним, что из того, что отражение, произведённое два раза, есть тождественная операция, следует, что волновая функ-

ция системы при одном отражении может либо менять знак, либо оставаться неизменной. В первом случае говорят, что система «нечётна», во втором, что она «чётна».

Этими тремя числами E , I и P и исчерпываются точные квантовые числа.

Перейдём теперь к «неточным» квантовым числам. Введение таких чисел связано с конкретными предположениями о свойствах системы нуклонов. В приближённом характере этих предположений и заключён источник неточности квантовых чисел.

Так, модель ядерных оболочек в схеме jj связи приводит к появлению целой серии неточных квантовых чисел — моментов и чётностей (или, что то же, полных и орбитальных моментов) отдельных нуклонов в ядре. Неточность таких квантовых чисел очевидна — она определяется пренебрежением взаимодействием между нуклонами.

Такой же неточный характер носит и понятие изотопического спина.

Возникновение этого понятия связано с обсуждаемой нами гипотезой зарядовой инвариантности ядерных сил. Такая гипотеза сводится к требованию, чтобы гамильтонова (или лагранжева) функция системы оставалась бы неизменной при замене любого протона на нейтрон либо, наоборот, любого нейтрона на протон. Это означает, в частности, что гамильтонова функция системы должна быть симметрична относительно одновременной перестановки координат и спинов любых частиц.

Условие инвариантности гамильтониана системы относительно любых перестановок приводит к тому, что на волновую функцию ядра накладываются определённые условия. Только в простейшем случае системы из двух частиц эти условия сводятся к условию симметрии или антисимметрии волновой функции. В общем случае они формулируются сложнее. Наиболее компактным и наглядным путём эти условия могут быть описаны в форме теории изотопического спина, а сама зарядовая инвариантность — в форме закона сохранения изотопического спина.

§ 3. Изотопический спин нуклонов и системы нуклонов

В рамках гипотезы зарядовой инвариантности нейтрон и протон рассматриваются как два зарядовых состояния одной и той же частицы — нуклона. При этом оказывается, что такое объединение нейтрона и протона в одну частицу позволяет весьма компактным образом сформулировать все следствия, вытекающие из гипотезы зарядовой инвариантности, и, кроме того, этот приём очень удобен при классификации состояний системы из нейтронов и протонов.

Соответствующий аппарат строится следующим образом. Согласно сказанному выше нуклон должен описываться двухкомпонентной волновой функцией, которую можно записать в виде столбика. В этой записи протонное и нейтронное состояния нуклона изображаются соответственно как

$$\psi_p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \psi_n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Введём оператор τ_1 , переводящий нейтрон в протон. По определению, τ_1 должен обладать тем свойством, что

$$\tau_1 \psi_n = \psi_p; \quad \tau_1 \psi_p = 0.$$

Легко сообразить, что этот оператор можно представить в следующем виде:

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично, оператор τ_2 , обладающий свойством

$$\tau_2 \psi_p = \psi_n; \quad \tau_2 \psi_n = 0,$$

может быть записан как

$$\tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Введём далее операторы τ_z , τ_y , τ_x согласно следующим равенствам:

$$\tau_z = (\tau_1 + \tau_2) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_y = i(\tau_2 - \tau_1) = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Определённые таким образом операторы τ_z , τ_y , τ_x совпадают с известными из теории спина матрицами Паули и, следовательно, обладают теми же формальными свойствами, что и последние. В частности, нетрудно проверить, что оператор $1/2 \tau_z$ следующим образом действует на волновые функции нейтрона и протона:

$$1/2 \tau_z \psi_p = 1/2 \psi_p; \quad 1/2 \tau_z \psi_n = -1/2 \psi_n.$$

Все соотношения теории изотопического спина тождественны аналогичным соотношениям нерелятивистской теории спина. Роль состояния с проекцией спина $1/2$ играет протонное состояние нуклона, состоянию с проекцией спина $-1/2$ соответствует нейтронное состояние, а роль операторов проекций спина на декартовы оси координат играют операторы $1/2 \tau_z$, $1/2 \tau_y$ и $1/2 \tau_x$. Отсюда возникло название для операторов $1/2 \tau_z$, $1/2 \tau_y$ и $1/2 \tau_x$ — проекций оператора изотопического спина нуклона, а два зарядовых состояния нуклона рассматривают как состояния с разными проекциями изотопического спина нуклона $1/2 \tau_z$ на z -ось.

Для того чтобы провести аналогию между обычным и изотопическим спином ещё дальше, формально вводится трёхмерное изотопическое пространство, в котором τ_x , τ_y и τ_z можно рассматривать как компоненты векторного оператора τ . Смысл введения изотопического пространства заключается в том, что оператор $1/2 \tau$ при этом приобретает наглядный смысл оператора момента количества движения в этом пространстве, нуклон при этом должен рассматриваться как частица с изотопическим спином $1/2$ и задача классификации состояний системы, состоящей из нейтронов и протонов, сводится к известной задаче классификации состояний тождественных частиц со спином $1/2$, которая встречается в теории электронной оболочки атома.

Поскольку в рамках гипотезы зарядовой инвариантности взаимодействия (pp), (pn) и (nn) равны, то нейтроны и протоны в ядре отличаются друг от друга только благодаря принципу Паули, который запрещает такие состояния системы, когда два нейтрона или два протона находятся в одном и том же квантовом состоянии. С другой стороны, гамильтониан системы симметричен относительно перестановки спинов и пространственных координат двух любых частиц. Если поэтому рассматривать нейтроны и протоны как различные состояния одной частицы — нуклона, то очевидно, что зарядовая инвариантность приводит к требованию, чтобы гамильтониан системы нуклонов был бы инвариантен относительно перестановки всех пяти координат ($x y z s_z \tau_z$) двух любых нуклонов. Отсюда непосредственно следует, что волновая функция любой такой системы должна либо вовсе не изменяться при перестановке координат любых двух нуклонов (симметричная волновая функция), либо должна при этом изменить знак (антисимметричная волновая функция). Однако известно, что нейтроны и протоны по отдельности удовлетворяют принципу Паули, т. е. при перестановке пространственных координат и спинов двух нейтронов или двух протонов волновая функция системы меняет знак. Так как τ_z при такой перестановке не меняются ($1/2 \tau_z = -1/2$ для всех нейтронов и $1/2 \tau_z = 1/2$ для всех протонов), то такую перестановку можно рассматривать как перестановку всех пяти координат двух нуклонов. Но если волновая функция меняет знак при перестановке всех пяти координат хотя бы одной пары нуклонов, то легко показать, что она должна быть антисимметрична относительно перестановки всех пяти координат любой пары нуклонов. Это утверждение обычно называют обобщённым принципом Паули.

Таким образом, систему, состоящую из нейтронов и протонов, в предположении зарядовой инвариантности ядерных сил можно рассматривать как систему из тождественных частиц — нуклонов (с зарядовой степенью свободы), подчиняющихся статистике Ферми.

Далее возникает вопрос о классификации уровней энергии такой системы. Введём для этого понятие изотопического спина системы нуклонов. Изотопический спин системы нуклонов T определяется как сумма изотопических спинов

$$T = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} \tau^{(i)},$$

где суммирование производится по всем нуклонам. Ясно, что определённый таким образом оператор T является вектором в изотопическом пространстве и обладает, так же как и $\frac{1}{2} \tau$, всеми свойствами момента количества движения. В частности, при сложении изотопических спинов нуклонов применимы обычные правила сложения моментов*), и, например, в случае системы из двух нуклонов, T может принимать значения 0 и 1, в случае трёх нуклонов — $\frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$, в случае четырёх — 0, 1 и 2 и т. д. Легко увидеть, какой физический смысл имеют состояния с различными изотопическими спинами. Для этого заметим, что согласно определению T как вектора, T во всяком случае не меньше своей проекции на ось: $T \geq |T_z|$. Но выражение для T_z можно представить в следующем виде:

$$T_z = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} \tau_z^i = \frac{1}{2} (Z - N),$$

где Z — число протонов, N — число нейтронов, а A — общее число нуклонов, $A = N + Z$. Таким образом, T_z равно половине нейтронного избытка ядра, взятого с обратным знаком. (В литературе часто пользуются старым условием знаков Вигнера, при котором $\frac{1}{2} \tau_z$ нейтрона равно $+\frac{1}{2}$. В этой нормировке меняются знаки и в остальных формулах.)

Отсюда следует, что если изотопический спин какого-либо состояния есть T , то это состояние может осуществляться только в таких системах, у которых $|Z - N| \leq 2T$. Так, например, состояния с $T = 0$ могут осуществляться только при $Z = N$, а состояния с $T = 1$ — при $Z = N$ или $Z = N \pm 1$.

Как отмечалось выше, введение изотопического спина позволяет исследовать систему из нуклонов теми же методами, что и систему из тождественных частиц со спином $\frac{1}{2}$. В частности, можно без особого труда обобщить методы построения волновой функции системы электронов на случай систем, обладающих изотопическим спином. Мы, однако, этим заниматься не будем, поскольку

*) В квантовой механике показывается, что закон сложения квантовых векторов есть простое следствие правил коммутации.

нас не будет интересовать конкретное вычисление численных характеристик уровней, для которого нужен точный вид волновых функций. Для целей нашего обзора достаточно ограничиться векторной моделью.

§ 4. Закон сохранения изотопического спина

Рассмотрим систему из Z протонов и N нейтронов, находящуюся в каком-либо стационарном состоянии, и предположим, что гипотеза о зарядовой инвариантности ядерных сил строго выполняется. Как уже говорилось выше, это предположение означает, что свойства системы остаются неизменными при замене любого нейтрона на протон или наоборот. Заменяем теперь один нейтрон на протон. При этом получается новая система, но её гамильтониан в точности равен старому гамильтониану. Поэтому стационарные состояния обеих систем должны находиться из решения одного и того же уравнения Шредингера

$$H\psi = E\psi,$$

и единственное отличие возникает из-за принципа Паули, благодаря которому часть состояний, возможных в одной системе, будет запрещена в другой. Те же состояния, которые могут осуществляться как в той, так и в другой системе, будут, очевидно, обладать совершенно тождественными свойствами (они будут иметь одинаковую энергию, момент, чётность и т. д.).

Чтобы понять, что это всё значит с точки зрения изотопического спина, заметим следующее. При замене одного нейтрона на протон проекция изотопического спина системы меняется на единицу: $T_z \rightarrow T_z + 1$ ($T_z \rightarrow T_z - 1$, если протон заменяется на нейтрон), т. е. такой замене соответствует некоторый поворот в изотопическом пространстве. Следовательно, то обстоятельство, что гамильтониан системы при этой замене остаётся неизменным, можно рассматривать как инвариантность гамильтониана системы нуклонов относительно вращений в изотопическом пространстве. Отсюда непосредственно следует, что полный изотопический спин системы должен сохраняться. Доказательство в этом случае проводится совершенно аналогично доказательству закона сохранения обычного момента количества движения*). Таким образом, мы приходим к очень важному закону: изотопический спин системы

*) Мы привели нестрогий, но наглядный вывод закона сохранения изотопического спина. Строго его можно вывести так: операторы превращения нейтрона в протон и протона в нейтрон τ_2 и τ_1 и тем более τ_z в предположении зарядовой инвариантности коммутируют с гамильтонианом. Поэтому и операторы τ_z , τ_1 , τ_2 , T_z , T_1 и T_2 , представляющие собой линейные комбинации $\tau_1^{(i)}$, $\tau_2^{(i)}$, коммутируют с гамильтонианом системы. Отсюда сразу следует, что T сохраняется.

нуклонов в предположении зарядовой инвариантности ядерных сил является интегралом движения.

Следствием этого закона сохранения является то, что каждое стационарное (в квантовомеханическом смысле) состояние системы нуклонов должно обладать определённым изотопическим спином. Это непосредственно следует из общей теоремы, гласящей, что любые два коммутирующих оператора должны обладать общей системой собственных функций. Применяя эту теорему к случаю, когда коммутирующими операторами являются операторы изотопического спина T и гамильтониан H системы, получим сформулированное выше утверждение.

Глава II. ПРАВИЛА ОТБОРА ПО ИЗОТОПИЧЕСКОМУ СПИНУ

§ 5. Введение

Закон сохранения изотопического спина приводит к определённым правилам отбора при различных ядерных реакциях. Можно выделить два основных случая:

а) в реакции участвуют только нуклоны, относительно которых известно, что их полный изотопический спин сохраняется. В этом случае мы непосредственно обращаемся к закону сохранения изотопического спина и получаем, что весь ядерный процесс должен происходить таким образом, чтобы на каждой его стадии изотопический спин системы был равен начальному изотопическому спину;

б) в реакции участвуют не только нуклоны, но и другие частицы (β -частицы, γ -кванты), излучение которых меняет изотопический спин системы, так что непосредственно применять закон сохранения изотопического спина нельзя. При этом оказывается, однако, что при определённых соотношениях между изотопическими спинами начальных и конечных состояний системы нуклонов матричные элементы, отвечающие излучению или поглощению, тождественно обращаются в нуль. Условия, при которых это происходит, зависят от конкретной формы взаимодействия и определяют правила отбора по изотопическому спину в этом случае.

Рассмотрим эти случаи более подробно.

§ 6. Реакции, в которых участвуют только нуклоны

При взаимодействии тяжёлых частиц (нейтронов, протонов, дейтронов и т. д.) с лёгкими ядрами можно пренебречь кулоновским взаимодействием по сравнению со специфическими ядерными силами. Поэтому можно считать, что в этой области ядер гипотеза о зарядовой инвариантности ядерных сил применима с достаточной точностью. Отсюда вытекает ряд интересных следствий:

а) Так как изотопический спин дейтронов и α -частиц равен нулю, то в реакциях типа (dd) , (da) , (ad) и $(\alpha\alpha)$ начальное и конечное состояние ядра должно иметь один и тот же изотопический спин. Более того, если реакция идёт через промежуточное ядро, последнее может образоваться только в тех состояниях, изотопический спин которых равен изотопическому спину начального ядра. Таким образом, реакции такого типа являются средством для определения изотопических спинов различных состояний ядер.

В наиболее интересном случае, когда начальное ядро имеет изотопический спин, равный нулю, что, например, имеет место для основных состояний почти всех лёгких ядер типа $2n$, получаем, что при реакциях такого типа невозможно образование конечного ядра в состоянии с $T \neq 0$. Кроме того, в этих реакциях могут проявляться только те уровни промежуточного ядра, у которых $T = 0$. Так, например, в реакции $O^{16}(d\alpha)N^{14}$ обнаружено, что при всех энергиях дейтронов отсутствует группа α -частиц, соответствующая возбуждённому состоянию N^{14} с энергией $E = 2,31$ Мэв. Так как основное состояние ядра O^{16} имеет $T = 0$ и никакие другие правила отбора (по моменту или чётности) не могут объяснить этого запрета, то из закона сохранения изотопического спина сразу получаем, что уровню N^{14} с $E = 2,31$ Мэв следует приписать изотопический спин $T \gg 1$. И действительно, из независимых соображений известно⁵, что изотопический спин этого уровня $T = 1$.

Аналогично, если вначале у ядра было $T = 1/2$, то при реакциях (dd) и т. п. у промежуточного ядра будут проявляться только уровни с $T = 1/2$, а конечные ядра могут образовываться только в состоянии с $T = 1/2$.

б) Если образовавшееся при какой-либо реакции промежуточное ядро находится в состоянии с определённым изотопическим спином T , то распад этого состояния должен происходить таким образом, чтобы векторная сумма изотопических спинов частиц после распада равнялась бы T . Так, если промежуточное ядро находится в состоянии с $T = 1$, то вылет α -частицы или дейтона возможен только в том случае, когда образующееся при этом ядро также находится в состоянии с $T = 1$. Например, в реакции $N^{13}(p\alpha)C^{12}$ совершенно не проявляется возбуждённое состояние промежуточного ядра O^{16} с энергией возбуждения $E = 12,95$ Мэв. В то же время из энергетических соображений известно, что ядро C^{12} при этой реакции может образовываться только в состояниях с $T = 0$ (первое состояние с $T = 1$ у C^{12} имеет очень большую энергию возбуждения ~ 15 Мэв). Сопоставляя эти данные, легко прийти к выводу, что изотопический спин уровня O^{16} с $E = 12,95$ Мэв должен равняться единице (более высокие T невозможны из энергетических соображений).

§ 7. Правила отбора при β -распаде

При вычислении вероятностей β -распада приходится сталкиваться с вычислением матричных элементов операторов, зависящих от изотопических спинов нуклонов. Оказывается, что многие свойства таких матричных элементов можно получить в общем виде. Для этого используем тот факт, что операторы изотопического спина обладают теми же формальными свойствами, что и операторы обычного момента количества движения. В частности, они удовлетворяют тем же правилам коммутации, что и компоненты вектора момента количества движения. С другой стороны, известно, что правила коммутации позволяют получить ряд общих формул для матричных элементов от различных комбинаций компонент вектора момента количества движения. Так как получающиеся при этом формулы основаны только на правилах коммутации, то они полностью применимы и к аналогичным матричным элементам от операторов изотопического спина.

Приведём сначала сводку полученных таким образом правил отбора для некоторых операторов, встречающихся при вычислении вероятностей β - и γ -переходов.

а) Если оператор F инвариантен относительно вращений в изотопическом пространстве (это бывает, например, когда F от изотопического спина нуклонов вообще не зависит), то матричные элементы F между состояниями с определёнными изотопическими спинами T, T' и их проекциями T_z, T'_z удовлетворяют следующим условиям:

$$(TT_z | F | T'T'_z) \neq 0, \text{ только если } T = T'; T_z = T'_z.$$

б) Если оператор P_z при вращениях в изотопическом пространстве преобразуется как z -компонента вектора (простейший пример такого оператора представляет T_z -оператор z -проекции изотопического спина ядра), то имеют место следующие правила отбора: $(TT_z | P_z | T'T'_z) \neq 0$, только если $T = T'$; $T_z = T'_z \pm 1$; $T_z = T'_z$ или если $T = T'$; $T_z = T'_z \neq 0$.

в) Если оператор P_1 при вращениях в изотопическом пространстве преобразуется как $P_1 = (T_x + iT_y)$, то имеют место следующие правила отбора для матричных элементов от P_1 : $(TT_z | P_1 | T'T'_z) \neq 0$, только если $T = T'$; $T_z = T'_z \pm 1$.

г) Если оператор P_2 при вращениях в изотопическом пространстве преобразуется как $P_2 = (T_x - iT_y)$, то $(TT_z | P_2 | T'T'_z) \neq 0$, только если $T = T'$; $T_z = T'_z \pm 1$.

Перейдём теперь собственно к β -распаду. При β -распаде происходит переход нуклона из одного зарядового состояния в другое (при β^- -распаде нейтрон переходит в протон, а при β^+ -распаде —

протон в нейтрон). Соответственно этому оператор, описывающий процесс β -распада, имеет следующий вид:

$$\mathcal{M}_1 = \sum_i B_i(x, y, z, s_z) \tau_1^i (\beta^- \text{-распад}),$$

$$\mathcal{M}_2 = \sum_i B_i(x, y, z, s_z) \tau_2^i (\beta^+ \text{-распад}),$$

где τ_1 и τ_2 есть соответственно операторы превращения нейтрона в протон и, наоборот, протона в нейтрон, а операторы B_i от координат изотопического спина не зависят (в стандартных обозначениях теории β -распада $B_i = 1$ — для скалярного и векторного вариантов, $B_i = \sigma_i$ — для тензорного псевдовекторного и $B_i = \beta_i \gamma_5$ — для псевдоскалярного варианта). Суммирование происходит по всем нуклонам ядра.

Из выражений для \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 видно, что при вращении в изотопическом пространстве они преобразуются как соответственно $\tau_z \pm i\tau_y$. Поэтому мы сразу можем заключить, что β -переход возможен только между такими состояниями, изотопические спины которых T и T' отличаются не более чем на единицу: $T - T' = 0 \pm 1$. При этом $\Delta T = 0$ в случае правил отбора Ферми, и $\Delta T = 0, \pm 1$ в случае правил отбора Гамова — Теллера. Действительно, матричные элементы Ферми (скалярный и векторный варианты теории β -распада) в нерелятивистском случае сводятся к матричным элементам от оператора $\sum_i \tau_1^{(i)} = T_z + iT_y$ (или $\sum_i \tau_2^{(i)} = T_z - iT_y$ в случае β^+ -распада), который коммутирует с T^2 . Поэтому при таком переходе T сохраняется.

В случае матричных элементов Гамова — Теллера (тензорный и псевдовекторный варианты), сводящихся к матричным элементам от оператора $\sum_i \sigma_i \tau_1^{(i)}$ (или $\sum_i \sigma_i \tau_2^{(i)}$), дополнительных ограничений не возникает и выполняется обычное правило отбора для операторов такого типа: $\Delta T = 0, \pm 1$.

§ 8. Правила отбора при γ -излучении⁶

Аналогично правилам отбора при β -распаде можно получить правила отбора для γ -переходов. Оператор перехода (гамильтониан взаимодействия нуклонов с электромагнитным полем) в этом случае имеет вид (мы пренебрегаем очень слабым взаимодействием, связанным с магнитными моментами нейтрона и протона)

$$H = \sum_i \frac{e}{c} \cdot \frac{1}{2} (1 + \tau_z^{(i)}) \mathbf{v}_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i),$$

где \mathbf{v}_i , \mathbf{r}_i — скорость и координата i -го нуклона, \mathbf{A} — вектор-потенциал электромагнитного поля, а суммирование производится по всем нуклонам. В этой формуле, в которую все нуклоны входят совершенно симметрично, автоматически учитывается, что из-за отсутствия заряда нейтрон не взаимодействует с электромагнитным полем. Это достигается введением оператора $\frac{1}{2}(1 + \tau_z^{(i)})$, который при действии на волновую функцию нуклона равен нулю или единице в зависимости от того, в каком зарядовом состоянии находится нуклон (нуль в случае нейтрона и единица в случае протона). Оператор H можно переписать в виде суммы двух частей:

$$H = H_0 + H_1,$$

где

$$H_0 = \sum_i \frac{e}{2c} \mathbf{v}_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i); \quad H_1 = \sum_i \frac{e}{2c} \mathbf{v}_i \mathbf{A}(\mathbf{r}_i) \cdot \tau_z^{(i)};$$

H_0 не зависит от изотопического спина нуклонов и является поэтому скаляром в изотопическом пространстве. Отсюда следуют правила отбора для γ -излучения, связанного с этой частью гамильтониана взаимодействия: $\Delta T = 0$. Второе слагаемое, H_1 , преобразуется при вращениях в изотопическом пространстве как ζ -компонента вектора. Поэтому для излучения, связанного с этой частью оператора взаимодействия, имеют место следующие правила отбора:

$$\Delta T = 0, \pm 1 \text{ при } T_z \neq 0,$$

$$\Delta T = \pm 1 \text{ при } T_z = 0,$$

т. е. в случае ядер с $T_z = 0$ ($N = Z$) H_1 может вызывать переходы только между уровнями с различными изотопическими спинами. С другой стороны, видно, что H_0 не может приводить к дипольным электрическим переходам ($E1$), так как по своей форме эта часть гамильтониана совпадает с гамильтонианом, описывающим систему одинаковых частиц с зарядом $\frac{e}{2}$, а, как известно, такая система не может излучать дипольное электрическое излучение. Отсюда следует важное правило: в ядрах с $N = Z$ невозможны дипольные переходы между уровнями с одинаковым изотопическим спином.

Этот вывод полностью подтверждается на эксперименте. Действительно, было обнаружено, что в ядрах с $T_z = 0$ (например, B^{10} , N^{14}) запрещены $E1$ -переходы между уровнями с одинаковыми изотопическими спинами, тогда как у соседних ядер с $T_z \neq 0$ (Be^{10} , C^{14}) никакого запрета по T обнаружено не было.

Необходимо, однако, отметить, что запреты $E1$ -переходов по изотопическому спину не являются абсолютно строгими. Они на несколько порядков понижают вероятность переходов, а не запрещают их полностью. Причин этому две. Во-первых, учёт спиновых взаимодействий приводит к возможности $E1$ -переходов и, во-вторых, каждое состояние ядра имеет примеси состояний с другими изотопическими спинами, так что $E1$ -переход может происходить благодаря присутствию примесей.

Все выводы этого параграфа в равной степени применимы как к процессам излучения γ -квантов с переходом ядра в более низкое состояние, так и к процессам поглощения γ -квантов с последующим развалом ядра. В реакциях последнего типа при этом возникает ряд характерных особенностей. Рассмотрим, например, ядра типа $4n$. В таких ядрах основное состояние имеет изотопический спин $T = 0$, а первое состояние с $T = 1$ находится лишь при энергии $\sim 12 - 15 \text{ Мэв}$. Это приводит к существованию порога для захвата дипольных электрических квантов, и поэтому интенсивный захват γ -квантов и последующий развал ядра становится возможным лишь при энергиях, больших чем $\sim 15 \text{ Мэв}$.

В некоторых случаях порог расположен ещё выше. Так, например, в реакции $\text{C}^{12}(\gamma\alpha)\text{Be}^8$ первое возбуждённое состояние ядра C^{12} с $T = 1$ находится при энергии $E = 15,2 \text{ Мэв}$ и энергетически возможен распад ядра с этого уровня на α -частицу и Be^8 , находящийся в основном состоянии. Однако в основном состоянии у Be^8 $T = 0$, поэтому такой распад запрещён законом сохранения изотопического спина. Реакция с вылетом α -частицы будет разрешена только в том случае, если энергия γ -квантов достаточна для образования Be^8 в возбуждённом состоянии с $T = 1$. Это соответствует энергии γ -квантов $E \sim 26 \text{ Мэв}$. Таким образом, в этой реакции пороговая энергия для $E1$ -захвата достигает величины $\sim 26 \text{ Мэв}$.

Аналогичные запреты возникают и при облучении γ -квантами не очень большой энергии ядер⁷ типа $N = Z + 1$; $A = 4n + 3$. Поскольку в основном состоянии у таких ядер изотопический спин $T = \frac{1}{2}$, то, поглощая γ -кванты, ядро может переходить в состояния с $T = \frac{1}{2}$ или $\frac{3}{2}$. Возбуждённые состояния с $T = \frac{1}{2}$ могут распадаться двумя путями: испустить либо нейтрон, либо ядро трития. Действительно, образующиеся при распаде ядра могут согласно закону сохранения изотопического спина иметь $T = 0$ или 1 (изотопический спин трития $T = \frac{1}{2}$), так что никаких запретов по изотопическому спину не возникает. Если же возбуждённое состояние ядра имеет $T = \frac{3}{2}$, то конечное ядро может иметь изотопический спин, равный 1 (или 2), но не может иметь изотопический спин, равный нулю. Поэтому его распад может происходить только тогда, когда рождение ядра в состоянии

$T=1$ разрешено энергетически. Это приводит к тому, что вылет трития оказывается невозможным.

Действительно, после вылета нейтрона остаётся нечётно-нечётное ядро с $N=Z$, а у таких ядер состояния с $T=1$ лежат очень близко к основному. В случае же вылета ядра трития должно остаться чётно-чётное ядро с $N=Z$, у которого все нижележащие состояния имеют $T=0$ (первое состояние с $T=1$ лежит примерно при $E \sim 12-15$ Мэв), и поэтому для образования остаточного ядра в состоянии с $T=1$ энергии не хватает. Поэтому при не очень высоких энергиях возбуждения начального ядра с уровнем с $T=3/2$ возможен только вылет нейтрона, а с уровня с $T=1/2$ — и нейтрона и трития. Таким путём удастся определить изотопический спин возбуждённых состояний чётно-нечётных ядер типа $A=4n+3$. Именно так было найдено, что у Li^7 первое возбуждённое состояние с $T=3/2$ лежит при $E=9,3$ Мэв.

Глава III. ТОЧНОСТЬ ИЗОТОПИЧЕСКОГО СПИНА

В предыдущих главах мы полностью пренебрегали теми свойствами нейтронов и протонов, которые, собственно, и позволяют различать эти частицы (масса, заряд, магнитные моменты). На самом деле нейтроны и протоны не совсем равноправны, в частности, нейтроны не подвержены действию кулоновских сил, тогда как при взаимодействии двух протонов необходимо, кроме ядерных сил, учитывать ещё и взаимодействие их зарядов. Это приводит к тому, что гамильтониан системы нуклонов, вообще говоря, не является зарядово-инвариантным и, следовательно, изотопический спин нельзя рассматривать как точное квантовое число. Однако в лёгких ядрах, где кулоновское взаимодействие мало по сравнению с ядерными силами (далее мы установим критерий малости), зарядово-неинвариантные члены в гамильтониане можно рассматривать как малую добавку к «невозмущённому» гамильтониану, который зарядово-инвариантен, и для их учёта использовать обычную теорию возмущений. В этом приближении полный изотопический спин уже не будет сохраняться, так что состояния системы нуклонов будут уже являться смесью состояний с различными изотопическими спинами, но пока мы можем рассматривать зарядово-неинвариантные члены в гамильтониане лишь как малую добавку, доминирующую роль в этой смеси будет играть только одно значение изотопического спина (невозмущённое состояние). Примеси в этом случае малы, и изотопический спин попрежнему сохраняет своё значение в качестве приближённого квантового числа, характеризующего различные состояния системы нуклонов.

§ 9. Выделение зарядово-неинвариантных членов

Точный гамильтониан ядра можно записать в следующем виде:

$$H = V_0 + \frac{1}{4} \sum_i P_i^2 \left(\frac{1 + \tau_z^{(i)}}{m_p} + \frac{1 - \tau_z^{(i)}}{m_n} \right) + \\ + \sum_{i > k} \frac{e^2}{4r_{ik}} (1 + \tau_z^{(i)}) (1 + \tau_z^{(k)}),$$

где V_0 — член, описывающий ядерное взаимодействие нуклонов (оно предполагается зарядово-инвариантным), а второй и третий члены есть соответственно кинетическая энергия нуклонов и энергия кулоновского взаимодействия. Это выражение можно переписать следующим образом, выделив из оператора кинетической энергии зарядово-инвариантную часть

$$H = V_0 + \sum_i \frac{P_i^2}{4} \left(\frac{1}{m_p} + \frac{1}{m_n} \right) + \\ + \frac{m_n - m_p}{m_n} \sum_i \frac{P_i^2}{2m_p} \tau_z^{(i)} + \sum_{i > k} \frac{e^2}{4r_{ik}} (1 + \tau_z^{(i)}) (1 + \tau_z^{(k)}) = \\ = H_0 + \frac{m_n - m_p}{m_n} \sum_i \frac{P_i^2}{2m_p} \tau_z^{(i)} + \\ + \sum_{i > k} \frac{e^2}{4r_{ik}} (1 + \tau_z^{(i)}) (1 + \tau_z^{(k)}) = H_0 + v_1 + v_2,$$

где H_0 есть зарядово-инвариантная часть гамильтониана, а v_1 и v_2 есть соответственно зарядово-неинвариантная часть оператора кинетической энергии и оператор кулоновской энергии. В полученном выражении H_0 — «невозмущённый» гамильтониан, а v_1 и v_2 — добавки, приводящие к тому, что изотопический спин перестает быть квантовым числом. Это значит, что волновая функция ядра представляет собой сумму волновых функций, относящихся к разным значениям изотопического спина. Мы будем считать, что основную роль играет какое-то одно значение изотопического спина, а остальные функции представляют собой малую «примесь». Такое предположение законно, так как мы интересуемся задачей о точности изотопического спина в области лёгких ядер, в которой зарядово-неинвариантная часть является малым возмущением.

Рассмотрим, таким образом, систему состояний с заданными моментом J , чётностью P и изотопическим спином T . Обозначим

волновые функции этих состояний через

$$\psi_m (m = 0, 1, \dots).$$

Эти состояния отличаются по изотопическому спину и, возможно, по каким-либо другим квантовым числам*) и являются собственными функциями невозмущенного оператора H_0 . Пусть в основном состоянии характеризуется волновой функцией ψ_0 . Тогда точная волновая функция ядра имеет вид

$$\psi = \psi_0 + \sum \alpha_{0m} \psi_m.$$

Коэффициенты α_{0m} находятся по известной формуле теории возмущений. Нас интересуют только квадраты их модулей:

$$|\alpha_{0m}|^2 = \left| \frac{(\psi_0 | v | \psi_m)}{(E_0 - E_m)} \right|^2,$$

где в числителе стоит матричный элемент возмущения $v = v_1 + v_2$, вычисленный с помощью волновых функций невозмущенного оператора H_0 .

Степень «чистоты» состояния принято характеризовать «долей примеси» (Радикати^{8,9})

$$\xi = \sum_{m \neq 0} |\alpha_{0m}|^2.$$

Вычисление этой величины требует знания функций ψ_m . Можно, однако, дать простую оценку суммы, если заменить разность энергий на некоторую среднюю разность (ΔE) . Тогда, заменяя суммирование по $m \neq 0$ на суммирование по всем m , получим:

$$\begin{aligned} \xi &= \sum_{m \neq 0} \left| \frac{(\psi_0 | v | \psi_m)}{(E_m - E_0)} \right|^2 < \frac{1}{(\Delta E)^2} \sum_m (\psi_0 | v | \psi_m) (\psi_0 | v | \psi_m)^* = \\ &= \frac{1}{(\Delta E)^2} \sum_m (\psi_0 | v | \psi_m) (\psi_m | v | \psi_0) = \frac{1}{(\Delta E)^2} (\psi_0 | v^2 | \psi_0). \end{aligned}$$

При преобразованиях мы использовали эрмитовский характер матрицы v и правила умножения матриц.

Матричный элемент $(\psi_0 | v^2 | \psi_0)$ легко оценить из экспериментальных данных, так как это есть просто среднее значение квад-

*) В системах из многих частиц задание J, P, T ещё не определяет однозначно состояние. Дальнейшая классификация зависит, вообще говоря, от конкретных свойств ядерных сил.

рата оператора $v = v_1 + v_2$. Нетрудно убедиться, что членом v_1 можно пренебречь по сравнению с v_2 . Действительно, из определения операторов v_1 и v_2 легко получить следующие оценки для их средних значений:

$$\bar{v}_1 = \frac{m_n - m_p}{m_n} \cdot \sum_i \frac{P_i^2}{2m_p} \tau_i^{(1)} \approx \frac{m_n - m_p}{m_n} \cdot \varepsilon \cdot T \tau,$$

где ε — кинетическая энергия нуклона в ядре ($\varepsilon \sim 8$ Мэв). Отсюда следует, что по порядку величины $\bar{v}_1 \sim 0,01$ Мэв, тогда как

$$\bar{v}_2 = \sum_{i>k} \frac{e^2}{4r_{ik}} (1 + \tau_i^{(1)}) (1 + \tau_k^{(1)}) \approx \frac{Z(Z-1)}{2} \cdot 0,5 \text{ Мэв},$$

где Z — заряд ядра, а 0,5 Мэв — средняя энергия кулоновского взаимодействия двух протонов в ядре. Таким образом, мы приходим к выводу, что при вычислении ξ следует учитывать только кулоновскую энергию протонов, так как разница в массах протона и нейтрона приводит к очень малому эффекту. Мы получаем следующую оценку:

$$\xi < \frac{\bar{v}_2^2}{(\Delta E)^2}.$$

Определение ΔE требует знания положения многих уровней. Для ориентировки мы можем заменить ΔE на расстояние до ближайшего уровня с другим изотопическим спином, но с теми же J и P . При этом мы получим верхнюю границу для ξ .

Такая оценка приводит к значениям $\xi \approx 10^{-3} - 10^{-4}$ для Be и $\xi \approx 0,1 - 0,5$ для O^{16} . Эти значения явно завышены. Анализ экспериментальных данных о нарушениях правил отбора приводит к меньшим величинам⁸⁻¹². Повидимому, изотопический спин основных состояний сохраняет смысл вплоть до $Z \sim 20$. Для возбужденных состояний он перестает быть квантовым числом значительно раньше.

Общий вывод, что сильно возбужденные состояния не обладают определенным изотопическим спином, подтверждается экспериментальными данными¹³. Так, из анализа данных по реакциям $N^{15}(\alpha) C^{12}$ (основное состояние) и $N^{15}(p) O^{16}$ (основное состояние) было установлено, что возбужденное состояние O^{16} с энергией 13,09 Мэв повидимому не обладает определенным изотопическим спином, а является смесью состояний с $T = 0$ и $T = 1$ (этот вывод обосновывается тем, что с этого уровня с примерно равной вероятностью происходит распад как на $C^{12} + \alpha$, так и на $O^{16} + \gamma$ в то время,

как согласно правилам отбора по изотопическому спину первый распад возможен только, если у O^{16} $T=0$, а второй путь распада требует $T=1$). В настоящее время известен ещё один уровень, который, повидимому, не обладает определённым изотопическим спином — это возбуждённое состояние ядра B^{10} с энергией $7,43 \text{ МэВ}$. Так же как и в первом случае, такой вывод обосновывается большой вероятностью распада этого состояния как по схеме $B^{10*} \rightarrow \alpha + Li^6$, так и по схеме $B^{10*} \rightarrow B^{10} + \gamma$.

Глава IV. ПОДОБНЫЕ УРОВНИ ЛЁГКИХ ЯДЕР

§ 10. Подобные состояния*)

Как уже не раз говорилось выше, в лёгких ядрах с $Z \leq 15-25$ кулоновское взаимодействие протонов мало по сравнению со специфическими ядерными силами. Отсюда непосредственно следует (см. гл. I, § 5), что при замене в ядре одного протона на нейтрон или наоборот, мы получим новое ядро, гамильтониан которого будет лишь незначительно отличаться от гамильтониана первого ядра; единственное существенное отличие возникает из-за того, что часть состояний, возможных в одном из этих ядер, будет запрещена принципом Паули в другом. Те же состояния, которые возможны в обоих ядрах, обладают одинаковыми свойствами, а именно эти состояния (подобные состояния) имеют одинаковые моменты, чётности, изотопические спины, внутреннюю структуру; разность энергий между двумя такими состояниями в одном ядре будет почти точно совпадать с разностью энергий между соответствующими состояниями в другом ядре и т. д. Некоторое отличие между этими двумя ядрами возникает из-за разницы в кулоновской энергии. Однако в большинстве случаев это приводит к тому, что все уровни одного ядра просто сдвигаются относительно соответствующих уровней другого ядра, а разность энергий между двумя соответствующими уровнями изменяется лишь незначительно (о некоторых исключениях из этого правила будет сказано ниже). Заметим тут же, что кулоновский сдвиг позволяет очень просто вычислить энергию электрического взаимодействия протонов в ядре. Для этого в двух ядрах, отличающихся заменой нейтрона на протон, надо найти подобные уровни и сравнить их энергии. Разница между этими энергиями с учётом разности в массах нейтрона и протона и даст кулоновскую энергию, приходящуюся на один протон. Это, повидимому, наиболее прямой и простой метод определения кулоновской энергии лёгких ядер.

*) См. также работу Б. С. Джеллепова¹⁴, а также недавно появившийся обзор Б. С. Джеллепова²⁶.

С точки зрения свойств, вытекающих из гипотезы зарядовой инвариантности, лёгкие ядра делятся на две основные группы — группу ядер типа $2n$ — чётно-чётные и нечётно-нечётные ядра и группу ядер типа $2n+1$ — нечётно-чётные ядра. Первая группа характеризуется тем, что поскольку ядра этой группы состоят из чётного числа нуклонов, различные состояния этих ядер могут иметь только целочисленные значения изотопического спина: $0, 1, 2, \dots$. Основной чертой уровней энергии ядер такого типа является то, что состояния с $T=0$ оказываются энергетически более выгодными, чем состояния с $T=1$, а последние в свою очередь энергетически более выгодны, чем состояния с $T=2$ и т. д. Благодаря этому возникает понятие о триадах ядер, т. е. о тройках изобарных ядер с различным соотношением числа нейтронов и протонов (например, Be^{10} , B^{10} и C^{10}). Два ядра такой триады имеют $T_z = +1$ и $T_z = -1$ (C^{10} и B^{10} соответственно), а у третьего $T_z = 0$ (Be^{10}). Соответственно этому у первых двух ядер возможны лишь состояния с $T=1, 2, \dots$, а у третьего возможны, кроме того, состояния с $T=0$. Таким образом, состояния с $T=0$, осуществляющиеся у ядер с $T_z=0$, не имеют аналогов в других ядрах триады, состояния же с $T=1, 2$ могут осуществляться у всех членов триады, и каждому такому состоянию в одном из ядер соответствуют подобные состояния в других членах триады, причём моменты, чётности, относительное расположение и прочие характеристики подобных уровней одинаковы у всех членов триады.

Ядра типа $2n+1$ состоят из нечётного числа нуклонов; их состояния могут обладать только полуцелыми значениями изотопического спина $T = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$. Состояния с $T = \frac{1}{2}$ оказываются энергетически гораздо более выгодными, чем состояния с $T = \frac{3}{2}$, вследствие чего все стабильные ядра такого типа с $|T_z| = \frac{1}{2}$ имеют в основном состоянии $T = \frac{1}{2}$. Таким образом, ядра в этом случае группируются в пары изобарных ядер с проекциями изотопического спина $T_z = \frac{1}{2}$ и $T_z = -\frac{1}{2}$ (так называемые зеркальные ядра).

Для триад изобарных чётных ядер и для пар изобарных нечётных ядер с $T_z = \pm \frac{1}{2}$ в литературе употребляется общее название зарядовые мультиплеты. Отметим ещё один термин, часто встречающийся в литературе, а именно супермультиплеты. Этот термин употребляется при классификации состояний ядер в предположении чистой LS -связи. При этом симметрия пространственной части волновой функции ядра определяется тремя числами: обычным и изотопическим спинами ядра S и T и дополнительным квантовым числом Y , которое характеризует симметрию произведения волновых функций обычного и изотопических спинов. Про состояния двух изобарных ядер, имеющих одинаковые значения S, T и Y , говорят, что они принадлежат одному супермультиплету.

§ 11. Методы определения изотопического спина состояний ядер

При определении изотопических спинов различных состояний лёгких ядер обычно пользуются следующими соображениями:

а) Использование правил отбора по изотопическому спину позволяет во многих случаях определить изотопический спин того или иного состояния ядра, если известен изотопический спин начальных или конечных частиц.

б) При определении изотопических спинов некоторых ядер часто приходят на помощь энергетические соображения. Рассмотрим, например, α -частицу. Так как она состоит из двух нейтронов и двух протонов ($T_z = 0$), то основное состояние может иметь $T = 0, 1, 2$. Однако легко видеть, что в основном состоянии у α -частицы $T = 0$, так как в противном случае было бы возможным существование стабильного изотопа H^4 с энергией связи, лишь немного отличающейся от энергии связи α -частицы (небольшой кулоновский сдвиг). На опыте, однако, обнаружено, что такого состояния H^4 не существует. Это является решающим аргументом в пользу того, что в основном состоянии изотопический спин α -частицы равен нулю.

Таким же образом доказывается, что зеркальные ядра H^3 и He^3 имеют изотопический спин, равный $1/2$. Действительно, если бы их изотопический спин был равен $3/2$, то существовали бы устойчивые ядра, состоящие из трех нейтронов или трёх протонов, чего на самом деле не наблюдается. Наконец, точно таким же методом можно из отсутствия устойчивого состояния у системы из двух нейтронов заключить, что изотопический спин дейтона равен нулю.

Аналогичные соображения часто помогают и при определении изотопических спинов различных состояний более тяжёлых ядер. В частности, рассуждения такого рода являются основным доводом в пользу того, что основные состояния почти всех лёгких чётно-чётных и нечётно-нечётных ядер имеют $T = 0$. Рассмотрим для иллюстрации ядро Be^8 . Известно, что энергия связи ядра Be^8 ($T_z = 0$) на ~ 16 Мэв превышает энергию связи ядра Li^8 ($T_z = -1$), которое отличается от Be^8 только заменой одного протона на нейтрон и поэтому может находиться только в состояниях с $T = 1$. С другой стороны, ясно, что кулоновская энергия должна быть больше у Be^8 , у которого на один протон больше. Поэтому легко заключить, что первое состояние Be^8 , которое может осуществляться и у Li^8 (состояние с $T = 1$), имеет энергию во всяком случае не меньше чем 16 Мэв. Отсюда непосредственно следует, что основное и все возбуждённые состояния ядра Be^8 с энергией возбуждения меньше, чем ~ 15 Мэв, должны иметь $T = 0$.

в) Изотопический спин некоторых состояний можно определить, исходя из структуры данного состояния, т. е. исходя из известного состояния нуклонов в данном состоянии ядра. Например, известно, что волновая функция относительного движения нуклонов в дейтоне есть суперпозиция состояний 3S_1 и 3D_1 , которые симметричны относительно перестановки пространственных координат и спинов нуклонов. Поскольку полная волновая функция должна быть антисимметрична, эти состояния имеют изотопический спин, равный нулю. Таким образом, из известной волновой функции дейтона следует, в согласии с ранее полученным результатом, что в основном состоянии у дейтона $T = 0$.

Как известно, кроме основного триплетного состояния, дейтон обладает и виртуальным синглетным состоянием 1S , проявляющимся при рассеянии нейтронов протонами. Состояние 1S имеет $T = 1$ и, следовательно, аналогичное виртуальное состояние имеется у системы двух нейтронов или двух протонов, что и наблюдается на опыте.

Структурные соображения играют большую роль при определении изотопических спинов различных состояний ядер благодаря тому, что согласно оболочечной модели нуклоны в ядре находятся в состояниях с заданными орбитальными моментами количества движения. В этом случае оказывается возможным вычислить моменты и изотопические спины всех состояний такой системы, и поэтому знание момента того или иного состояния ядра иногда позволяет делать заключения и о изотопическом спине этого состояния (когда имеется однозначное соответствие между изотопическим спином и моментом состояния).

§ 12. Некоторые особенности в расположении уровней

Данные об уровнях лёгких ядер, приведённые во второй части, позволяют установить ряд закономерностей.

Построим графики, на которых отложены разности энергий между низшими уровнями с $T = 0, 1, 2, 3$ для ядер с чётным массовым числом A . Бросаются в глаза следующие особенности этих графиков: точки, соответствующие разности между низшими уровнями с $T = 1$ и $T = 0$ (разность (10)), ложатся, как видно из рис. 1, на две плавные кривые — одну для ядер типа $4n$ (кривая I) и другую для ядер типа $4n+2$ (кривая II). Первая кривая в области $6 < A < 40$ изменяется от 17 Мэв у Be^8 до 6 Мэв у A^{36} , тогда как вторая кривая в этой же области нигде не поднимается выше 3,6 Мэв (у Li^6). Аналогично, точки, соответствующие разности энергий между первыми уровнями с $T = 2$ и $T = 1$ (разность (21)), ложатся на две плавные кривые — одну для ядер типа $4n$ и другую для ядер типа $4n+2$ (рис. 2).

Первая кривая ($4n$) нигде не поднимается выше $5,5 \text{ Мэв}$ (Si^{28}), тогда как вторая кривая ($4n+2$) в этом же диапазоне вся расположена в узкой полосе $8,5\text{--}11,0 \text{ Мэв}$. В противоположность

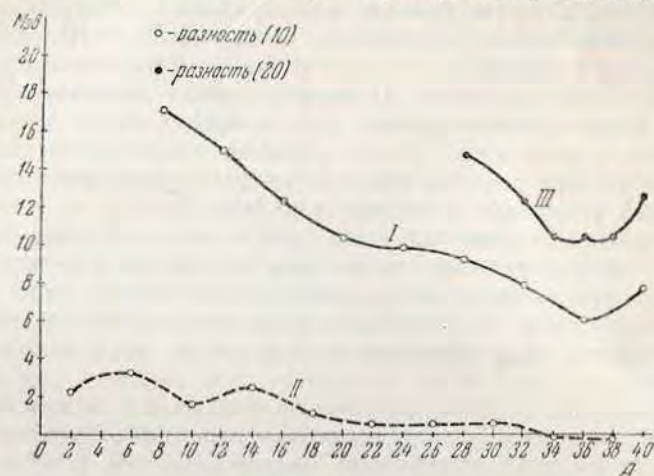


Рис. 1.

разностям (10) и (21) разности энергий между первыми уровнями с $T=2$ и $T=0$, а также с $T=3$ и $T=1$, изотопические спины которых отличаются на 2 (разности (20) и (31)), являются

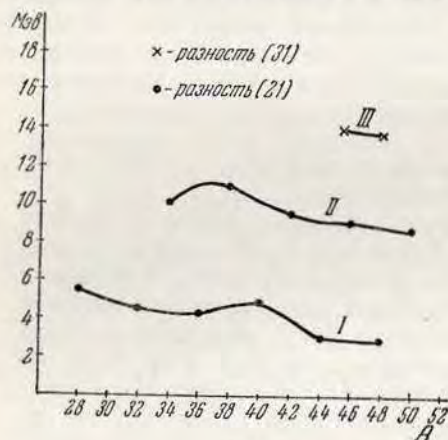


Рис. 2.

планными функциями массового числа. В этом случае ядра $4n$ и $4n+2$ ложатся на одну кривую (кривые III на рис. 1 и 2).

Если аналогичные графики (рис. 3) построить для ядер с нечетным A , то получим, что все точки ($3/2$ и $5/2$) ложатся на сравнительно плавные кривые.

При определении изотопических спинов ядер с $Z < 10$ пользуются соображениями, вытекающими из оболочечной теории, результатами ядерных реак-

димо, уже не имеет места, ни соображениями оболочечной теории, поскольку в настоящее время ещё точно неизвестна схема заполнения различных оболочек в этой области. Средствами для определения изотопических спинов являются здесь в основном сравнение уровней изобарных ядер. Поэтому возникает вопрос о достоверности идентификации состояний по изотопическому спину для таких ядер и, кроме того, необходимо удостовериться, что для этих ядер изотопический спин всё ещё сохраняет смысл. По этому

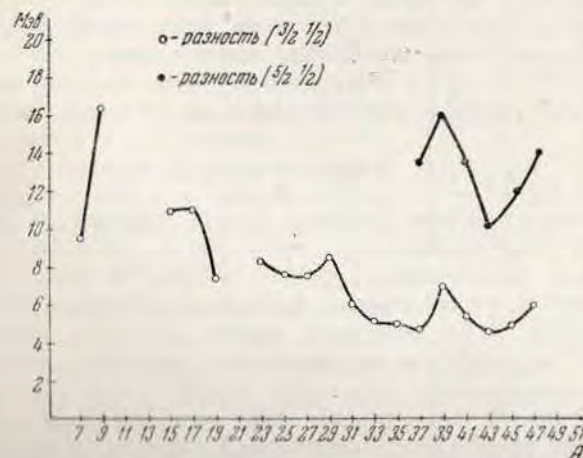


Рис. 3.

поводу можно сказать следующее. В области ядер с $Z < 10$, где справедливость введения изотопического спина как квантового числа полностью подтверждается всем экспериментальным материалом, существует ярко выраженная зависимость разности (10) и др. от массового числа A . То, что при $Z > 10$ эти закономерности попрежнему проявляются, приводит к заключению, что изотопический спин является характеристикой состояний таких, уже сравнительно тяжелых ядер.

Установленные выше закономерности позволяют в ряде случаев сделать заключения о стабильности или нестабильности того или иного изотопа и примерно указать его энергию связи. Так, например, до сих пор неизвестен изотоп Al^{30} , у которого $T_z = -2$. Экстраполируя кривую III на рис. 2, находим, что первое состояние с $T=2$, которое должно явиться основным для Al^{30} , находится примерно на 15 Мэв выше первого состояния с $T=1$ (основное состояние Si^{30}). Учитывая разность кулоновских энергий в Si^{30} и Al^{30} (она составляет $5\text{--}6 \text{ Мэв}$), приходим к выводу, что энергия связи Al^{30} должна быть на $\sim 9 \text{ Мэв}$ меньше, чем у Si^{30} .

Рассматривая возможные пути распада этого изотопа, можно заключить, что единственным энергетически возможным путём распада Al^{30} может быть β -распад по схеме $Al^{30}\beta^- \rightarrow Si^{30}$. Аналогично можно показать, что должны существовать следующие, до сих пор неизвестные изотопы: Na^{26} с энергией связи на ~ 12 Мэв меньше, чем у Mg^{26} , Ne^{24} с энергией связи на ~ 4 Мэв меньше, чем у Na^{24} , Cl^{41} с энергией связи на $\sim 5-6$ Мэв меньше, чем у Ca^{40} , и т. д. Кроме того, можно примерно оценить энергию связи некоторых изотопов, о существовании которых сейчас известно, но энергия связи которых не установлена. Так, энергия связи K^{44} должна быть на ~ 5 Мэв меньше, чем у Ca^{44} , а энергия связи A^{42} на $\sim 1-2$ Мэв меньше, чем энергия связи K^{42} . Проверка этих предсказаний представляется очень интересной.

Часть II. УРОВНИ ЛЁГКИХ ЯДЕР

В этой части собрана краткая сводка уровней лёгких ядер для $A \leq 50$. Задача рисунков этого обзора проиллюстрировать сравнительное расположение уровней изобар и дать некоторое представление о распределении величины изотопического спина у ядер. Обзор не исчерпывает всего известного материала*) и, вероятно, не свободен от некоторого произвола в идентификации.

Схемы уровней расположены так, что подобные состояния соседних ядер совмещены. Для этого в разность масс изобаров, известную из таблиц, вносилась поправка на кулоновскую энергию и разность масс протона и нейтрона. Полученная величина и определяет расстояние между основными состояниями на схемах. Из-за неопределённости в кулоновской энергии такое расположение не очень точно и ошибка в несколько сот кэв не представляется невероятной. Следует помнить, что ввиду сказанного расположение уровней соседних ядер не определяет энергии β^\pm -спектров.

Из схем видно, что опытные данные распределены по различным ядрам крайне неравномерно и что для более подробного анализа подобных ядер необходимы дальнейшие эксперименты.

He^4 , Li^4 и H^4

He^4 имеет $T_z = 0$, соответственно чему у него возможны состояния с $T = 0, 1, 2$, а у Li^4 и H^4 T_z равно соответственно $+1$ и -1 и, следовательно, состояния с $T = 0$ у них осуществляться не могут. У He^4 , кроме основного состояния с $T = 0$, имеются ещё два возбуждённых состояния с энергией $\sim 22,5$ Мэв и ~ 23 Мэв¹⁵. Изотопический спин этих состояний, повидимому, равен

*) За немногими исключениями данные об уровнях заимствованы из упомянутых выше двух обзоров^{3,4}.

нулю, так как они не проявляются в реакции $T(p\gamma)He^4$. Отсюда следует, что возможные состояния Li^4 и H^4 должны лежать ещё выше по энергии, а так как при энергиях > 21 Мэв энергетически уже возможна диссоциация на $T + p$ или $He^3 + p$, то устойчивых состояний у H^4 и у Li^4 существовать не может.

Li^5 и He^5

Li^5 и He^5 — неустойчивые зеркальные ядра с подобной системой уровней. Все три известных сейчас уровня обладают изотопическим спином $T = 1/2$, так как первые два уровня He^5 проявляются в реакции $He^4 + n$ (напоминаем, что изотопический спин α -частицы равен нулю, а нуклона — половине), а уровень с $E = 16,8$ Мэв проявляется в реакции $d + T$.

Li^6 , He^6 и Be^6

У Li^6 ($T_z = 0$) возможны состояния с $T = 0, 1, \dots$, а у Be^6 ($T_z = 1$) и He^6 ($T_z = -1$) состояния с $T = 0$ реализовываться не могут. Таким образом у He^6 могут осуществляться все уровни Li^6 за исключением уровней с $T = 0$. Отсюда следует, что уровень Li^6 , соответствующий основному состоянию He^6 , должен иметь $T = 1$ (основное состояние He^6 должно иметь $T = 1$, так как если бы он был равен 2, то существовал бы сверхтяжёлый изотоп водорода H^6 , которого в природе не существует). Чтобы найти этот уровень, заметим, что если исключить из рассмотрения кулоновскую энергию и разность масс нейтрона и протона, то разность энергий основных состояний He^6 и Li^6 должна быть как раз равна энергии первого уровня с $T = 1$. Средняя энергия кулоновского взаимодействия двух протонов в лёгких ядрах равна $0,4-0,5$ Мэв, а разность масс нейтрона и протона равна $0,78$ Мэв. Сопоставляя эти цифры, легко придти к выводу, что основному состоянию He^6 соответствует уровень Li^6 с $E = 3,58$ Мэв, которому поэтому следует приписать $T = 1$. Отсюда непосредственно следует, что основное и первое возбуждённое состояние Li^6 имеют $T = 0$.

Этот вывод подтверждается результатами¹⁶ обследования реакции $Be^9(p\alpha)Li^6$. Именно, образующееся в этой реакции промежуточное состояние B^{10} с энергией $E = 8,89$ Мэв распадается по

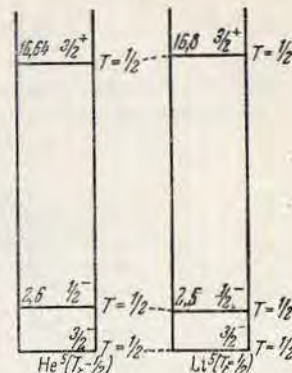


Рис. 4. Относительное расположение уровней изобарных ядер на рис. 4 отличается от экспериментально наблюдаемого на разность кулоновских энергий этих ядер и на поправку, учитывающую разность масс нейтрона и протона. При таком совмещении подобные уровни (на рисунках они соединены пунктиром) изобарных ядер совпадают.

весьма важен, так как хотя ядро B^9 нестабильно относительно развала на $Be + p$ и поэтому плохо обследовано (небольшого кулоновского сдвига для этого оказывается достаточным, так как основное состояние Be^9 находится ниже порога развала на $Be^8 + p$ всего на 1,6 Мэв), его возбуждённые состояния могут проявляться в некоторых реакциях, а так как B^9 и Be^9 — зеркальные ядра, то можем сразу заключить, что все их низлежащие уровни подобны и, следовательно, достаточно изучить только возбуждённые состояния Be^9 .

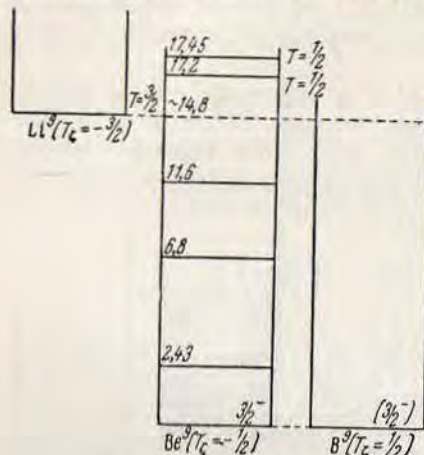


Рис. 8.

Изобарное ядро

Li^9 ($T_z = -3/2$)

имеет энергию связи на 14,1 Мэв меньше, чем Be^9 ($T = -1/2$). Отсюда сразу заключаем, что все состояния Be^9 с $E < 14$ Мэв имеют $T = 1/2$. Это находится в согласии со всеми реакциями, наблюдаемыми в этой области энергий. Отсюда же можно заключить, что у Be^9 должен существовать уровень с $T = 3/2$ где-то в районе $E \sim 15$ Мэв (эта цифра получается из разности энергий связи Be^9 и Li^9 , в которую надо внести поправку на кулоновское взаимодействие лишнего протона в Be^9 и на разность масс нейтрона и протона), однако пока он не обнаружен, так как в этом районе энергий нет подходящих реакций.

Следующие уровни Be^9 с $E = 17,2$ и $17,45$ Мэв, повидимому, имеют $T = 1/2$, так как они проявляются в реакции $Li^7 + d$.

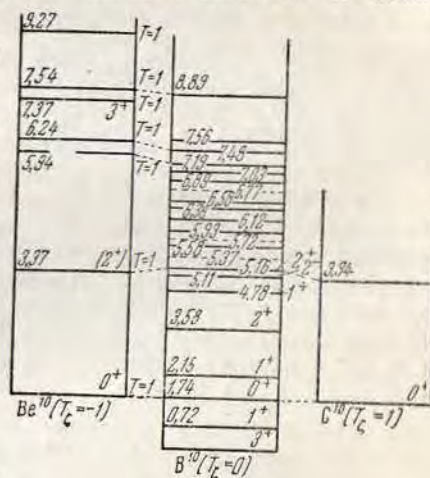


Рис. 9.

Be^{10}, B^{10}, C^{10}

Ядро B^{10} ($T_z = 0$) может находиться в состояниях с $T = 0, 1, 2, \dots$, а у ядер Be^{10} ($T_z = -1$) и C^{10} ($T_z = 1$)

не могут осуществляться состояния с $T = 0$. Сравнивая энергии основных состояний ядер B^{10} и Be^{10} , легко прийти к выводу, что основное состояние B^{10} имеет $T = 0$. Отсюда сразу следует, что и состояния ядра B^{10} с $E = 0,72; 2,15$ и $3,58$ Мэв имеют $T = 0$, так как все они проявляются в реакции $B^{10}(dd')B^{10*}$. Состояние с $E = 1,74$ не появляется в этой реакции и ему следует приписать $T = 1$, т. е. это как раз то состояние, которое должно осуществляться в качестве основного у Be^{10} и C^{10} . Этот вывод полностью подтверждается энергетическими соображениями, так как энергия связи B^{10} (если учесть кулоновскую энергию и разность масс нейтрона и протона) превышает энергию связи B^{10} как раз на $\sim 1,7$ Мэв.

Применяя закон сохранения изотопического спина к различным реакциям, которые идут через возбуждённые состояния Be^{10} с энергией возбуждения < 10 Мэв, легко получить, что все эти состояния Be^{10} имеют $T = 1$. Соответствующие состояния должны быть и у B^{10} . В настоящее время почти достоверно установлено^{19, 20}, что уровню Be^{10} с $E = 3,37$ Мэв соответствует уровень B^{10} с $E = 5,16$ Мэв, уровню с $E = 5,94$ Мэв — уровень с $E = 7,19$, уровню с $E = 6,24$ — уровень с $E = 7,48$ и уровню с $E = 7,54$ Мэв — уровень с $E = 8,89$ Мэв. При этом сопоставлении использовались результаты различных реакций в связи с правилами отбора по изотопическому спину. Так, например, уровню B^{10} с $E = 8,89$ Мэв приписывается $T = 1$, так как, во-первых, с этого уровня происходит распад на Li^6 в состоянии с $E = 3,58$ Мэв (в этом состоянии $T = 1$) и α -частицу, а во-вторых, с этого уровня происходит интенсивный γ -переход на основное состояние B^{10} ($T = 0$), чего не происходило бы, если бы состояние B^{10} с $E = 8,89$ Мэв имело $T = 0$.

Ядро C^{10} гораздо хуже обследовано, чем Be^{10} , однако из энергетических соображений ясно, что оно является аналогом Be^{10} (разность энергий связи B^{10} и C^{10} с учётом кулоновской энергии и разности масс нейтрона и протона равна, как и в случае Be^{10} , $\sim 1,7$ Мэв). Поэтому у C^{10} должна быть точно та же схема уровней, что и у Be^{10} .

B^{11} и C^{11}

Это — зеркальные ядра с подобной системой уровней и $T_z = \pm 1/2$. За вычетом кулоновской энергии и разности масс нейтрона и протона, энергии связи ядер C^{11} и B^{11} равны. Из

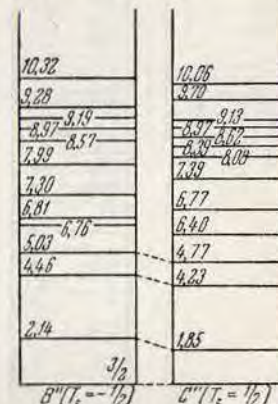
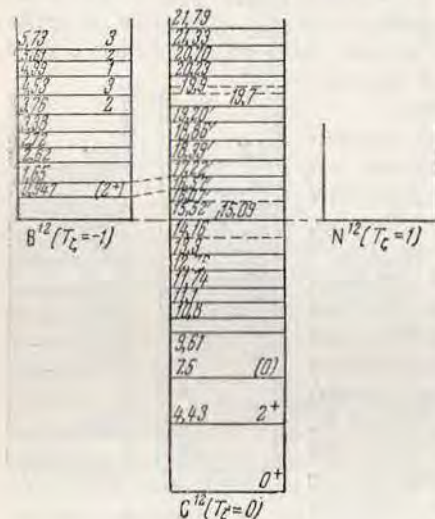


Рис. 10.

реакции $B^{10}(dp)B^{11}$ следует, что все состояния B^{11} (а следовательно, и C^{11}) с энергией возбуждения $E < 9 \text{ Мэв}$ имеют $T = 1/2$. Поэтому становится ясным отсутствие сколько-нибудь устойчивых изотопов N^{11} и Be^{11} , так как эти ядра имеют $|T_z| = 3/2$ и, стало быть, энергии связи этих ядер должны быть по меньшей мере на $\sim 9 \text{ Мэв}$ меньше энергий связи B^{11} и C^{11} . При таких малых энергиях связи ядра Be^{11} и C^{11} существовать не могут, а распадаются на $Be^{10} + p$ и $C^{10} + p$ соответственно.



C^{14} , N^{14} и O^{14}

Ядро N^{14} ($T_z = 0$) может находиться в состояниях с $T = 0, 1, 2, \dots$, а у ядер C^{14} ($T_z = -1$) и O^{14} ($T_z = 1$) не могут реализовываться состояния с $T = 0$. С другой стороны, ясно из энергетических соображений, что основному уровню C^{14} соответствует первое возбуждённое состояние N^{14} с $E = 2,31$ Мэв, так

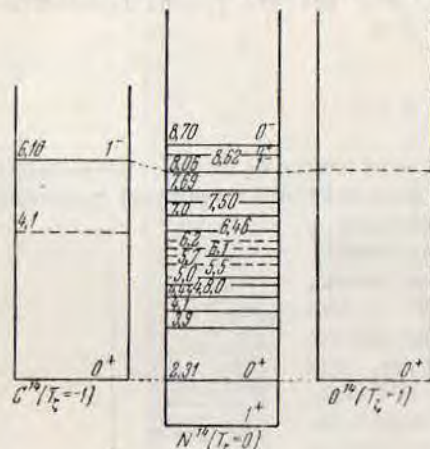


Рис. 13.

что основному состоянию N^{14} следует приписать $T = 0$, а первому возбуждённому — $T = 1$ (основное состояние C^{14} имеет $T = 1$, как это следует из реакции $C^{12}(Tr)C^{14}$). Этот вывод подтверждается также тем⁵, что, во-первых, состояние N^{14} с $E = 2,31$ Мэв не проявляется в реакции неупругого рассеяния дейтронов на N^{14} : $N^{14}(dd')N^{14*}$, во-вторых, это состояние не проявляется в реакции $O^{16}(d\alpha)N^{14*}$ (как мы увидим ниже, у O^{16} $T = 0$, так что этот результат непосредственно указывает на изотопический

спин состояния N^{14} с $E = 2,31$ Мэв $T = 1$) и, наконец, в пользу такой идентификации говорит то, что спин этого состояния N^{14} $I = 0^+$ равен спину основного состояния C^{14} . У C^{14} известен возбуждённый уровень с $E = 6,10$ Мэв ($T = 1$). Этому уровню, повидимому, соответствует уровень N^{14} с $E = 8,06$ Мэв. Такой вывод делается из того, что, во-первых, с этого уровня разрешён EI -переход на основное состояние N^{14} , во-вторых, момент этого уровня равен 1^- , как у уровня C^{14} и $E = 6,10$ Мэв, и, наконец, разность энергий между уровнем N^{14} с $E = 8,06$ Мэв и первым уровнем с $T = 1$ ($E = 2,31$ Мэв) примерно равна 6 Мэв. Возбуждённые уровни N^{14} с $2,31 < E < 8,06$ имеют, повидимому, $T = 0$, так как у C^{14} не обнаружено пока никаких уровней ниже 6,10 Мэв.

Ядро O^{14} обследовано гораздо хуже, чем C^{14} , но из энергий связи этих ядер следует, что их основные состояния подобны.

 N^{15} и O^{15}

Как следует из энергий связи этих ядер и из подобного расположения их уровней, это — зеркальные ядра. Из реакции

$N^{14}(dp)N^{15}$ следует, что все уровни N^{15} (а, следовательно, и O^{15}) с $E < 9$ Мэв имеют $T = 1/2$. Расположение первого уровня с $T = 3/2$ в настоящее время точно неизвестно, однако из того, что энергия связи ядра C^{13} ($T_z = -3/2$) на 8,8 Мэв меньше, чем энергия связи N^{15} , следует, что уровень N^{15} с $T = 3/2$ должен лежать где-то в районе 11 Мэв (у N^{15} лишний по сравнению с C^{15} про-

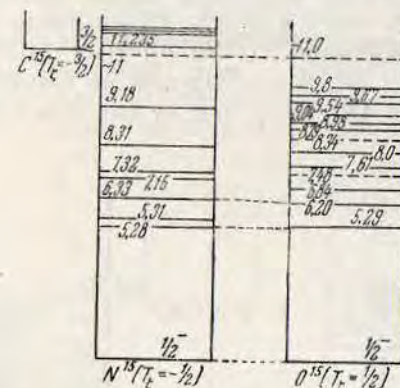


Рис. 14.

тон, т. е. кулоновская энергия N^{15} на ~ 3 Мэв больше, чем у C^{13} , но у C^{15} лишний нейтрон, что в свою очередь увеличивает массу этого ядра на $\sim 0,8$ Мэв. Отсюда и получаем приведённую выше оценку: $8,8 + 3,0 - 0,8 = 11$ Мэв).

 N^{16} , O^{16} , F^{16}

Ядро O^{16} ($T_z = 0$) имеет состояния с $T = 0, 1, 2, \dots$, а у ядер N^{16} и F^{16} не могут реализовываться состояния с $T = 0$. Энергия связи ядра N^{16} на ~ 10 Мэв меньше, чем у O^{16} . Поэтому основному состоянию O^{16} следует приписать $T = 0$. Это согласуется с оболочечной моделью, согласно которой у O^{16} в основном состоянии все оболочки замкнуты (изотопический спин замкнутой оболочки равен нулю). Первое возбуждённое состояние O^{16} с $T = 1$ имеет энергию $E = 12,51$ Мэв²³. То, что это состояние имеет $T = 1$, следует из того, что с этого уровня возможен EI -переход на основное состояние, но запрещён распад по схеме $O^{16} \rightarrow C^{12} + \alpha$. Кроме того, момент этого уровня 2^- совпадает с моментом основного состояния N^{16} . То, что при меньших энергиях у O^{16} нет состояний с $T = 1$, следует из сравнения энергий связи O^{16} и N^{16} . У N^{16} имеется возбуждённое состояние с энергией возбуждения 1,6 Мэв. Соответствующий уровень должен иметься и у O^{16} , однако до сих пор он не идентифицирован.

Ядро F^{16} , которое должно быть подобным N^{16} , является нестабильным из-за большой кулоновской энергии.

N^{17} , O^{17} , F^{17}

O^{17} и F^{17} — зеркальные ядра с $|T_z| = 1/2$, а у N^{17} $T_z = -3/2$. Основные состояния O^{17} и F^{17} за вычетом кулоновской энергии и разницы масс нейтрона и протона имеют одинаковую энергию, а энергия связи N^{17} на 8,8 Мэв меньше энергии связи O^{17} . Поэтому в основных состояниях O^{17} и F^{17} $T = 1/2$. Первый возбуждённый уровень F^{17} несколько опущен по сравнению с соответствующим уровнем O^{17} . Это, так же как и в случае C^{13} и N^{13} ,



Рис. 15.

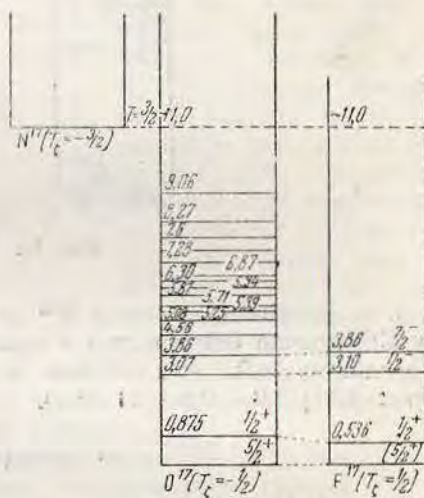


Рис. 16.

можно интерпретировать как эффект «разбухания» ядра при возбуждении. Изотопический спин основного состояния N^{17} равен $T = 3/2$. Соответствующий уровень у O^{17} должен находиться при энергии $\sim 11,0$ Мэв и все более низкие уровни O^{17} и F^{17} должны иметь $T = 1/2$.

O^{18} , F^{18}

У F^{18} $T_z = 0$, а у O^{18} $T_z = -1$. Соответственно у F^{18} возможны состояния с $T = 0$, которые не могут осуществляться у O^{18} . Изотопический спин основного состояния O^{18} равен 1. Это следует, например, из того, что согласно оболочечной теории ядра это ядро имеет два нейтрона сверх заполненных оболочек O^{16} , а система из двух одинаковых нуклонов имеет $T = 1$.

Сравнивая энергии связи F^{18} и O^{18} , легко убедиться, что основное состояние F^{18} должно иметь $T = 0$, а первое возбуждённое состояние с $T = 1$ должно находиться при энергии ~ 1 Мэв. У F^{18} действительно имеется уровень при $E = 1,05$ Мэв. Этот уровень проявляется в реакции $Ne^{20}(d\alpha)F^{18}$. Поскольку изотопический спин Ne^{20} $T = 0$, то из этой реакции следует, что рассматриваемое состояние F^{18} имеет $T = 0$. Однако возможно, что в этом случае из-за большого количества примесей правила отбора по изотопическому спину нарушаются, так что на самом деле изотопический спин возбуждённого состояния F^{18} с $E = 1,05$ Мэв равен $T = 1$. Можно предположить также, что у уровня F^{18} с $E = 1,05$ Мэв $T = 0$, но что вблизи от него

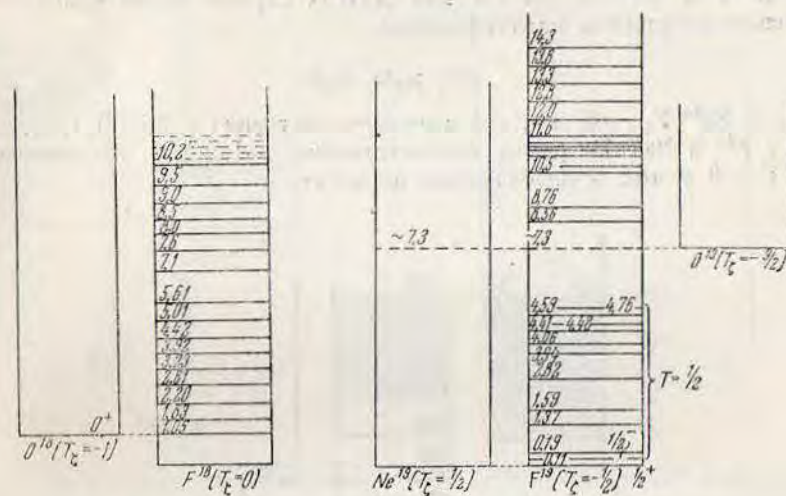


Рис. 17.

Рис. 18.

находится другой уровень с $T = 1$. Для того чтобы сделать выбор из этих двух возможностей, надо измерить момент и чётность уровня F^{18} с $E = 1,05$ Мэв.

O^{19} , F^{19} , Ne^{19}

У F^{19} и Ne^{19} $|T_z| = 1/2$. Из энергетических соображений следует, что основные состояния этих ядер подобны. Энергия связи O^{19} , у которого $T_z = -3/2$, на 4,5 Мэв меньше энергии связи F^{19} . Отсюда следует, что в основных состояниях F^{19} и Ne^{19} $T = 1/2$, а у O^{19} — $T = 3/2$. Последнее следует из общей тенденции, что энергетически наиболее выгодны состояния с минимальным изотопическим спином, а также из структурных соображений, аналогичных тем, которые употреблялись при установле-

нии изотопического спина O^{18} и F^{18} . Из разности энергий связи F^{19} и O^{19} получаем, что первое состояние с $T = 3/2$ должно находиться у F^{19} при энергии $\sim 7,3$ Мэв. Этот уровень в настоящее время ещё не обнаружен.

В области ядер с $Z > 10$, которую мы сейчас будем рассматривать, закон сохранения изотопического спина, повидимому, уже теряет смысл, так что для классификации состояний по изотопическому спину можно, как отмечалось в конце гл. III, использовать только статические свойства ядер (энергия, соображения, вытекающие из оболочечной модели, и т. д.). Поскольку во всех случаях, которые мы будем рассматривать, метод идентификации будет один и тот же, мы его подробно проиллюстрируем на примере F^{20} , Ne^{20} и Na^{20} , а для других случаев будем приводить только результаты идентификации.

F^{20} , Ne^{20} , Na^{20}

У Ne^{20} $T_z = 0$, так что возможны состояния с $T = 0, 1, 2, \dots$, а у F^{20} и Na^{20} T_z равны соответственно -1 и $+1$, и состояния с $T = 0$ у них осуществляться не могут.

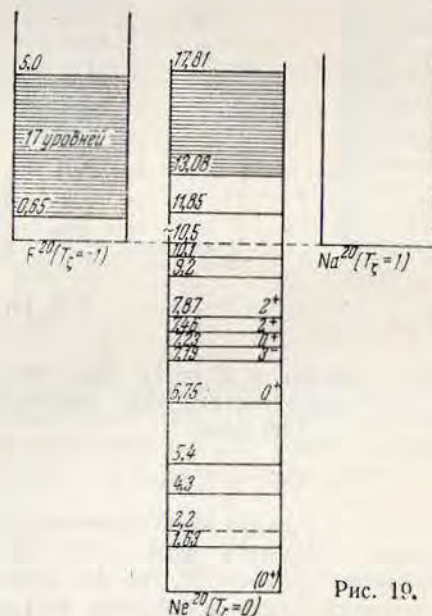


Рис. 19.

Ядро F^{20} тяжелее ядра Ne^{20} на 7 Мэв. Если бы их состояния были подобны, то из-за большей кулоновской энергии Ne^{20} должен был быть тяжелее F^{20} примерно на 4,5 Мэв. Следовательно, Ne^{20}

имеет другой изотопический спин, которого не может быть у F^{20} . Отсюда заключаем, что для Ne^{20} в основном состоянии $T = 0$. Напротив, сравнивая массы F^{20} и Na^{20} , мы видим, что их массы отличаются примерно на кулоновскую энергию (за вычетом разности масс двух нейтронов и двух протонов). Это значит, что оба ядра подобны. Нетрудно видеть, что для них $T = 1$.

Если бы, например, $T = 2$, то отсюда следовало бы, что должно существовать ядро O^{20} ($T_z = -2$, $T = 2$) более лёгкое, чем F^{20} (из-за меньшей кулоновской энергии). Тогда F^{20} должен

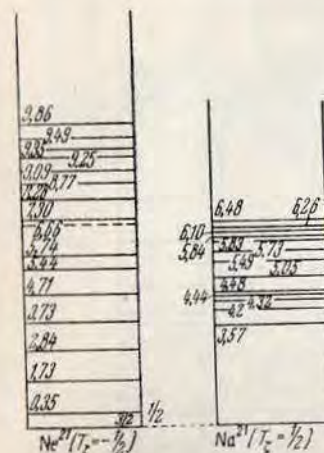


Рис. 20.

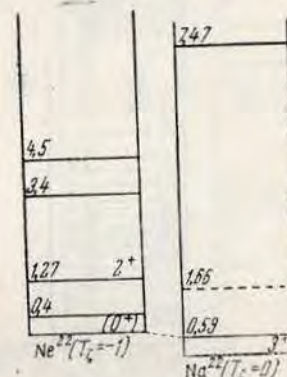


Рис. 21.

был бы распадаться по схеме $F^{20} (\beta^+) O^{20}$ и изотоп O^0 был бы стабильным (он мог бы переходить в Ne^{20} только путём двойного β -распада). Отсюда и заключаем, что значение $T = 2$ (и тем более $T > 2$) для основного состояния F^{20} невозможно. Установив изотопический спин основных состояний F^{20} и Na^{20} , сразу получаем, что первое состояние с $T = 1$ находится у Ne^{20} при энергии $\sim 10,5$ Мэв.

Ne^{21} , Na^{21}

Это — зеркальные ядра с $|T_z| = 1/2$. Изотопический спин основных состояний равен $1/2$. Положение первого уровня с $T = 3/2$ неизвестно.

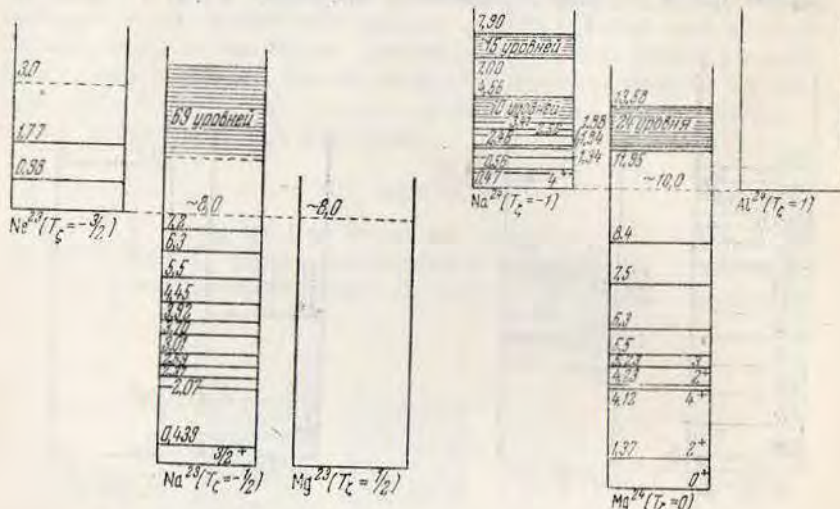
Ne^{22} , Na^{22}

У Na^{22} $T_z = 0$, а у Ne^{22} $T_z = 1$. Основное состояние Na^{22} имеет $T = 0$, а первое состояние с $T = 1$ (подобное основному состоянию Ne^{22}) должно находиться при энергии $\sim 0,6$ Мэв. В этой области находится уровень Na^{22} с энергией 0,59 Мэв. Если этот

уровень имеет $T=1$, то его момент должен быть равен моменту основного состояния Ne^{23} , т. е. $I=0^+$. Момент этого уровня пока не измерен. Возбуждённое состояние Ne^{22} с энергией возбуждения 1,27 Мэв имеет, так же как и основное состояние, $T=-1$.

Ne^{23} , Na^{23} , Mg^{23}

Na^{23} и Mg^{23} — зеркальные ядра с $|T_z|=1/2$, а у Ne^{23} $T_z=-3/2$. Основные и все возбуждённые состояния Na и Mg с энергией



$\text{Mg}^{28}, \text{Al}^{28}, \text{Si}^{28}, \text{P}^{23}$

У Si^{28} $T_z = 0$, у Al^{28} и P^{28} $|T_z| = 1$, а у Mg^{28} $T_z = -2$. Соответственно этому у Mg^{28} могут осуществляться лишь состояния с $T \geq 2$, у Al^{28} и P^{28} — с $T \geq 1$. Основное и первые возбуждённые состояния Si^{28} имеют $T = 0$. Первое состояние с $T = 1$ (подобное основным состояниям Al^{28} и P^{28}) должно находиться при энергии $\sim 9,0$ Мэв. Спин основного состояния Al^{28}

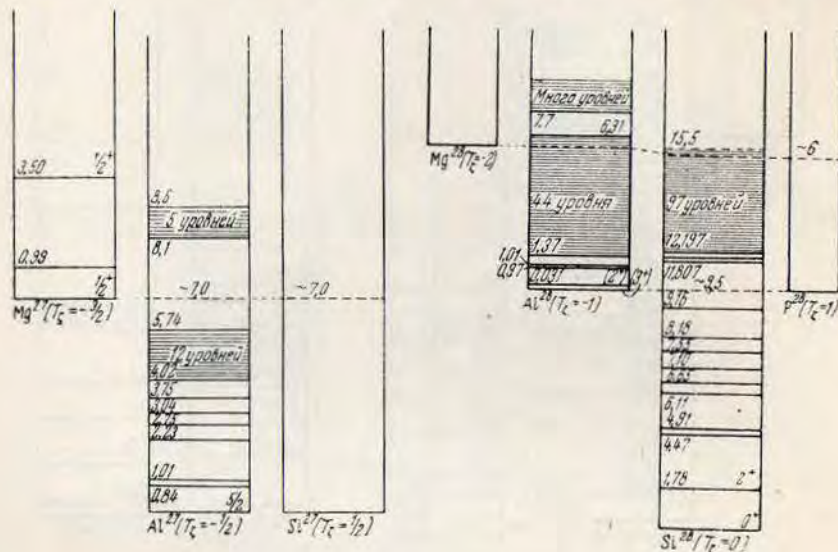


Рис. 26.

равен (2^+ или 3^+). Следовательно, соответствующее состояние в Si^{28} , равно как и основное состояние P^{28} , должно также иметь спины (2^+ или 3^+). Подобный характер основных состояний P^{28} и Al^{28} подтверждается результатами изучения β -распадов $\text{P}^{28} \rightarrow \text{Si}^{28*}$ и $\text{Al}^{28} \rightarrow \text{Si}^{28*}$. Оба эти перехода идут на один и тот же уровень Si^{28} с энергией возбуждения $1,78 \text{ Мэв}$. Первое состояние с $T=2$ и $I=0^+$ (подобное основному состоянию Mg^{28}) должно у Si^{28} находиться при энергии $\sim 15 \text{ Мэв}$, а у Al^{28} и P^{28} — при энергии $\sim 6 \text{ Мэв}$.

 Al^{29}, Si^{29}, P^{29}

У Si^{29} и P^{29} $|T_z| = 1/2$ а у Al^{29} $T_z = -3/2$. Основные и первые возбуждённые состояния Si^{29} и P^{29} — подобные состояниям с $T = 1/2$.

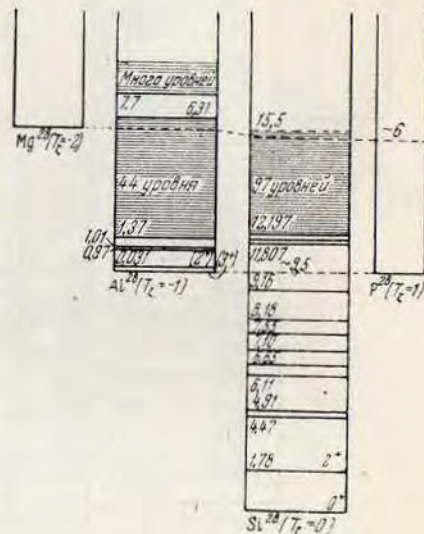


Рис. 27.

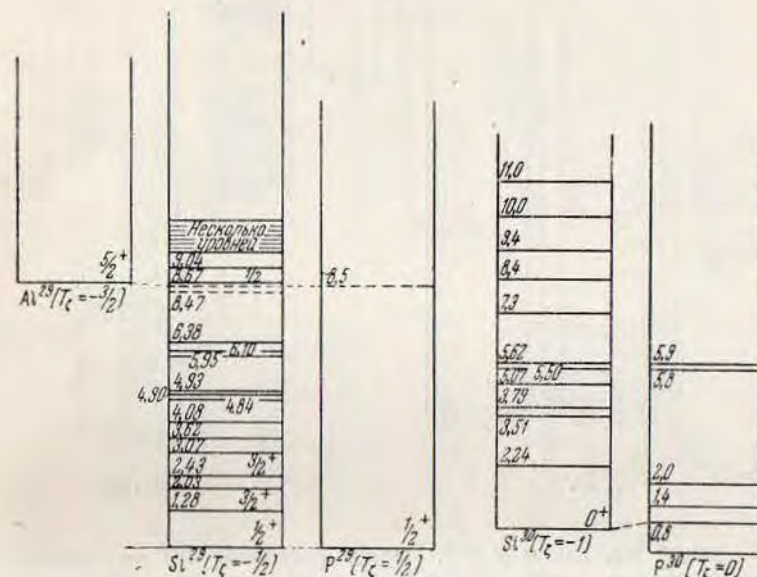


Рис. 28.

В этой области известен уровень с энергией 0,8 Мэв. Если изотопический спин этого уровня равен единице, то момент его должен быть равен моменту основного состояния Si^{30} , т. е. $I = 0^+$.

 $\text{Si}^{31}, \text{P}^{31}, \text{S}^{31}$

У P^{31} и S^{31} $|T_z| = 1/2$, а у Si^{31} $T_z = -3/2$. Основные и первые возбуждённые состояния P^{31} и S^{31} имеют $T = 1/2$. Подобный характер их уровней подтверждается малой величиной ft для β -перехода $Si^{31} \rightarrow P^{31}$ ($\log ft = 3,6$). Первые состояния с $T = 3/2$ (подобные основному состоянию Si^{31}) должны иметь энергию возбуждения ~ 6 Мэв и спин, равный спину основного состояния Si^{31} ($I = 1/2^+$ или $3/2^+$).

S^{35}, Cl^{35}, A^{35}

У A^{35} и Cl^{35} $|T_z| = 1/2$, а у S^{35} $T_z = -3/2$. Основные состояния A^{35} и Cl^{35} подобны и имеют $T = 1/2$. Первое состояние с $T = 3/2$ (подобное основному состоянию S^{35}) должно находиться при энергии ~ 5 Мэв и иметь спин $3/2$. В литературе часто встречается утверждение, что основное состояние Cl^{35} имеет $T = 3/2$. При этом основываются на данных о магнитном моменте Cl^{35} . Если бы это утверждение было верно, то оно противоречило бы гипотезе зарядовой инвариантности ядерных сил, ибо основное состояние S^{35} должно было бы лежать ниже основного состояния



Рис. 34.

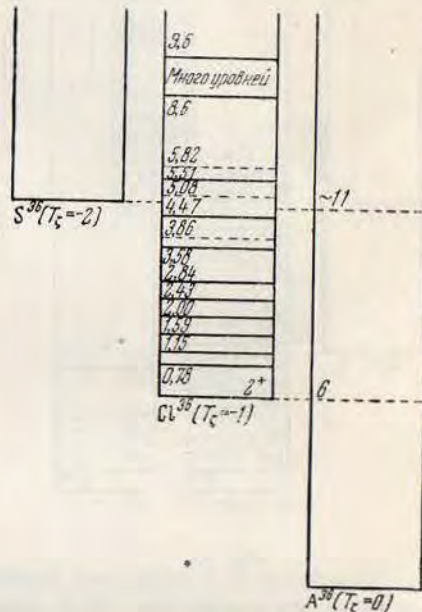


Рис. 35.

Cl^{35} на величину избытка кулоновской энергии у Cl^{35} , т. е. примерно на 5 Мэв, а на самом деле массы S^{35} и Cl^{35} почти совпадают. Поскольку рассмотренный нами экспериментальный материал подтверждает гипотезу зарядовой инвариантности и сомневаться хотя бы в приближенной её справедливости не приходится, то из наших рассуждений вытекает, что основное состояние Cl^{35} действительно имеет $T = 1/2$.

 S^{36}, Cl^{36}, A^{36}

У A^{36} $T_z = 0$, у Cl^{36} $T_z = -1$, а у S^{36} $T_z = -2$. Основное состояние A^{36} имеет $T = 0$, первое состояние с $T = 1$, подобное основному состоянию Cl^{36} , имеет энергию возбуждения $\sim 6,0$ Мэв,

а первое состояние с $T = 2$, подобное основному состоянию S^{36} , имеет энергию возбуждения ~ 11 Мэв. Первое состояние с $T = 2$ у Cl^{36} находится при энергии ~ 5 Мэв.

 $S^{37}, Cl^{37}, A^{37}, K^{37}$

У A^{37} и K^{37} $|T_z| = 1/2$, у Cl^{37} $T_z = -3/2$, а у S^{37} $T_z = -5/2$. Основные и первые возбуждённые состояния A^{37} и K^{37} подобны

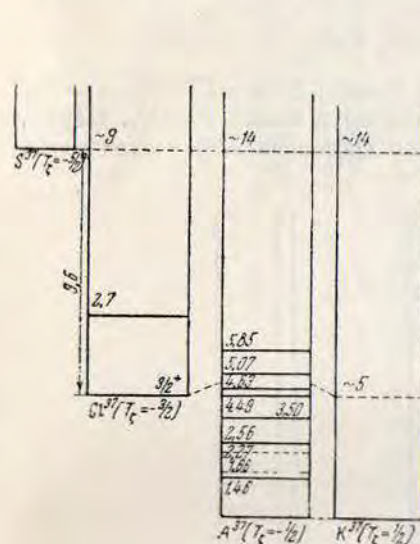


Рис. 36.

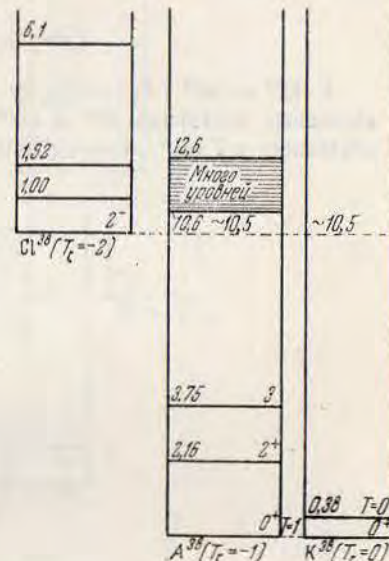


Рис. 37.

и имеют $T = 1/2$. Подобный характер этих состояний подтверждает малая величина $ft (\ln ft = 3,4)$ для β -перехода $K^{37} \rightarrow A^{37}$. Первое состояние с $T = 3/2$ (аналог основного состояния Cl^{37}) должно иметь энергию возбуждения ~ 5 Мэв и спин $3/2^+$, а первое состояние с $T = 5/2$ (аналог основного состояния S^{37}) должно иметь энергию ~ 14 Мэв. Первое состояние с $T = 5/2$ должно у Cl^{37} иметь энергию возбуждения ~ 9 Мэв.

 Cl^{38}, A^{38}, K^{38}

У K^{38} $T_z = 0$, у A^{38} $T_z = -1$ и у Cl^{38} $T_z = -2$. Основное состояние K^{38} по последним экспериментальным данным, повидимому, имеет $T = 1$ и $I = 0^+$, а первое возбуждённое ($E = 0,38$ Мэв)

с $I=2^+, 3^+$ имеет $T=0$. Если эта идентификация верна, то в K^{38} происходит то же самое, что и в Cl^{34} , т. е. энергия первого состояния с $T=1$ становится меньше энергии первого состояния с $T=0$. Таким образом, основные состояния A^{38} и K^{38} подобны. У K^{38} должны быть при энергиях $\sim 2,2$ Мэв и $\sim 3,8$ Мэв состояния с $T=1$ и $I=2^+$ и 3 соответственно, аналогичные соответствующим состояниям A^{38} . Первое состояние с $T=2$, подобное основному состоянию Cl^{38} , должно у A^{38} и K^{38} иметь энергию возбуждения примерно 10,5 Мэв и иметь спин 2^- .

$Cl^{39}, A^{39}, K^{39}, Ca^{39}$

У K^{39} и Ca^{39} $|T_z|=1/2$, у A^{39} $T_z=-3/2$, а у Cl^{39} $T_z=-5/2$. Основные состояния K^{39} и Ca^{39} подобны и имеют $T=1/2$. Первое состояние с $T=3/2$ (аналог основного состояния A^{39}) в этих ядрах

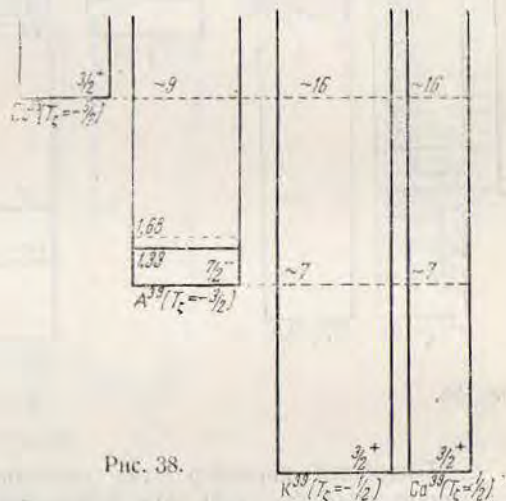


Рис. 38.

должно иметь энергию возбуждения ~ 7 Мэв и спин $7/2^-$. Первое состояние с $T=5/2$ (аналог основного состояния Cl^{39}) должно находиться при ~ 16 Мэв и иметь спин $3/2^+$. Первое состояние с $T=5/2$ у A^{39} должно иметь энергию возбуждения ~ 9 Мэв и спин $3/2^+$.

$A^{40}, K^{40}, Ca^{40}, Sc^{40}$

У Ca^{40} $T_z=0$, у K^{40} и Sc^{40} $|T_z|=1$, а у A^{40} $T_z=-2$. Основное и первые возбуждённые состояния Ca^{40} имеют $T=0$. Первое состояние с $T=1$ (аналог основных состояний K^{40} и Sc^{40}) должно иметь энергию возбуждения ~ 8 Мэв и спин 4^- , а первое состоя-

ние с $T=2$ (аналог основного состояния A^{40}) должно находиться при энергии $\sim 12,9$ Мэв и иметь спин 0^+ . Первое состояние с $T=2$ должно находиться у K^{40} и Sc^{40} при энергиях $\sim 4,9$ Мэв и иметь спин 0^+ .

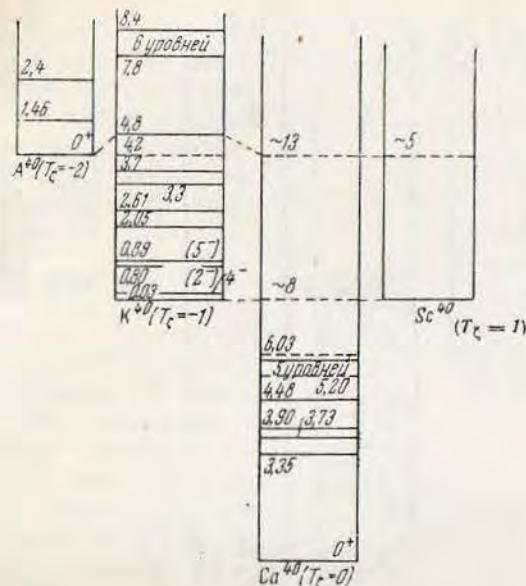


Рис. 39.

$A^{41}, K^{41}, Ca^{41}, Sc^{41}$

У Ca^{41} и Sc^{41} $|T_z|=1/2$, у K^{41} $T_z=-3/2$, а у A^{41} $T_z=-5/2$. Основные состояния Ca^{41} и Sc^{41} имеют $T=1/2$, первое состояние с $T=3/2$ (аналог основного состояния K^{41}) должно иметь энергию возбуждения $\sim 5,0$ Мэв и спин $3/2^+$, первое состояние с $T=5/2$ (аналог основного состояния A^{41}) должно находиться при энергии ~ 14 Мэв. Первое состояние с $T=5/2$ у K^{41} должно иметь энергию возбуждения ~ 9 Мэв.

A^{42}, K^{42}, Ca^{42}

У Ca^{42} $T_z=-1$, у K^{42} $T_z=-2$, а у A^{42} $T_z=-3$. Изотоп Sc^{42} не обнаружен. Основное состояние Ca^{42} имеет $T=1$ и спин 0^+ . Первое возбуждённое состояние с $I=2^+$ также имеет $T=1$ и сильно напоминает аналогичные состояния ($T=1, I=2^+$ и примерно та же энергия) у следующих нечётно-нечётных ядер с $T_z=0$: Li^6, Ne^{22}, A^{38} . Первое состояние с $T=2$ (аналог основ-

ного состояния K^{42}) должно иметь энергию $\sim 9,6$ Мэв и спин 2^- . Первое состояние с $T=3$ (аналог основного состояния A^{42}) должно иметь энергию не меньше чем 15,6 Мэв, поскольку известно, что энергия связи A^{42} меньше чем энергия связи K^{42} .

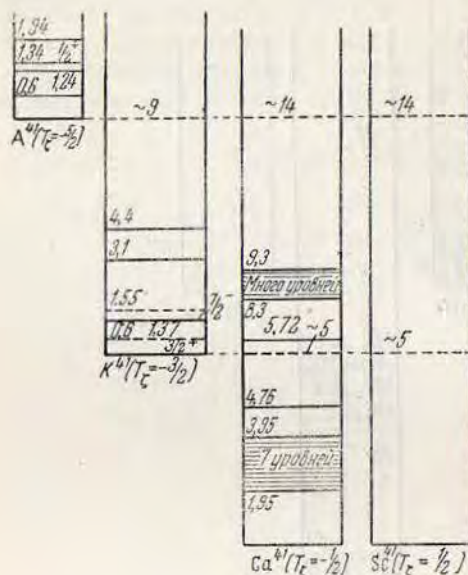


Рис. 40.

Изотоп Sc^{42} неизвестен. Это первый случай, когда не существует ядро с $T_z=0$. Отсюда можно сделать вывод, что кулоновская энергия в ядре настолько возросла, что появляется возможность прямого распада $Sc^{42} \rightarrow Ca^{41} + p$.

K^{43}, Ca^{43}, Sc^{43}

У Sc^{43} $T_z = -1/2$, у Ca^{43} $T_z = -3/2$, а у K^{43} $T_z = -3/2$. Основное состояние Sc^{43} имеет $T=1/2$, первое состояние с $T=3/2$ (аналог основного состояния Ca^{43}) должно находиться при энергии $\sim 4-5$ Мэв и иметь спин $7/2$. Первое состояние с $T=5/2$ (аналог основного состояния K^{43}) должно быть у Ca^{43} при энергии $\sim 5-6$ Мэв, а у Sc^{43} — при энергии ~ 10 Мэв.

$K^{44}, Ca^{44}, Sc^{44*}$

У Sc^{44} $T_z = -1$, у Ca^{44} $T_z = -2$, у K^{44} $T_z = -3$. Основное состояние Sc^{44} имеет $T=1$, первое состояние с $T=2$ (аналог

* Разности масс и спины для дальнейших ядер взяты по схемам распада в таблицах ²⁵.

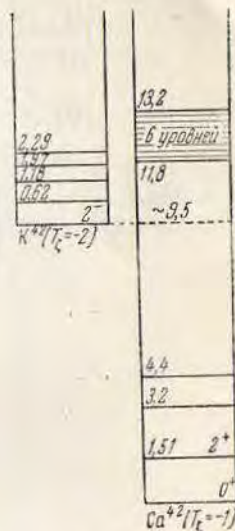


Рис. 41.

основного состояния Ca^{44}) имеет энергию возбуждения ~ 3 Мэв, а первое состояние с $T=3$ (аналог основного состояния K^{44}) — энергию > 11 Мэв.

$Ca^{45}, Sc^{45}, Ti^{45}$

У Ti^{45} $T_z = -1/2$, у Sc^{45} $T_z = -3/2$, у Ca^{45} $T_z = -5/2$. Основное состояние Ti^{45} имеет $T=1/2$, первое состояние с $T=3/2$ (аналог основного состояния Sc^{45}) имеет энергию возбуждения ~ 5 Мэв, а первое состояние с $T=5/2$ (аналог основного состояния Ca^{45}) — энергию ~ 12 Мэв.

$Ca^{46}, Sc^{46}, Ti^{46}$

У Ti^{46} $T_z = -1$, а у Sc^{46} $T_z = -2$ и у Ca^{46} $T_z = -3$. Основное состояние Ti^{46} имеет $T=1$, первое состояние с $T=2$ (аналог основного состояния Sc^{46}) имеет энергию ~ 9 Мэв, а первое состояние с $T=3$ (аналог основного состояния Ca^{46}) — энергию меньше чем 16 Мэв.

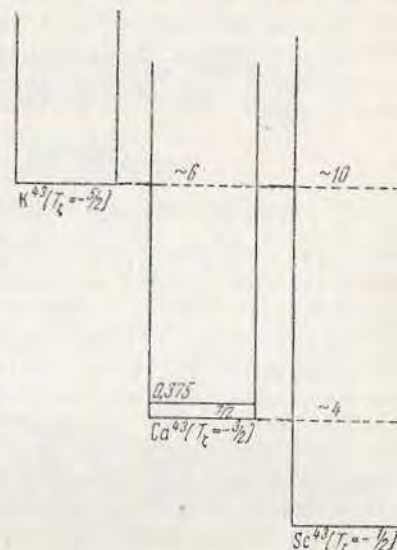


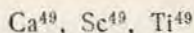
Рис. 42.

$Ca^{47}, Sc^{47}, Ti^{47}, V^{47}$

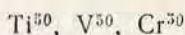
У V^{47} $T_z = -1/2$, у Ti^{47} $T_z = -3/2$, у Sc^{47} $T_z = -5/2$ и у Ca^{47} $T_z = -7/2$. Основное состояние V^{47} имеет $T=1/2$, первое состояние с $T=3/2$ (аналог основного состояния Ti^{47}) должно иметь энергию возбуждения ~ 6 Мэв, а первое состояние с $T=5/2$ (аналог основного состояния Sc^{47}) — энергию ~ 14 Мэв, и первое состояние с $T=7/2$ (аналог основного состояния Ca^{47}) — энергию ~ 23 Мэв.

$Ca^{48}, Sc^{48}, Ti^{48}, V^{48}$

У V^{48} $T_z = -1$, у Ti^{48} $T_z = -2$, у Sc^{48} $T_z = -3$, а у Ca^{48} $T_z = -4$. Основное состояние V^{48} имеет $T=1$, первое состояние с $T=2$ (аналог основного состояния Ti^{48}) должно иметь энергию ~ 3 Мэв, первое состояние с $T=3$ (аналог основного состояния Sc^{48}) должно иметь энергию ~ 14 Мэв и, наконец, первое состояние с $T=4$ (аналог основного состояния Ca^{48}) — энергию ~ 21 Мэв.



У Ti^{49} $T_z = -5/2$, у Sc^{49} $T_z = -7/2$, а у Ca^{49} $T_z = -9/2$. Первый уровень с $T = 7/2$ лежит у Ti при энергии ~ 9 Мэв, первый уровень с $T = 9/2$ — при энергии ~ 19 Мэв.



У Cr^{50} $T_z = -1$, у V^{50} $T_z = -2$ и у Ti^{50} $T_z = -3$. Основное состояние Cr^{50} имеет $T = 1$, первое состояние с $T = 2$ (аналог основного состояния V^{50}) должно иметь энергию $\sim 8-9$ Мэв, а первое состояние с $T = 3$ (аналог основного состояния Ti^{50}) — энергию $\sim 13-14$ Мэв.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Шапиро, УФН, **53**, 7 (1954).
2. Г. И. Зельцер, УФН, **53**, 455 (1954).
3. F. Ajzenberg a. T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys., **24**, 321 (1952).
4. M. Endt a. J. C. Kluuyver, Rev. Mod. Phys., **26**, 95 (1954).
5. C. K. Bockelman, C. P. Browne, W. W. Buechnee a. A. Sperrduto, Phys. Rev., **92**, 664 (1953).
6. L. Radicati, Phys. Rev., **87**, 521 (1952).
7. D. C. Peaslee a. V. L. Telegdi, Phys. Rev., **92**, 126 (1953).
8. L. Radicati, Proc. Phys. Soc., A **66**, 139 (1953).
9. L. Radicati, Proc. Phys. Soc., A **67**, 39 (1953).
10. D. Wilkinson, Phil. Mag., **44**, 1019 (1953).
11. D. Wilkinson, Phil. Mag., **44**, 1322 (1953).
12. Clegg, D. Wilkinson, Phil. Mag., **44**, 1269 (1953).
13. D. H. Wilkinson, Phys. Rev., **90**, 721 (1953).
14. Б. С. Дзелепов, Изв. АН, сер. физ. **17**, 391 (1953).
15. А. И. Базь и Я. А. Смородинский, ЖЭТФ, **27**, 382 (1954).
16. R. Malm a. D. R. Inglis, Phys. Rev., **95**, 993 (1954).
17. T. W. Bonner a. C. F. Cooc, Phys. Rev., **96**, 122 (1954).
18. J. Wilkins и др., Proc. Phys. Soc., A **64**, 1056 (1951).
19. D. H. Wilkinson a. G. A. Jones, Phys. Rev., **91**, 1575 (1953).
20. G. Jones a. D. H. Wilkinson, Phys. Rev., **90**, 722 (1953).
21. D. H. Wilkinson, Nature, **172**, 172 (1953).
22. C. Hsiao a. V. Telegdi, Phys. Rev., **90**, 494 (1953).
23. M. Gell-Mann, L. W. Jedy, Phys. Rev., **172**, 576 (1953).
24. D. C. Peaslee, Nuovo Cimento, **10**, 1349 (1953).
25. J. M. Hollander, I. Perlman, G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys., **25**, 469 (1953).
26. Б. С. Дзелепов, Изв. АН СССР сер. физ. (1954).