

МОДЕЛИ АТОМНОГО ЯДРА

Многочисленные трудности описания наблюдаемых свойств атомных ядер заставляют нас, по крайней мере в настоящее время, отказаться от попыток точного решения задачи и для расчета ядерных структур сделать ряд упрощающих предположений. В широком смысле слова любую совокупность упрощающих физических предположений допустимо называть моделью. Рождение модельных представлений о ядре [1, 2] по времени совпадает с появлением первых экспериментальных доказательств существования ядерной структуры.

За основу той или другой модели принимают некоторые выделенные свойства атомного ядра, которые подлежат объяснению в рамках данной модели. Другими свойствами пренебрегают. В этом заключается и сила, и слабость модельного подхода. С одной стороны, отбросив второстепенные детали, можно сосредоточиться на главном, а с другой — построенные таким образом модели имеют ограниченную область применения.

С теоретической точки зрения введение модели эквивалентно замене точного гамильтониана некоторым упрощенным, учитывающим ограниченное число степеней свободы исследуемой системы. В этом смысле путь от модели к теории состоит в увеличении числа учитываемых степеней свободы, что дает возможность расширить круг вопросов, доступных рассмотрению.

Успехи в разработке моделей ядра во многом определяются тем, насколько

полна и надежна экспериментальная информация. В то же время модели помогают не только объяснить проведенные эксперименты, но и планировать новые. Поэтому совершенствование моделей и углубление нашего понимания строения ядра происходят в диалектическом единстве.

Точная теория, установленная на основе фундаментальных принципов, не требует обращения к моделям. Однако и после построения теории модель сохраняет свое значение, так как позволяет наглядно представить изучаемое явление. Например, хотя со времен Резерфорда наши знания расширились и углубились, планетарная модель атома по-прежнему пленяет воображение своей наглядностью.

Первые ядерные эксперименты дали возможность установить, что, во-первых, радиус ядра увеличивается с ростом числа нуклонов A пропорционально $A^{1/3}$, а во-вторых, удельная энергия связи (энергия связи, приходящаяся на нуклон) для средних и тяжелых ядер примерно постоянна. Первое свойство, эквивалентное утверждению о постоянстве плотности ядерного вещества, роднит ядро с жидкостью. Второе лишь усиливает эту аналогию: ядерные силы, как и силы, действующие между молекулами жидкости, имеют свойство насыщения. Поэтому естественно, что одной из первых моделей ядра стала модель заряженной жидкой капли, предложенная почти пятьдесят лет назад [3, 4]. Капельная модель относится к клас-

су так называемых коллективных моделей, в которых на первый план выдвигается описание скоррелированных движений больших групп нуклонов.

С помощью капельной модели можно обосновать ряд членов в полуэмпирической формуле Вейцекера для энергии связи ядер

$$E = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3}.$$

Первый член в этой формуле представляет собой объемную энергию, т. е. a_v — удельная энергия связи в большом ядре, для которого можно пренебречь поверхностными эффектами. Второе слагаемое описывает энергию поверхностного натяжения: нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, взаимодействуют с меньшим числом соседей. Наконец, третье слагаемое — кулоновская энергия протонов ядра. Тот факт, что для количественного согласия с наблюдаемыми значениями энергий связи в формулу Вейцекера требуется включить дополнительные члены, свидетельствует о недостаточности физических представлений, лежащих в основе капельной модели.

Несжимаемая жидкость относительно легко изменяет форму, поэтому в ней могут возбуждаться степени свободы, связанные с поверхностными колебаниями. Благодаря этому в рамках капельной модели можно получить качественное описание поверхностных колебаний в сферических ядрах. Одна из модификаций капельной модели, так называемая двухжидкостная модель, позволила дать первое объяснение гигантского дипольного резонанса [5].

Наконец, изучение больших деформаций ядерной поверхности на основе капельной модели дало возможность Н. Бору и Дж. Уилеру [6] и независимо Я. И. Френкелю [7] в 1939 г. качественно понять механизм деления тяжелых ядер. Возбужденное, например, в результате захвата нейтрона ядро приходит в колебательное движение. При этом кулоновские силы, стремясь увеличить среднее расстояние между протонами, деформируют ядро, в то время как силы поверхностного натяжения, способствуя сохранению сферической формы, соответствующей минимуму по-

верхностной энергии, играют роль возвращающей силы. Конкуренция этих сил обуславливает для ядер с $Z^2/A < 50$ возникновение потенциального барьера, препятствующего спонтанному делению. При достаточно больших энергиях возбуждения деформации могут выйти за «предел упругости»: действие кулоновских сил не может быть скомпенсировано поверхностным натяжением. Происходит процесс деления.

Капельная модель — первая из так называемых коллективных моделей ядра, т. е. моделей, в которых внимание акцентируется на коллективных степенях свободы. Модели, в которых, напротив, учитываются только одночастичные степени свободы, принято называть моделями независимых частиц. Простейшая из них — модель ферми-газа.

Модель ферми-газа рассматривает атомное ядро как газ, состоящий из не взаимодействующих частиц, свободно движущихся в некотором потенциальном ящике. В соответствии с принципом запрета Паули в основном состоянии на каждом уровне находится по два нуклона одного сорта (протона или нейтрона), отличающихся проекцией спина. Глубина потенциала подбирается так, чтобы энергия отделения последнего нуклона соответствовала наблюдаемому значению (приблизительно 8 МэВ). Движение нуклонов в яме характеризуется фермиевской энергией

$$\bar{\epsilon}_{\text{кин}} = \frac{3}{5} \epsilon_F = \frac{3}{5} p_F^2 / 2m.$$

Граничный импульс p_F определяется плотностью ядерного вещества

$$p_F = \left(\frac{3\pi^2 \hbar^3 \rho}{2} \right)^{1/3}.$$

Дополнительное (по отношению к ядерному) электрическое взаимодействие протонов увеличивает их энергию. В результате потенциальная яма для протонов становится более мелкой, а количество протонных уровней меньше, чем нейтронных (верхние, фермиевские уровни должны совпадать из условия стабильности по отношению к прямому и обратному β -распаду). По мере увеличения числа протонов в ядре этот эффект все более заметен и, следова-

тельно, число нейтронов в тяжелых ядрах значительно превышает число протонов (например, в свинце ${}_{82}^{208}\text{Pb}$ $Z = 82$; $N = 126$).

Модель ферми-газа дает возможность понять некоторые общие закономерности ядерной структуры. Самым важным является выявление того факта, что нуклоны в ядре движутся, притом достаточно быстро, $v_F/c \sim 1/4$. Это движение наблюдалось в многочисленных опытах по изучению взаимодействия налетающих частиц с нуклонами ядра.

Более корректное описание ядерной структуры дает оболочечная модель, основанная на допущении, что взаимодействие нуклонов в ядре можно заменить некоторым средним полем. В принципе, это поле создается самими нуклонами, однако в рамках оболочечной модели оно не вычисляется, а подбирается эмпирически так, чтобы правильно описать спектр одночастичных уровней.

Обратим внимание на наблюдавшуюся особую стабильность ядер, у которых число протонов или нейтронов (или оба числа) совпадает с одним из так называемых магических чисел 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Эльзассер в 1924 г. пытался построить модель [2], подобную существовавшей тогда в атомной физике. Однако воспроизвести магические числа не удавалось. Успеха добились в 1949 г. Гепперт-Майер и Йенсен [8], предложив в качестве среднего поля потенциал со спин-орбитальной связью:

$$U(r) = V(r) + W(r) \frac{1}{2} \sigma l,$$

где $V(r)$ — центральный потенциал; $W(r)$ — спин-орбитальный потенциал, $W(r) = \alpha \frac{1}{r} \frac{dV}{dr}$; α — константа спин-орбитальной связи; $1/2 \sigma$ и l — операторы спина и орбитального момента нуклона. Состояние нуклона характеризуется при этом орбитальным квантовым числом n_r , моментом j , проекцией момента m_j и орбитальным моментом l .

Эта модель представляла собой значительный прогресс в теории ядра. Она позволила объяснить многие экс-

периментально наблюдаемые свойства, прежде всего оболочечную структуру, воспроизведя правильные значения магических чисел.

Оболочечная модель объясняет спины и четности магических ядер, а также спины, четности и магнитные моменты ядер, соседних с магическими.

Кроме того, на основании этой модели дано простое и естественное объяснение основных закономерностей ядерной изомерии — явления, открытого в 1935 г. И. В. Курчатовым и др. [9] и заключающегося в наличии у ядер долгоживущих возбужденных состояний.

В качестве потенциала $V(r)$ чаще всего используют потенциал Вудса — Саксона

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)},$$

где V_0 — глубина потенциала; R — его радиус; a — диффузность, характеризующая толщину переходного слоя, в котором потенциал изменяется от значения V_0 внутри ядра до нуля снаружи.

Для многих целей весьма удобен потенциал гармонического осциллятора, так как соответствующие ему гауссовы функции дают возможность вычислять аналитически многие матричные элементы (для которых асимптотика волновых функций не особенно существенна).

Возбужденные состояния с точки зрения оболочечной модели соответствуют переходу одного или нескольких нуклонов из заполненных состояний, лежащих ниже ϵ_F , в свободные. Разность энергий этих одночастичных уровней и определяет энергию возбуждения.

Основные представления оболочечной модели надолго стали доминирующими, широко использовались ранее и используются в настоящее время как для практических расчетов, так и для построения последующих более совершенных моделей и микроскопических теорий, а классификация одночастичных состояний стала общепринятой.

Рассмотренная модель оболочек часто называется одночастичной оболочеч-

ной или моделью независимых частиц. На ее основе построено много моделей, в которых в той или иной форме учитывается так называемое остаточное взаимодействие, т. е. та часть взаимодействия нуклонов, которая осталась после выделения из него среднего поля.

Из одночастичных волновых функций φ_λ (λ — полный набор квантовых чисел одночастичного состояния) можно сконструировать с помощью детерминанта Слэтера многочастичную волновую функцию всего ядра Φ :

$$\Phi(1, 2, \dots, A) = \begin{vmatrix} \varphi_{\lambda_1}(1) & \varphi_{\lambda_1}(2) & \dots & \varphi_{\lambda_1}(A) \\ \varphi_{\lambda_2}(1) & \varphi_{\lambda_2}(2) & \dots & \varphi_{\lambda_2}(A) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_{\lambda_A}(1) & \varphi_{\lambda_A}(2) & \dots & \varphi_{\lambda_A}(A) \end{vmatrix}$$

(цифры означают совокупность пространственных, спиновых и изотопических переменных соответствующего нуклона). Разумеется, эта функция не является собственной функцией точного гамильтониана ядра \hat{H} . Можно, однако, построив некоторый набор функций, попытаться диагонализировать матрицу $(\Phi_i | \hat{H} | \Phi_j)$. Полученные таким образом функции

$$\Psi_i = \sum_j \omega_{ij} \Phi_j$$

представляют собой волновые функции многочастичной модели оболочек [10—13] и могут более или менее точно описывать ядерные свойства. Коэффициенты ω_{ij} характеризуют долю различных конфигураций в данном состоянии. В данном случае можно в принципе получать лучшие результаты, чем с помощью одночастичной модели. К сожалению, расчеты довольно громоздки.

На другом способе учета остаточного взаимодействия основана **оболочечная модель с феноменологическим спариванием**. В этой модели предполагается, что нуклоны одного сорта (протоны или нейтроны) стремятся объединиться в пары с нулевым суммарным моментом и положительной четностью. Такие пары могут образовать

нуклоны в состояниях, взаимно обращенных во времени, т. е. находящиеся на одном энергетическом уровне $j_1 = j_2$, $l_1 = l_2$, $(n_r)_1 = (n_r)_2$, но с противоположными проекциями момента $m_{j_1} = -m_{j_2}$. Предположение о спаривании закладывается при конструировании полной волновой функции ядра. В такой схеме основные состояния всех четно-четных ядер должны быть 0^+ , что и наблюдается экспериментально. Для нечетных ядер состояния определяются последним (неспаренным) нуклоном. Математический аппарат такой модели ненамного сложнее, чем модели независимых частиц.

Более точный учет спаривания проводится в **сверхтекучей модели**. В этой модели в гамильтониане ядра выделяется взаимодействие, обуславливающее сильные парные корреляции, аналогичные куперовскому спариванию в теории сверхпроводимости металлов. Для возбуждения системы, в которой все нуклоны спарены, необходимо разорвать по крайней мере одну из пар. Поскольку для этого требуется энергия несколько мегаэлектронвольт, то в спектре возбуждений четно-четных ядер наблюдается характерная щель. В нечетном ядре, где есть неспаренный нуклон, такой щели нет. Система, полностью состоящая из куперовских пар, обладает сверхтекучестью. Это объясняет значительно меньшие моменты инерции ядер, чем предсказываемые твердотельной моделью.

Впервые на сверхтекучие свойства ядерного вещества указал Н. Н. Боголюбов [14]. О. Бор, В. Моттelson и Д. Пайнс [15] обратили внимание на наличие щели в спектрах возбуждения четно-четных ядер. Сверхтекучая модель ядра была разработана С. Т. Беляевым [16] и независимо В. Г. Соловьевым [17]. Большое влияние на создание и развитие этой модели оказало построение теории сверхпроводимости металлов, основанной на идее о спаривании электронов проводимости при низких температурах [18].

Построенная к концу 40-х годов оболочечная модель, объяснив огромное количество экспериментальных данных, относящихся к основному и слабо

возбужденным состояниям атомных ядер, столкнулась с существенными трудностями. В частности, измеренные значения квадрупольных моментов ряда ядер оказались значительно больше вычисленных согласно оболочечной модели. Для устранения этого противоречия Рейнвотер [19] в 1950 г. предложил следующую модель. Ядро нужно рассматривать состоящим из остова, включающего нуклоны заполненных оболочек, и небольшого числа внешних нуклонов. Взаимодействие между валентными нуклонами и остовом приводит к постоянной деформации последнего. Так как остов содержит большую часть ядерного вещества, то даже небольшая деформация остова может обусловить возникновение значительного квадрупольного момента. Ввиду того что потенциал, создаваемый остовом и действующий на валентные нуклоны, отличается от сферического, сделанное допущение должно повлечь существенную перестройку одночастичного спектра. Рейнвотер писал [20]: «Когда я предложил сфероидальную модель ядра, она мне показалась настолько очевидной, что, казалось бы, должна была быть предложена всеми теоретиками, работающими в этой области».

Гипотеза, выдвинутая Рейнвотером, оказала сильное влияние на О. Бора, который осенью 1950 г. «... взялся за проблему включения схемы связи, предложенной Рейнвотером, в последовательную динамическую систему для описания движения частицы в деформированной сердцевине» [21]. В результате этих исследований появилась так называемая **обобщенная коллективная модель**, построенная О. Бором и Моттельсоном к середине 50-х годов [22—24].

Как и в модели Рейнвотера, в обобщенной модели предполагается, что ядро состоит из жесткого остова, включающего нуклоны заполненных оболочек, мягкой части остова, состоящей из нуклонов внешних заполненных оболочек, и внешних нуклонов. Остов может быть описан, например, в рамках гидродинамической модели. При отсутствии взаимодействия с внешними

нуклонами равновесная форма остова сферически симметрична, причем допускается возможность деформации относительно этой равновесной формы. Однако в отличие от модели Рейнвотера деформация в обобщенной модели — динамическая переменная.

Поскольку сферически симметричное тело, подчиняющееся законам квантовой механики, вообще нельзя привести во вращение, наиболее прямым и убедительным доказательством существования несферических ядер является наличие вращательных полос в спектре четно-четных ядер. (Вращательной полосой называется последовательность энергетических уровней, для которых справедливо следующее соотношение между энергией E_J и моментом количества движения J : $E_J \sim J(J+1)$). Для четно-четных ядер момент принимает значения 0, 2, 4, ...) Объяснение экспериментально открытых вращательных спектров явилось выдающимся успехом обобщенной коллективной модели.

Существуют два варианта обобщенной коллективной модели. В первом, называемом обобщенной моделью со слабой связью, предполагается, что взаимодействие между остовом и внешними нуклонами незначительно. Это позволяет применить для описания последних модель независимых частиц. Деформации остова в этом случае невелики и ядро почти сферическое, а основная форма коллективного движения — колебания поверхности ядра около сферической формы. В отличие от вращательного спектр таких возбуждений имеет эквидистантный характер. Дифракционная теория возбуждения этих состояний была развита Е. В. Инопиным [25], С. И. Дроздовым [26, 27] и Блэром [28] и хорошо согласовывалась с многочисленными экспериментальными данными по неупругому рассеянию частиц ядрами.

В обобщенной модели с сильной связью равновесная форма остова несферическая (большие постоянные деформации), поэтому вначале допускается, что, как и в модели оболочек, все нуклоны двигаются в потенциале, который, однако, имеет сферически несиммет-

ричную форму. Несферичность потенциала обуславливает появление коллективной степени свободы, соответствующей вращению остова как целого. Область применимости этого варианта модели значительно шире, чем в случае слабой связи.

Одну из возможных реализаций обобщенной модели с сильной связью представляет модель Нильссона [29], позволяющая учесть как одночастичные, так и коллективные степени свободы ядра. В этой модели предполагается, что нуклоны, образующие ядро, двигаются в деформированной потенциальной яме, в качестве которой Нильссон использовал потенциал осциллятора с осевой симметрией (ось Oz):

$$V = \frac{1}{2} m (\omega_1^2 (x^2 + y^2) + \omega_2^2 z^2) + c \frac{1}{2} \sigma l + D l^2.$$

Последнее слагаемое введено для того, чтобы исправить радиальную зависимость осцилляторного потенциала. Соотношение между частотами ω_1 и ω_2 определяется величиной деформации. Квантовыми числами, характеризующими уровни в потенциале Нильссона, являются четность и проекция момента количества движения вдоль оси симметрии ядра. Схема заполнения уровней в такой потенциальной яме дает возможность получить неплохое согласие с экспериментальными значениями спиновых и магнитных моментов деформированных ядер. Решая задачу о движении нуклона в деформированном потенциале, мы должны учитывать, что потенциальная яма жестко связана с вращающимся ядром. Вследствие вращения деформированного ядра в его спектре появятся полосы вращательных уровней. Причем, поскольку вращение возможно в любом из состояний, каждый из уровней исходного потенциала положит начало некоторой вращательной полосе. Разумеется, разделение степеней свободы многочастичной системы на одночастичные и коллективные возможно лишь в силу того, что коллективное вращение ядер происходит гораздо медленнее одночастичных движений нуклонов (адиабатическая гипотеза).

Обобщенная коллективная модель по-

зволила значительно сблизить теоретические и наблюдаемые спектры атомных ядер. Однако основное достоинство этой модели состоит в том, видимо, что впервые в рамках единой схемы рассмотрены и одночастичные, и коллективные движения. В любой многочастичной системе связь между этими степенями свободы неизбежна. Так, деформация ядра приводит к изменению потенциала, в котором движутся отдельные нуклоны, в результате чего характер движения последних изменяется. В то же время форма ядра (мы можем ввести понятие о форме ядра в силу адиабатической гипотезы) представляет собой не что иное, как распределение плотностей частиц. Взаимосвязь между этими формами движения очевидна.

Обобщенная коллективная модель первоначально использовалась лишь для описания тяжелых деформированных ядер. Однако затем было показано [30], что ее можно успешно применять и к легким ядрам, вплоть до таких, как ${}^7\text{Li}$. Причем эти ядра характеризуются наиболее высокими значениями деформаций: отношение осей эллипсоида деформации нередко достигает 2 и даже 3.

Детали оболочечной структуры могут оказаться крайне важными не только при определении одночастичных характеристик ядер, но и для описания таких существенно многочастичных процессов, как деление. Например, проведенные Струтинским [31, 32] исследования потенциальной энергии деформации ядра с учетом оболочечных эффектов показали, что форма потенциального барьера значительно отличается от получаемой в капельной модели. Построенный Струтинским барьер деления имел форму кривой с двумя максимумами. Физические идеи, связанные с представлением о двугорбом барьере, открыли новый этап в теории деления.

Наблюдаемые явления указывают на то, что в атомных ядрах могут возникать (в основном состоянии или при возбуждении) сильно скоррелированные группы нуклонов — так называемые кластеры. При этом большая часть энергии связи ядра приходится на внутреннюю энергию кластеров и лишь

незначительная — на их взаимодействие между собой. Так, ядро ${}^6\text{Li}$ имеет энергию связи 32 МэВ, в то время как энергия связи α -частицы и дейтрона соответственно 28,3 и 2,23 МэВ. Ядро при этом напоминает молекулу, которая также состоит из довольно устойчивых образований — атомов, относительно слабо связанных между собой.

Квазимолекулярный подход для описания ядерной структуры впервые предложил Уилер [33], который построил и соответствующий математический аппарат, названный им **методом резонирующих групп** [34]. Согласно этому методу волновая функция ядра, проявляющего кластерную структуру, ищется в виде антисимметризованного произведения внутренних волновых функций кластеров и функции их относительного движения. Например, для ядра ${}^6\text{Li}$ волновая функция имеет вид

$$\Psi_{\text{Li}}(1, 2, 3, 4, 5, 6) = \hat{A} \{ \varphi_{\alpha}(1, 2, 3, 4) \varphi_d(5, 6) \chi(R_{\alpha d}) \},$$

где цифры обозначают совокупность пространственных, спиновых и изотопических переменных, относящихся к соответствующему нуклону; α_{α} и α_d — волновые функции α - и d -кластеров, описывающие движение нуклонов внутри этих кластеров; $\chi(R_{\alpha d})$ — функция, характеризующая движение кластеров относительно друг друга.

Волновые функции кластеров строятся на основе наших знаний о соответствующих свободных частицах. Так, особо устойчивым образованием является α -кластер, состоящий из четырех нуклонов в различных спиновых и изотопических, но в одном и том же состоянии ($1s$) орбитального движения. При этом перекрытие нуклонных волновых функций максимально и притяжение между нуклонами довольно велико. Вследствие этого α -кластеры практически не искажаются в ядре и в качестве их волновых функций достаточно использовать функцию свободной α -частицы. В то же время более рыхлые кластеры, такие, как дейтрон, тритий, ${}^3\text{He}$, изменяют свою структуру, особенно в периферийных областях. Поэтому их волновые функции при-

ходится, вообще говоря, модифицировать по сравнению с волновыми функциями свободных частиц. Что же касается волновой функции относительного движения, то вариационный принцип позволяет получить уравнение для ее определения.

Практическое осуществление этой программы хотя и реально, но довольно трудоемко. Поэтому обычно используется более простой подход, называемый **моделью нуклонных ассоциаций** [35, 36], в котором функция относительного движения кластеров не вычисляется, а параметризуется подходящим способом. При этом, разумеется, учитываются ее свойства, обнаруженные при решении уравнения метода резонирующих групп.

Очень интересное явление представляет перестройка кластерной структуры ядра при его возбуждении [35]. Например, возбужденные состояния ядра ${}^6\text{Li}$ содержат примесь конфигурации $t - {}^3\text{He}$, которая невелика для нижних уровней, но становится доминирующей вблизи порога диссоциации, т. е. при энергиях $E^* \geq 15,8$ МэВ. При этом энергия связи возбужденного ядра опять-таки сосредоточена главным образом в кластерах (энергия связи t и ${}^3\text{He}$ соответственно 8,5 и 7,7 МэВ), в то время как связь кластеров между собой невелика.

В ядре ${}^8\text{Be}$ связь α -кластеров столь слаба, что вообще не существует стабильного ядра ${}^8\text{Be}$. Это ядро наблюдается лишь как резонанс в ядерных реакциях, лежащий приблизительно на 0,1 МэВ выше порога развала на две α -частицы. Именно это наблюдалось в историческом эксперименте [37].

С точки зрения изучения явления ассоциирования нуклонов большой интерес представляют ядра ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и т. д., которые довольно четко проявляют α -частичную структуру. Многие их свойства неплохо описываются и более простой моделью, в которой α -кластеры рассматриваются как элементарные частицы. Эта модель, называемая α -частичной, имеет большую наглядность и значительно проще математически, чем «полная» кластерная модель, поэтому ее удобнее использо-

вать для практических расчетов. Структуру α -частицы можно приближенно учесть в рамках этой модели с помощью введения формфакторов.

Альфа-частичная модель впервые применялась для объяснения α -распада ядер [38]. В 60-е годы интерес к этой модели вновь возрос после того, как было показано [39], что α -частичная модель успешно объясняет упругие и неупругие формфакторы четно-четных ядер с $N = Z$.

Одна из основных трудностей создания теории ядра связана с тем, что взаимодействие нуклонов в ядре существенно отличается от пустотного. Задача о взаимодействии двух нуклонов в ядре — многочастичная квантовомеханическая задача, полное решение которой в обозримом будущем не представляется возможным. Конструктивный выход из создавшегося положения заключается во введении в теорию некоторого эффективного взаимодействия между нуклонами в ядре. Это взаимодействие, двухчастичное по форме, является многочастичным по существу, поскольку приближенно учитывает влияние окружающих нуклонов на взаимодействие двух выделенных. Использование эффективного взаимодействия подразумевает существенное уменьшение числа рассматриваемых степеней свободы. Однако информация о тех степенях свободы, которые в дальнейшем не рассматриваются, тем не менее содержится в структуре и параметрах эффективного взаимодействия.

Ключевой момент теории — построение эффективного взаимодействия. Существуют два принципиально различных подхода к решению этой проблемы: либо пытаются построить эффективное взаимодействие, исходя из пустотного, либо его задают феноменологически, не связывая с взаимодействием свободных нуклонов. Так, с середины 50-х годов параллельно развиваются теория Брюкнера [40], в которой основным являются нахождение матрицы реакции (по существу являющейся эффективным взаимодействием нуклонов в ядерном веществе), и теория ферми-жидкости, построенная Л. Д. Ландау [41, 42] для бесконечных систем и обоб-

щенная затем А. Б. Мигдалом [43] для конечных ядер. Теория ферми-жидкости начинается с задания некоторого эффективного взаимодействия между частицами в среде (или квазичастицами) и ставит своей целью выразить через него наблюдаемые характеристики системы. Как теория Брюкнера, так и теория конечных ферми-систем Мигдала, хотя и не привели к исчерпывающему решению проблемы, существенно расширили наши представления о взаимодействии нуклонов в ядре. Эти теории дали возможность установить, что внутриядерное взаимодействие имеет мало общего с пустотным. Причем, если в теории Брюкнера установление этого обстоятельства — один из наиболее важных результатов, то в теории Мигдала — один из основных постулатов, на котором базируется идеология и к которому органически приспособлен математический аппарат.

Несколько иным подходом к решению многочастичной задачи является метод Хартри — Фока с эффективным взаимодействием [44], который, как и теория ферми-жидкости, занимает промежуточное положение между строго микроскопическим подходом, исходящим непосредственно из пустотного нуклон-нуклонного взаимодействия, и чисто феноменологическими моделями, каждая из которых приспособлена к описанию лишь определенного круга ядерных явлений. Действительно, с одной стороны, в этом методе исходным является не пустотное, а некоторое феноменологическое взаимодействие нуклонов в ядре, а с другой — исходя из этого взаимодействия можно последовательно рассчитать многие одно- и многочастичные свойства ядер [45].

Прежде всего метод Хартри — Фока дает способ построения оболочечного потенциала, а твердо установленный факт существования оболочечной структуры — лучшее доказательство применимости концепции самосогласованного поля для описания атомных ядер.

Метод Хартри — Фока можно использовать и для обоснования [46, 47] феноменологических моделей коллективного движения, в первую очередь обобщенной коллективной модели. Дело в

том, что, как указывалось, разделенные степеней свободы на одночастичные и коллективные возможно только в предположении об адиабатическом характере движения. В то же время адиабатический предел временизависящей теории Хартри — Фока позволяет построить коллективный гамильтониан, параметры которого непосредственно выражаются через то же эффективное взаимодействие нуклонов в ядре, которое определяет одночастичные свойства.

Таким образом, эволюция модельных представлений о структуре ядра привела к созданию синтезированной модели — методу Хартри — Фока с эффективным взаимодействием, зависящим от плотности. В настоящее время этот метод представляет собой количественную теорию, позволяющую с единой точки зрения объяснить основные закономерности ядерной структуры и описать ряд динамических свойств ядер. Разумеется, в этом методе учтены не все аспекты взаимодействия нуклонов, поэтому он не может претендовать на исчерпывающее объяснение всех ядерных явлений, а является лишь первым приближением к будущей более точной теории. Возможно, в дальнейшем окажется, что эффективное взаимодействие нуклонов в ядре не совсем такое, каким мы представляем его сейчас. Но несомненно, что метод Хартри — Фока с эффективными плотностнозависящими силами правильно отражает основные закономерности и поэтому представляет надежный фундамент для исследования ядерной структуры.

1. *Bartlett J. N.* — Phys. Rev., 1932, 41, p. 370—371.
2. *Elsasser W. M.* — J. Phys. Rad., 1933, 4, p. 549—551.
3. *Bohr N.* — Nature, 1936, 137, p. 344—350.
4. *Weizsäcker G. F.* — Z. Phys., 1935, 96, S. 431—470.
5. *Goldhaber M., Teller E.* — Phys. Rev., 1948, 74, p. 1946—1952.
6. *Bohr N., Wheeler J.* — Phys. Rev., 1939, 56, p. 426—450.
7. *Френкель Я. И.* — ЖЭТФ, 1939, 9, с. 641—653.
8. *Генперт-Майер М., Йенсен И. Г. Д.* Элементарная теория ядерных оболочек. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958. — 318 с.

9. *Kourtchatow B., Kourtchatow I., Myssowsky L., Roussinow L.* — Comptes Rendus, 1935, 200, p. 1201—1203.
10. *Racah G.* — Phys. Rev., 1949, 76, p. 1352—1365.
11. *Flowers B. H.* — Proc. Roy. Soc. London A, 1952, 210, p. 497—508.
12. *Elliott J. R., Flowers B. H.* — Proc. Roy. Soc. London A, 1955, 229, p. 536—563.
13. *Jahn H. A.* — Proc. Roy. Soc. London A, 1960, 201, p. 516—544.
14. *Боголюбов Н. Н.* — ЖЭТФ, 1958, 34, с. 58—65.
15. *Bohr A., Mottelson B., Pines D.* — Phys. Rev., 1958, 110, p. 936—938.
16. *Belyaev S. T.* — Mat.-fys. med. dan. vid. selsk., 1959, 31, p. 3—56.
17. *Соловьев В. Г.* Влияние парных корреляций сверхпроводящего типа на свойства атомных ядер. — М.: Госатомиздат, 1963. — 240 с.
18. *Bardeen J., Cooper L., Schrieffer J.* — Phys. Rev., 1957, 168, p. 1175—1204.
19. *Rainwater J.* — Phys. Rev., 1950, 79, p. 432—434.
20. *Рейнвогтер Дж.* — УФН, 1976, 120, с. 529—541.
21. *Бор О.* — УФН, 1976, 120, с. 543—559.
22. *Bohr A.* — Mat.-fys. med. dan. vid. selsk., 1952, 26, p. 9—33.
23. *Bohr A., Mottelson B.* — Mat.-fys. med. dan. vid. selsk., 1953, 27, p. 7—174.
24. *Bohr A., Mottelson B.* — Phys. Rev., 1953, 89, p. 316—317.
25. *Инопин Е. В.* — ЖЭТФ, 1956, 31, с. 901—902.
26. *Дроздов С. И.* — ЖЭТФ, 1955, 28, с. 734—738.
27. *Дроздов С. И.* — ЖЭТФ, 1956, 30, с. 786—789.
28. *Blair J. S.* — Phys. Rev., 1959, 115, p. 928—938.
29. *Nilsson S. Q.* — Mat.-fys. med. dan. vid. selsk., 1955, 29, p. 3—48.
30. *Гончар В. Ю., Инопин Е. В., Цытко С. П.* Легкие ядра и обобщенная модель. — Харьков, 1969. — 27 с. (Препринт/АН УССР. Харьк. физ.-техн. ин-т; № Д-001).
31. *Strutinsky V. M.* — Nucl. Phys. A, 1967, 95, p. 420—442.
32. *Strutinsky V. M.* — Nucl. Phys. A, 1968, 122, p. 1—33.
33. *Wheeler J.* — Phys. Rev., 1937, 52, p. 1083—1096.
34. *Wheeler J.* — Phys. Rev., 1937, 52, p. 1097—1106.
35. *Wildermuth K., McClure W.* — Springer tracts in modern physics, 1966, 41, p. 214.
36. *Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф.* Нуклонные ассоциации в легких ядрах. — М.: Наука, 1969. — 414 с.
37. *Sinelnikov C., Leipunsky A., Walter Ant., Latishev G.* — Phys. Z. Sow., 1932, 2, p. 285.
38. *Gamow G.* — Z. Phys., 1928, 51, p. 204—212.
39. *Инопин Е. В., Тищенко В. И.* — ЖЭТФ, 1959, 37, с. 1308—1318.

40. Брукнер К. Теория ядерной материи.— М.: Мир, 1964.— 302 с.
41. Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, 1956, 30, с. 1058—1064.
42. Ландау Л. Д.— ЖЭТФ, 1958, 35, с. 97—103.
43. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.— М.: Наука, 1965.— 572 с.
44. Vautherin D., Brink D. M.— Phys. Rev. C, 1972, 5, p. 626—647.
45. Барц Б. И., Болотин Ю. Л., Гончар В. Ю., Инопин Е. В. Метод Хартри — Фока в теории ядра.— Киев: Наук. думка, 1982.
46. Belyaev S. T.— Nucl. Phys., 1965, 64, p. 17—53.
47. Baranger M., Veneroni M.— Ann. Phys., 1978, 114, p. 123—200.

**СОСТОЯНИЯ СРЕДНИХ И ВЫСОКИХ
ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ —
СОВРЕМЕННЫЙ ЭТАП ИЗУЧЕНИЯ
СТРУКТУРЫ АТОМНОГО ЯДРА**

Введение. Со времени открытия первых ядерных реакций с частицами, разогнанными на ускорителях, достигнуты большие успехи в изучении структуры атомного ядра. Если в 40—60-х годах наиболее ценную информацию о ядерной структуре давала α -, β -, γ -спектроскопия, то в последние 10—20 лет основной источник информации — ядерные реакции. В изучение ядерных реакций большой вклад внесли своими работами ученые и исследователи ХФТИ АН УССР.

Изучение упругого и неупругого рассеяния нуклонов, электронов и ядер на ядрах, реакций передачи одного, двух и более нуклонов, ($n\gamma$)-реакций и других наряду с данными ядерной спектроскопии позволило создать правильную общую картину низколежащих возбужденных состояний атомных ядер. Экспериментально изучены низколежащие состояния большого числа ядер и дано достаточно точное их описание. Выделено три типа движений: квазичастичное, вибрационное и ротационное и исследована связь между ними [1, 2].

Экспериментальные данные о состояниях средних и высоких энергий возбуждения крайне скудны: изучены свойства нейтронных резонансов, открыты и изучены аналоговые состояния, интенсивно изучаются $E\lambda$ - и $M\lambda$ -гигантские резонансы, начато изучение фрагментации глубоких дырочных состояний.

Для понимания структуры сложных

ядер полезным оказалось представление волновых функций возбужденных состояний в виде разложения по числу квазичастиц и фононов [3]. При построении такой волновой функции выбирается представление, где матрица плотности диагональна для основного состояния ядра. В этом представлении волновая функция высоковозбужденного состояния содержит тысячи различных компонент. Во многих случаях образование высоковозбужденного состояния происходит в результате захвата нуклона или жесткого γ -кванта основным бесквазичастичным или одноквазичастичным состоянием ядра-мишени. Разложение волновой функции по числу квазичастиц и фононов проводится, взяв как бы за основу ядро-мишень. Квадрат каждого коэффициента этого разложения определяет долю времени, которое ядро проводит в этой конфигурации. Доля времени, которую ядро проводит в одноквазичастичной или однофононной конфигурации, экспоненциально убывает с ростом энергии возбуждения.

В волновых функциях низколежащих состояний имеется одна доминирующая компонента — одноквазичастичная в нечетных A -ядрах, однофононная или двухквазичастичная в четно-четных ядрах. Поэтому экспериментальное изучение и теоретическое описание низколежащих состояний выполнено во многих ядрах.

С ростом энергии возбуждения увеличивается плотность состояний в атом-

ных ядрах и усложняется их структура. Осуществляется переход от простых низколежащих состояний к более сложным состояниям при средних и высоких энергиях возбуждения. Процесс усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения неодинаков для состояний с различными спинами и различен в разных ядрах. При изучении структуры состояний средней и высокой энергий возбуждения в атомных ядрах важную роль играет фрагментация одночастичных состояний, т. е. распределение силы одночастичных состояний по многим ядерным уровням. В моделях независимых частиц и квазичастиц одночастичная сила сконцентрирована на одном уровне. В предельной статистической модели она хаотично распределена по всем ядерным уровням. Между низколежащими состояниями, когда изучаются характеристики каждого отдельного уровня, и состояниями предельной статистической модели, когда исчезает индивидуальность отдельных ядер, в том числе пропадает эффект оболочек, лежит большая, слабо изученная область средних и высоких энергий возбуждения атомного ядра.

Экспериментальное изучение структуры состояний средних и высоких энергий возбуждения связано с большими трудностями. Совершенно ясно, что практически невозможно измерить характеристики каждого из многих тысяч уровней. Тем более, что с ростом энергии возбуждения усложняется структура состояний, и поэтому увеличивается число компонент соответствующих волновых функций, которые следует измерить экспериментально. Усложнение структуры состояний начинает проявляться при небольших энергиях возбуждения. В нечетных деформированных ядрах при энергиях возбуждения более 0,5 МэВ к одноквазичастичным компонентам пришиваются компоненты квазичастица плюс фонон. В нечетных сферических ядрах такие примеси наблюдаются уже в основных состояниях. В ядрах с замкнутыми оболочками одночастичные состояния остаются чистыми до энергий возбуждения 2 МэВ и более.

Анализ, выполненный в [4], показал, что в рамках существующих теорий и возможностей ЭВМ нельзя правильно описать структуру каждого уровня при энергии возбуждения более 3 МэВ, кроме легких и околomagических ядер. Этот вывод продемонстрировал Х. Фешбах [5] в докладе на конференции по ядерной физике в г. Беркли (США). Он рассмотрел ядро ^{154}Sm . Если учесть, что у ^{154}Sm сверх заполненных оболочек имеется 10 нейтронов и 12 протонов, то оказывается, что они образуют $4 \cdot 10^{13}$ состояний с $I^\pi = 0^+$, $3,5 \cdot 10^{14}$ состояний с $I^\pi = 2^+$, $5,3 \times 10^{14}$ состояний с $I^\pi = 4^+$ и т. д. Поэтому при вычислении спектра ^{154}Sm нужно диагонализировать матрицы порядка 10^{13} — 10^{14} . Это фантастически высокий порядок. Однако в расчетах нельзя ограничиваться только нуклонами сверх заполненных оболочек. Особенно это относится к деформированным ядрам, каким является ^{154}Sm . А это значит, что нужно диагонализировать матрицы еще более высокого порядка. Из этого примера видно, что решить такую задачу не просто.

Более того, задачу диагонализации матриц порядка более 10^{14} и получения волновой функции каждого высоковозбужденного состояния решать не нужно. Это обусловлено грубым описанием ядерных сил и приближенным решением ядерной задачи многих тел, а также тем, что наиболее полные и точные данные о ядерной структуре имеются для малоквазичастичных конфигураций волновых функций. Наиболее точные экспериментальные данные связаны с фрагментацией одноквазичастичных, однофононных и квазичастица плюс фонон состояний. Исключение составляют высокоспиновые состояния. В низколежащих состояниях малоквазичастичные конфигурации дают преобладающий вклад в нормировку их волновых функций. При средних энергиях возбуждения фрагментация одноквазичастичных состояний проявляется в виде локальных максимумов в сечениях реакций однонуклонных передач. Фрагментация подоболочек $s_{1/2}$, $p_{1/2}$ и $p_{3/2}$ определяет s - и p -волновые

нейтронные силовые функции. Гигантские резонансы определяются положением и коллективностью однофононных состояний, а ширины гигантских резонансов связаны с их фрагментацией. Малоквазичастичные компоненты отражают эффекты оболочечной структуры.

Описание малоквазичастичных компонент волновых функций при низких, средних и высоких энергиях возбуждения проводится в рамках квазичастично-фононной модели ядра [6—8]. В модели используется метод силовых функций и вычисляется фрагментация одноквазичастичных, однофононных и квазичастица плюс фонon состояний по многим ядерным уровням. Рассчитываются те характеристики сложных ядер, которые определяются этими компонентами.

Квазичастично-фононная модель ядра. Гамильтониан модели состоит из среднего поля ядра в форме потенциала Саксона — Вудса и взаимодействий, приводящих к парным корреляциям сверхпроводящего типа. Он также содержит мультиполь-мультипольные и спин-мультипольные изоскалярные и изовекторные взаимодействия в частично-дырочном и частично-частичном каналах.

Возможность выделения среднего поля ядра — это не математический прием, а отражение фундаментальных свойств атомного ядра. Выделение среднего поля ядра обусловлено, во-первых, действием принципа Паули и, во-вторых, отношением импульса поверхности Ферми к импульсу отталкивающей сердцевины нуклон-нуклонного потенциала. Наличие среднего поля ядра или ядерных оболочек ответственно за разнообразие свойств атомных ядер. Поэтому атомные ядра нельзя рассматривать как разной величины осколки ядерной материи, а нужно изучать структуру каждого ядра.

При описании низколежащих ядерных состояний и упругих и неупругих взаимодействий нуклонов с ядрами фиксированы параметры потенциала Саксона — Вудса для каждой зоны по массовому числу A . Большие трудности связаны с вычислением квазисвязанных состояний и состояний непре-

рывного спектра. Результаты расчетов ядерной структуры оказываются достаточно точными, если учтены квазисвязанные состояния, имеющие соответствующие большие матричные элементы со связанными состояниями. Влияние непрерывного спектра на соответствующие спектроскопические функции, как правило, не велико. В [9] получены верхние границы ширины Γ , не превышающие 0,3 МэВ для гигантских резонансов в сложных ядрах, с однофононными волновыми функциями. Поскольку в реальных состояниях однофононные состояния сильно фрагментированы, то соответствующие ширины Γ должны быть во много раз меньше.

Вращательное движение и его связь с квазичастичными и фононными возбуждениями играют важную роль в атомных ядрах. В квазичастично-фононной модели ядра, как правило, пренебрегают связью с вращением, а само вращение описывают грубо. Это обусловлено тем, что не рассматриваются высоковозбужденные состояния с большими спинами. В состояниях с небольшими спинами при средней и высокой энергиях возбуждения связь с вращением не приводит к большому перераспределению силы малоквазичастичных компонент волновых функций из одного энергетического интервала в другой. В необходимых случаях можно ввести связь вращательного и внутреннего движений. При изучении низколежащих состояний связь с вращением следует учитывать в каждом конкретном ядре.

Метод приближенного вторичного квантования используется для получения секулярных уравнений, решения которых дают энергии однофононных состояний. Для каждой мультипольности вычисляется несколько сот корней секулярных уравнений и соответствующих волновых функций. Для описания однофононных состояний с любыми значениями K^π в деформированных ядрах и любыми I^π в сферических ядрах вводятся мультиполь-мультипольные и спин-мультиполь-спин-мультипольные силы с $\lambda \leq 8$, т. е.

в том числе с большими мультипольными силами. Учитываются взаимодействия квазичастиц с фононами. Если фононы фиксированы, то соответствующие части мультипольных и спин-мультипольных сил, описывающие взаимодействия квазичастиц с фононами, однозначно определены. Если решены секулярные уравнения для фононов, то все параметры модели оказываются фиксированными.

Особенностью и достоинством квазичастично-фононной модели ядра является то, что в качестве базиса используются не одночастичные, а однофононные состояния. Это означает, что в базисе учтены коллективные вибрационные, слабо коллективные и двухквазичастичные состояния. Расчеты плотности ядерных состояний свидетельствуют о полноте фононного пространства [10].

Дадим схему вычислений малоквазичастичных компонент волновых функций возбужденных состояний в рамках квазичастично-фононной модели ядра. Гамильтониан модели преобразуется к виду

$$H = H_v + H_{vq} \quad (4)$$

где H_v описывает невзаимодействующие квазичастицы и фононы, H_{vq} — взаимодействующие квазичастицы с фононами. Волновые функции нечетного и четного ядер записываются так:

$$\Psi_v = C_v \left\{ \alpha_0^+ + \sum_n \tilde{C}_v^n \alpha_n^+ + \sum_g D_v^g (\alpha^+ Q^+)_{g^+} + \sum_G F_v^G (\alpha^+ Q^+ Q^+)_{G^+} \right\} \Psi_0 \quad (2)$$

$$\Psi_v = C_v \left\{ Q_0^+ + \sum_n \tilde{C}_v^n Q_n^+ + \sum_t D_v^t (Q^+ Q^+)_{t^+} \right\} \Psi_0 \quad (3)$$

где α_n^+ и Q_n^+ — операторы рождения квазичастицы и фонона; v — номер уровня с фиксированным значением K^π или I^π ; Ψ_0 — волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Далее находятся средние значения гамильтониана (4) по состояниям (2) или (3) и используется вариационный принцип для получения секулярных

уравнений

$$\mathcal{F}(\eta_v) = 0, \quad (4)$$

определяющих энергии η_v уровней v и формулы для коэффициентов \tilde{C}_v^n и D_v . Заметим, что

$$C_v^2 = - \frac{\partial}{\partial \eta} \mathcal{F}(\eta) \Big|_{\eta=\eta_v} \quad (5)$$

Явный вид этих уравнений дан в [7, 8, 11, 12]. Для нахождения энергий η_v , т. е. для решения уравнения (4), нужно диагонализировать матрицу, порядок которой равен числу компонент квазичастица плюс фонон в (2) или числу однофононных компонент в (3). Порядок этих частиц составляет от нескольких десятков до нескольких тысяч.

В расчетах с волновой функцией (2) можно вычислить фрагментацию одноквазичастичных и квазичастица плюс фонон состояний, а с волновой функцией (3) — фрагментацию однофононных состояний. Так, для вычисления C_v^2 , т. е. фрагментации одноквазичастичного или однофононного состояния, для каждого v решают секулярное уравнение (4) и находят коэффициенты C_v^n , D_v^g , F_v^G или C_v^n , D_v^t , которых сотни тысяч, и потом из условия нормировки получают C_v^2 . Для вычисления фрагментации приходится решить несколько сот или тысяч уравнений типа (4) в нужном энергетическом интервале.

В квазичастично-фононной модели ядра применяется метод силовых функций. Вместо решения уравнения (4) и потом уравнений для коэффициентов и нахождения энергий и волновых функций каждого состояния вычисляется сразу нужная функция в некотором энергетическом интервале.

Построим, например, силовую функцию для фрагментации одноквазичастичного состояния. Введем функцию

$$C^2(\eta) = \sum_v C_v^2 \rho(\eta - \eta_v), \quad (6)$$

где

$$\rho(\eta - \eta_v) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_v)^2 + \Delta^2/4} \quad (7)$$

От значения параметра Δ зависит способ представления результатов вычис-

лений. Путем введения Δ можно эффективно учесть ширины квазисвязанных одночастичных состояний и влияние многофононных компонент волновых функций.

Далее учитывается формула (5) и используется теория вычетов. Функция $C_2(\eta)$ выражается через контурный интеграл, охватывающий полюсы, которые являются корнями секулярного уравнения (4). Поскольку контурный интеграл по окружности бесконечного радиуса равен нулю, то переходят к двум контурным интегралам, охватывающим полюсы, равные $\eta + i\Delta/2$ и $\eta - i\Delta/2$. В результате вычислений этих контурных интегралов получают

$$C^2(\eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad (8)$$

Сходным путем вычисляются силовые функции реакций однонуклонных передач, $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходов и другие.

При вычислении силовых функций не нужно диагонализировать матрицы достаточно высокого порядка, элементы которых есть суммы сложных функций. Нужно вычислять их мнимые части при различных значениях энергий. Это значительно легче, поэтому уменьшается время расчета на ЭВМ в 10^3 — 10^4 раз. В [13] разработан итерационный метод вычисления матриц высокого порядка. В результате оказалось возможным вычислять различные характеристики многих ядер при средних и высоких энергиях возбуждения.

Результаты расчетов в квазичастично-фононной модели ядра. Приведем результаты расчетов некоторых характеристик сферических и деформированных ядер при низких, средних и высоких энергиях возбуждения.

1. *Низколежащие состояния.* Низколежащие неротационные состояния четно-четных деформированных ядер неплохо описываются как двухквазичастичные и однофононные [2, 14—16]. Примеси к двухквазичастичным состояниям с энергиями до (2—2,5) МэВ невелики. Примеси двухфононных компонент к первым вибрационным состояниям, как правило, не превышают (5—10)% [17]. При вычислении этих

примесей следует более строго учитывать принцип Паули [18].

Ангармоничные эффекты в сферических ядрах играют более важную роль по сравнению с деформированными ядрами. Тем не менее в первых 2^+ и 3^- состояниях однофононные компоненты являются доминирующими [19]. Учет большого числа двухфононных компонент в волновых функциях 2^+ и 3^- состояний несколько улучшает их описание. В ряде сферических ядер с не заполненными оболочками при вычислении энергий и волновых функций 2^+ и 3^- состояний следует учитывать мультиполь-мультипольные силы в канале частица — частица [20].

Волновые функции низколежащих состояний ядер с нечетным числом нуклонов содержат одноквазичастичные и квазичастица плюс фонон компоненты. Взаимодействия квазичастиц с фононами играют важную роль. Это подтверждается расчетами [21] и анализом экспериментальных данных [22] для деформированных ядер. Учет одновременно взаимодействия квазичастиц с фононами и кориолисовых сил приводит к достаточно хорошему описанию низколежащих состояний деформированных ядер [23]. В нечетных сферических ядрах описание улучшается при более строгом учете принципа Паули [24].

Описание низколежащих состояний облегчено тем, что в их волновых функциях имеется по одной доминирующей компоненте. Однако для сильно коллективизированных вибрационных состояний точность метода RPA недостаточна и нужно принимать во внимание корреляции в основных состояниях. Следует также более строго учитывать принцип Паули. Ряд трудностей существует при описании низколежащих состояний, их нет при рассмотрении высоковозбужденных состояний.

2. *Средние энергии возбуждения, фрагментация одноквазичастичных состояний.* В [11, 25] изучена фрагментация одноквазичастичных состояний в деформированных ядрах и показано, что фрагментация усиливается по мере удаления одночастичного уровня от

поверхности Ферми, а форма распределения сильно отличается от брейт-винеровской и кроме большого максимума проявляется несколько пиков. Экспериментальное изучение фрагментации одноквазичастичных состояний в деформированных ядрах находится в начальной стадии.

Фрагментация одноквазичастичных состояний в нечетных изотопах Ni, Sn, Te и Pm изучена в [12] с волновой функцией типа (2). Дано хорошее описание экспериментальных данных по фрагментации глубоких дырочных состояний, полученных в [26—28] с помощью реакций однонуклонных передач. Для правильного описания фрагментации одноквазичастичных состояний следует брать большое фононное пространство и учитывать компоненты волновой функции квазичастица плюс два фонона.

3. *Средние энергии возбуждения, фрагментация двухквазичастичных состояний.* Фрагментация двухквазичастичных состояний описывается в два этапа: первый связан со взаимодействием квазичастиц, в результате которого образуются фононы, второй определяется взаимодействием квазичастиц с фононами. Экспериментально фрагментация двухквазичастичных состояний, у которых одна квазичастица находится на одночастичном уровне, соответствующем основному состоянию нечетного A ядра-мишени, изучается в реакциях однонуклонных передач. В [28] показано, что изучение реакций двухнуклонных передач типа (p, t) также позволяет получать сведения о фрагментации двухквазичастичных состояний.

4. *Нейтронные резонансы.* Особое место нейтронных резонансов связано не с их выделенными физическими характеристиками, а с наличием наиболее полных и точных экспериментальных данных. Расчет нейтронных и частичных радиационных силовых функций в квазичастично-фононной модели означает, что нейтронные резонансы включаются в общую схему нестатистических расчетов теории атомного ядра.

Знание фрагментации одноквазичастичных состояний позволило вычис-

лить s -, p - и d -волновые нейтронные силовые функции для нечетных сферических [29] и деформированных [11] компаунд-ядер. Расчеты выполнены для тех ядер, силовые функции которых определяются связанными одночастичными состояниями. Получено хорошее описание нейтронных силовых функций в нечетных компаунд-ядрах.

Знание фрагментации однофононных состояний позволяет вычислять нейтронные силовые функции и их спиновую зависимость в четно-четных компаунд-ядрах. В [30] рассчитаны s - и p -волновые нейтронные силовые функции в ряде четно-четных сферических компаунд-ядер. Результаты расчетов хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными данными. В [30] изучена спиновая зависимость нейтронных силовых функций и показано, что в большинстве ядер зависимость от спина слабая, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными [31]. Однако в отдельных ядрах вследствие их индивидуальных особенностей спиновая зависимость может быть заметной.

Знание фрагментации одноквазичастичных и квазичастица плюс фонон состояний позволяет вычислить частичные $E\lambda$ - и $M\lambda$ -переходы с нейтронных резонансов на низколежащие одноквазичастичные состояния в нечетных ядрах. В таких расчетах определяется доля валентного перехода, роль которого ранее определялась из анализа близлежащих состояний квазичастица плюс фонон [32]. Такие расчеты проводятся в сферических ядрах.

Знание фрагментации однофононных состояний позволяет рассчитать $E\lambda$ - и $M\lambda$ -силовые функции для переходов с нейтронных резонансов на основные состояния четно-четных ядер. В [33—35] рассчитаны $E1$ - и $M1$ -силовые функции для переходов в основное состояние четно-четных сферических ядер, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

5. *Выше нейтронных резонансов.* Широко распространено мнение, что выше нейтронных резонансов сечение фотопоглощения определяется хвостом гигантского дипольного резонанса. В рам-

ках квазичастично-фононной модели ядра с волновой функцией (3), содержащей однофононные и двухфононные компоненты, изучено [33] влияние гигантского дипольного резонанса (GDR) на радиационные силовые функции и сечения дипольного фотопоглощения в сферических ядрах. Показано, что в ядрах с одной замкнутой оболочкой GDR слабо влияет на $E1$ -силовую функцию при энергиях выше B_n , величины силовых функций определяются фрагментацией однофононных состояний, лежащих при этих энергиях. Для ядер, удаленных от замкнутых оболочек, влияние GDR на радиационные силовые функции увеличивается и, например, в ^{136}Ba , ^{144}Nd и ^{146}Nd оно становится существенным. Согласно расчетам в сечении дипольного фотопоглощения $\sigma_{\text{дп}}$ в зависимости от энергии возбуждения должны существовать подструктуры. Имеющиеся экспериментальные данные [36] подтверждают существование подструктур в энергетической зависимости $\sigma_{\text{дп}}$.

Подструктуры при энергии возбуждения 8 МэВ шириной в несколько сотен килоэлектрон-вольт наблюдались, например, в [37] в сечении (γ, n_0) реакции в ^{117}Sn и ^{119}Sn . Расчеты [38], выполненные в квазичастично-фононной модели, показали, что эта подструктура связана с максимумами фрагментации оболочек $2p_{1/2}$ и $2p_{3/2}$, т. е. такие подструктуры определяются фрагментацией одноквазичастичных состояний.

6. *Гигантские резонансы.* Положение гигантских резонансов определяется соответствующими однофононными состояниями. Связь с двухфононными компонентами приводит к фрагментации однофононных состояний, и таким путем формируются ширины гигантских резонансов в сферических ядрах [33, 35, 39—42]. В деформированных ядрах ширины гигантских резонансов определяются однофононными состояниями [8, 43—46]. Это связано с тем, что подоболочки расщеплены вследствие деформации и это расщепление более важно, чем фрагментация однофононных состояний [47].

Взаимодействие квазичастиц с фононами усиливается с ростом энергии

возбуждения. Оно приводит к уменьшению, а в отдельных случаях к подавлению высокоэнергетической части гигантского резонанса. В [42] показано, что при расчетах RPA в ^{58}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn и других ядрах имеется сильно коллективизированное 2^- однофононное состояние при энергии около 20 МэВ. Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к такой сильной фрагментации этого однофононного состояния, что от него практически не остается следа. Таким образом, положение и ширины гигантских $E\lambda$ - и $M\lambda$ -резонансов определяются однофононными компонентами волновых функций высоковозбужденных состояний. Здесь продемонстрировано, что наиболее достоверные и яркие свойства ядер определяются поведением малоквазичастичных компонент волновых функций при низких, средних и высоких энергиях возбуждения, в них отражается эффект оболочек.

Подводя итоги, можно утверждать, что в рамках квазичастично-фононной модели ядра возможно вычисление многих свойств сложных ядер при низких, средних и высоких энергиях возбуждения. Часть таких расчетов уже выполнена. Несомненно, что при проведении дальнейших расчетов будут использоваться все более и более сложные варианты модели путем включения новых членов в волновые функции, а также путем учета новых сил.

Следует отметить, что в волновые функции высоковозбужденных состояний основной вклад дают многоквазичастичные компоненты. Несомненно, что в будущем мы станем свидетелями проявления новых свойств высоковозбужденных состояний, определяемых многоквазичастичными компонентами. Сейчас нет информации о величинах и распределении многоквазичастичных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. Даже для более низких состояний, таких как нейтронные резонансы, показано [48], что прямые экспериментальные данные о характеристиках многоквазичастичных компонент их волновых функций отсутствуют. Вклад же малоквазичастичных компонент в нормировку волновых

функций нейтронных резонансов составляет только 10^{-4} — 10^{-6} часть.

Имеется громадный, совершенно не изученный пласт структуры ядра — многоквaziчастичные или многофононные компоненты волновых функций возбужденных состояний сложных ядер. Следует создать широкий фронт исследований по изучению обычных неэкстремальных, невысокоспиновых состояний атомных ядер. Исследование экстремальных состояний в ядерных системах очень популярно и интересно. Но оно составляет только часть общей задачи изучения строения атомного ядра. Составить общую картину ядерной структуры невозможно без изучения многоквaziчастичных конфигураций.

1. Bohr A., Mottelson B. — Nuclear Structure. New York Amsterdam Benjamin Inc, 1969, 1, p. 441; 1975, 2, p. 748.
2. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. — М.: Наука, 1971. — 559 с.
3. Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1972, 3, с. 770—831.
4. Соловьев В. Г. — В кн.: Структура ядра. — Дубна: ОИЯИ, Д-6465, 1972, с. 77—123.
5. Feshbach H. — Nucl. Phys., 1981, A354, p. 577—584.
6. Соловьев В. Г. — Изв. АН СССР. Сер. физика, 1971, 35, с. 666—677; 1974, 38, с. 1580—1587; 17, с. 90—102.
Soloviev V. G., Malov L. A. — Nucl. Phys., 1972, A196, p. 443—451.
7. Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580.
Soloviev V. G. — Nucleonica, 1978, 23, p. 1149—1177.
8. Малов Л. А., Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1980, 11, с. 301—341.
Соловьев В. Г. — В кн.: Тр. междунар. школы по структуре ядра. — Дубна: ОИЯИ, Д4-80-385, 1980, с. 57—88.
9. Гареев Ф. А., Ершов С. Н., Пятов Н. И., Фаянс С. А. и др. — ЯФ, 1981, 33, с. 645—659.
10. Вдовин А. И., Воронов В. В., Малов Л. А., Соловьев В. Г. и др. — ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 952—988.
11. Malov L. A., Soloviev V. G. — Nucl. Phys., 1976, A270, p. 87—107.
12. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I. — Nucl. Phys., 1980, A342, p. 261—282.
13. Стоянов Ч. — ТМФ, 1979, 40, с. 422—428.
14. Soloviev V. G. — Atomic Energy Rew., 1965, 3, N 2, p. 117—193.
15. Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. — Структура четных деформированных ядер. — М.: Наука, 1974. — 303 с.
16. Иванова С. П., Колов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. — ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 450—498.
17. Кырчев Г., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. — Изв. АН СССР. Сер. физика, 1975, 39, с. 2015—2019.
18. Джалос Р. В., Молина Х. Л., Соловьев В. Г. — ТМФ, 1979, 40, с. 245—250.
Jolos R. V., Molina J. L., Soloviev V. G. — Z. Phys., 1980, A295, p. 147—152.
Soloviev V. G., Shirikova N. Yu. — Z. Phys., 1981, A301, p. 263—262.
19. Вдовин А. И., Стоянов Ч. — Изв. АН СССР. Сер. физика, 1976, 38, с. 2604—2609.
20. Virbrair B. L., Erokhina K. I., Lemberg I. Kh. — Nucl. Phys., 1970, A145, p. 129—141.
Вдовин А. И., Дамбасурен Д., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. — Изв. АН СССР. Сер. физика, 1976, 40, с. 1183—1188.
21. Soloviev V. G. — Phys. Lett., 1965, 16, p. 308—311.
Soloviev V. G., Vogel P. — Nucl. Phys., 1967, A92, p. 449—474.
Gareev F. A., Ivanova S. P., Malov L. A., Soloviev V. G. — Nucl. Phys., 1971, A171, p. 134—164.
Гареев Ф. А., Иванова С. П., Соловьев В. Г., Федотов С. И. — ЭЧАЯ, 1973, 4, с. 357—455.
22. Bunker M. E., Reich C. W. — Rev. Mod. Phys., 1971, 43, p. 348—423.
23. Kvasil J., Mikhalov I. N., Safarov R. Ch., Choriev V. Czech. — J. Phys., 1978, B28, p. 843—856.
Бегжанов Р. Б., Михайлов И. П., Сафаров Р. Х., Чориев Б. — Изв. АН СССР. Сер. физика, 1979, 43, с. 1026—1033.
24. Chan Zuy Khuong, Soloviev V. G., Voronov V. V. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1981, 7, p. 151—163.
25. Малов Л. А., Соловьев В. Г. — ЯФ, 1977, 26, с. 729—739.
26. Sakai M., Kubo K. I. — Nucl. Phys., 1972, A185, p. 217—230.
Tanaka, Yamagata T., Iwamoto K., Kishimoto S., et al. — Phys., Lett., 1978, 78B, p. 221—225.
Gerlic E., Källne J., Langevin-Joliot H., et al. — Phys. Lett., 1975, 57B, p. 338—340.
Scholten O., Harakeh M. M., van der Plicht J., Put L. W. et al. — Nucl. Phys., 1980, A348, p. 301—320.
27. Gerlic E., Berrier-Ronsin G., Duhamel G., Gales S. et al. — Phys. Rev., 1980, C21, p. 124—146.
Fortier S., Gales S. — Nucl. Phys., 1979, A321, p. 137—156.
28. Gales S. — Nucl. Phys., 1981, A354, p. 193—234.
29. Dambasuren D., Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I. — J. Phys. G: Nucl. Phys., 1976, 2, p. 25—31.
Voronov V. V., Chan Zuy Khuong. Сообщение ОИЯИ, Е4-13005, Дубна, 1980. — 5 с.
30. Воронов В. В., Соловьев В. Г., Стоянова О. — ЯФ, 1980, 31, с. 327—333.

31. Лассонь Л., Малецки Х., Файков Х.—
Acta Phys. Polonica, 1977, В8, p. 1009—
1015.
- Алфименко В. П., Аюпян Г. Г., Вагов В. А.
Препринт ОИЯИ, РЗ-9852.— Дубна,
1977.— 17 с.
32. Воронов В. В., Соловьев В. Г.— ЯФ, 1976,
23, с. 942—949.
33. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V.—
Nucl. Phys., 1978, А304, p. 503—519.
34. Воронов В. В., Соловьев В. Г.— Тр. IV
конф. по нейтрон. физике. Обнинск, 1977,
1, с. 41—54.
- Soloviev V. G., Stoyanov Ch. In: Neutron
Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. R.
Chrien, W. Kane, N. Y., L., Plenum Press,
1979, p. 145—160.
35. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Voronov V. V.—
Phys. Lett., 1978, В79, p. 187—189.
36. Axel P., Min K. K., Sutton D. C.— Phys.
Rev., 1970, С2, p. 689—711.
- Laszewski R. M., Axel P.— Phys. Rev.,
1979, С19, p. 342—354.
37. Winhold E. J., Boweg E. M., Gayther D. B.,
Patrick B. H.— Phys. Rev. Lett. 1970,
В32, p. 607—609.
38. Chan Zuy Khuong, Soloviev V. G., Voro-
nov V. V.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979,
5, p. L79 — L81.
39. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I.—
Nucl. Phys. A, 1977, А288, p. 376—
396.
40. Soloviev V. G., Vdovin A. I. Proc. EPS
Topical Conf. on Large Amplitude Collec-
tive Nuclear Notions, ed. Kiss, Nemeth,
Zimari, Keszthely-Hungary, 1979, 131—
151.
- Вдовин А. И.— Изв. АН СССР. Сер. фн-
зика, 1979, 43, с. 2018—2032.
- Soloviev V. G. Proc. Sendai Conf. on Elec-
tro- and Photoexcitations. Ed. by Kana-
zoe, Tomizawa, Sendai, Japan, 1977,
p. 111—121.
41. Вдовин А. И., Стоянов Ч., Юдин И. П.—
Изв. АН СССР. Сер. физика, 1978, 42,
с. 2004—2010.
- Вдовин А. И., Воронов В. В., Пономарев
В. Ю., Стоянов Ч.— ЯФ, 1979, 30,
с. 923—932.
42. Ponomarev V. Yu., Soloviev V. G., Stoy-
anov Ch., Vdovin A. I.— Nucl. Phys.,
1979, А323, p. 446—460.
43. Соловьев В. Г.— В кн.: Избранные вопро-
сы структуры ядра. Изд-во ОИЯИ Д-9920,
Дубна, 1976, с. 146—175.
- Кырчев Г., Малов Л. А., Нестеренко В. О.,
Соловьев В. Г.— ЯФ, 1977, 25, с. 951—
958.
44. Akulinichev S. V., Malov L. A.— J. Phys.
G: Nucl. Phys., 1977, 3, p. 625—632.
- Акулиничев С. В., Шилов В. М.— ЯФ,
1978, 27, с. 670—674.
45. Malov L. A., Nesterenko V. O., Soloviev
V. G.— Phys. Lett., 1976, В46, p. 247—250.
46. Нестеренко В. О. Сообщения ОИЯИ Р4-
12490.— 19 с.; Р4-12513.— 9 с., Дубна,
1979.
47. Кырчев Г., Малов Л. А.— Изв. АН СССР.
Сер. физика, 1979, 43, с. 107—111.
48. Soloviev V. G. Proc. Int. Conf. on the In-
teractions of Neutrons with Nuclei, v. 1.
Univ. of Lowell, Lowell, Mass., 1976,
p. 421—450.
- Soloviev V. G.— Phys. Lett., 1972, 42В, p.
409—411;
- Soloviev V. G. Nuclear Structure with
Neutrons. Ed. J. Erö and Szucs J., Akade-
miai Kiado, Budapest, 1974, p. 85—99,

ДИФРАКЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ И ОПТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ В ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ

Введение. Как известно, дифракционные явления в оптике связаны с отклонениями законов распространения света от законов геометрической оптики и обусловлены волновой природой света [1]. Дифракционные явления возникают в случае распространения света при наличии каких-либо поглощающих тел (экранов). Если отклонения от геометрической оптики невелики (для этого необходимо, чтобы характерные размеры поглощающего тела были велики по сравнению с длиной волны и чтобы отклонения от направления распространения, определяемого геометрической оптикой, были небольшими), то применим оптический принцип Гюйгенса. При этом дифракционные явления описываются наиболее просто в двух предельных случаях: 1) когда при нахождении интенсивности света в заданной точке существен только учет небольшого участка волновой поверхности (дифракция Френеля); 2) когда источник света и точка наблюдения бесконечно удалены от экрана (дифракция Фраунгофера). Характерным примером дифракции Фраунгофера является дифракция пучка света на непрозрачном шаре заданного радиуса. В этом случае распределение интенсивности характеризуется аксиальной симметрией, и основной максимум соответствует направлению распространения падающего пучка, т. е. лежит в центре тени, получаемой по законам геометрической оптики. Минимум интенсивности и последующие максимумы

и минимумы располагаются в виде концентрических колец.

Дифракционные явления, проявляющиеся в оптике, возможны и в ядерных процессах. Вследствие волновой природы материи дифракционные явления наблюдаются при столкновении сильно-взаимодействующих частиц: адронов друг с другом и адронов с ядрами. Действительно, при столкновении адрона с другим адроном в результате сильного взаимодействия возможно поглощение, сопровождающееся взаимным превращением сталкивающихся частиц. Поскольку вероятность различных взаимных превращений возрастает с увеличением энергии сталкивающихся частиц, взаимодействие ядерных частиц при достаточно высоких энергиях всегда носит дифракционный характер. Отличительной особенностью такого взаимодействия является непосредственная связь возникающего упругого рассеяния с поглощением частиц. Дифракционные явления возникают; если длина волны относительного движения сталкивающихся частиц мала по сравнению с характерными размерами области, в которой проявляется взаимодействие. Дифференциальное сечение рассеяния в этом случае характеризуется резко выраженным максимумом при малых углах, ширина которого определяется отношением длины волны к размерам области взаимодействия. Такой характер рассеяния совершенно не зависит от природы взаимодействия, которое должно характеризоваться

ваться только конечным радиусом, и является прямым следствием волновой природы сталкивающихся частиц. Дифракционная природа столкновений частиц при высоких энергиях позволяет использовать для описания этих столкновений метод, основанный на аналогии с оптическим принципом Гюйгенса [2, 3].

Обозначим волновое число относительного движения частиц через k (длина волны: $\lambda = 1/k$), а характерный радиус области взаимодействия через R . Тогда условие применимости дифракционного описания запишется в виде $\lambda \ll R$ или $kR \gg 1$. (1)

При выполнении этого условия вклад в процесс рассеяния вносит большое число парциальных волн. Поэтому в выражении для амплитуды рассеяния

$$f(\vartheta) = \frac{i}{2k} \sum_l (2l+1) (1 - e^{2i\delta_l}) P_l(\cos \vartheta), \quad (2)$$

где ϑ — угол рассеяния и δ_l — фаза рассеяния в состоянии с орбитальным моментом l , можно перейти от суммирования по l к интегрированию по прицельному параметру $b = l\lambda$. Так как при выполнении условия (1) рассеяние происходит в области малых углов ($\vartheta \ll 1$), амплитуду (2) можно представить в виде двумерного интеграла

$$f(\vartheta) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{iqb} \omega(b), \quad (3)$$

где \mathbf{b} — вектор прицельного параметра в плоскости, перпендикулярной к импульсу падающей частицы \mathbf{k} , $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — изменение импульса при рассеянии, $\omega(b)$ — профилирующая функция,

$$\omega(b) = 1 - e^{2i\delta(b)}, \quad (4)$$

которая так же, как и фаза рассеяния $\delta(b)$, полностью описывает рассеивающие свойства системы. Выражение для амплитуды рассеяния (3) совпадает с оптической формулой, описывающей дифракцию Фраунгофера.

Так как при взаимодействии адронов и ядер существуют различные характерные размеры, дифракционные явления могут проявляться в различных

областях энергии. В случае рассеяния нуклона на ядре характерной величиной с размерностью длины является радиус ядра $R = r_0 A^{1/3}$ ($r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см, A — массовое число), фактически определяющий и радиус области взаимодействия (радиусом нуклона можно пренебречь по сравнению с радиусом ядра). Поэтому

$$kR \simeq (E/10)^{1/2} A^{1/3},$$

где E — энергия падающего нуклона, выраженная в мегаэлектронвольтах. Очевидно, условие применимости дифракционного описания (1) будет хорошо выполнено при энергии нуклонов порядка 10 МэВ для тяжелых ядер (большие A) и несколько больших энергий (порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт) для более легких ядер.

В случае рассеяния двух адронов значение R следует положить равным сумме их радиусов. Если сталкиваются два нуклона, то

$$kR \simeq 5E^{1/2},$$

где E — энергия падающего нуклона, выраженная в гигаэлектронвольтах. Условие (1) хорошо выполняется при энергиях нуклонов в 1–10 ГэВ и выше. В случае столкновения нуклона с ядром при таких энергиях необходимо учитывать рассеяние последовательно на отдельных нуклонах, при этом дифракционная структура в угловом распределении может быть объяснена в терминах интерференции между однократным, двукратным и т. д. рассеянием падающей частицы на отдельных нуклонах ядра.

Очевидно, пространственный параметр R_s с размерностью длины, характеризующей внутреннюю структуру адрона, должен быть значительно меньше радиуса адрона R . Полагая $R_s \sim 0,1 R$, для энергии относительного движения двух нуклонов E (отвечающей длине волны примерно R_s) получаем значение порядка 100 ГэВ. Следовательно, при столкновении нуклонов с такими энергиями существенную роль будет играть их внутренняя структура, непосредственно связанная с виртуальными распадами, осуществляющимися в

процессе взаимодействия (дифракционная диссоциация). Процессы дифракционной диссоциации в свою очередь приводят к эффектам неупругой экранировки, которые необходимо учитывать при рассмотрении дифракционных явлений в этой области энергий.

Дифракционное рассеяние нейтронов поглощающими ядрами. Дифракционный характер ядерного взаимодействия ярко проявляется при рассеянии нейтронов на средних и тяжелых ядрах с энергиями порядка 10 МэВ и больше. При таких энергиях длина свободного пробега нейтрона в ядерном веществе мала по сравнению с размерами ядра, и ядро можно рассматривать как черное поглощающее тело. Впервые на дифракционный механизм рассеяния нейтронов ядрами было указано Г. Бете и Г. Плачеком в 1940 г. В предположении, что ядро является абсолютно поглощающим по отношению к нейтронной волне, они смогли объяснить наблюдаемую угловую зависимость при рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах Рb [4]. С помощью (3) нетрудно найти угловое распределение рассеянных нейтронов. Наличие абсолютно черного ядра приводит к тому, что все частицы, падающие с прицельными параметрами b , меньшими радиуса R , полностью поглощаются (удаляются из падающего потока), а частицы с прицельными параметрами b , большими радиуса R , пролетают без взаимодействия. Поэтому профилирующая функция для черного ядра принимает вид прямоугольной ступеньки

$$\omega(b) = \begin{cases} 1, & b < R \\ 0, & b > R, \end{cases} \quad (5)$$

и для дифференциального сечения упругого рассеяния получаем выражение

$$\sigma(\vartheta) = \frac{R^2 J_1^2(kR\vartheta)}{\vartheta^2}, \quad (6)$$

где ϑ — угол рассеяния. Согласно (6) дифракционное рассеяние нейтронов характеризуется резкой асимметрией, частицы рассеиваются преимущественно вперед. При очень малых углах рассеяния дифференциальное сечение (6)

$d\sigma/d\Omega, \text{ мб/ср}$

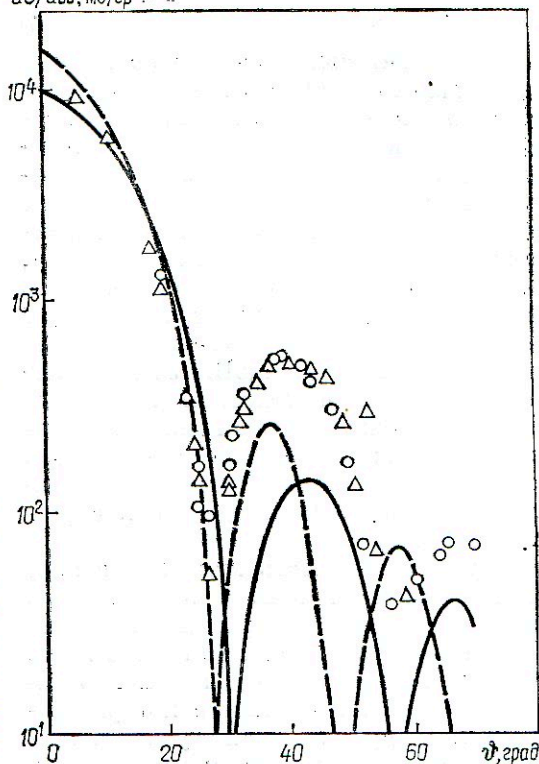


Рис. 1. Угловое распределение нейтронов при упругом рассеянии на ядрах ^{208}Pb :

Δ — $E = 14,1$ МэВ; \circ — $E = 14,8$ МэВ; сплошные кривые — $E = 14,1$ МэВ, $R = 8,7$ Ферми; штриховые кривые $E = 14,1$ МэВ, $R = 10$ Ферми.

стремится к постоянному пределу, с ростом углов сечение осциллирует с частотой $\sim kR$, причем максимумы интенсивности убывают обратно пропорционально кубу угла рассеяния. Вследствие этого большие углы рассеяния не играют существенной роли и эффективными в полном сечении оказываются углы порядка $1/kR$. Отметим, что сам факт дифракционного рассеяния является прямым следствием поглощения нейтронов. На рис. 1 представлены угловые распределения, рассчитанные по формуле (6), с R , равным $8,7 \cdot 10^{-13}$ и $10 \cdot 10^{-13}$ см, и экспериментальные точки в случае рассеяния нейтронов на ядрах ^{208}Pb .

Полное сечение упругого рассеяния σ_e , так же как и сечение поглощения σ_a , в случае дифракции на черном ядре непосредственно равно площади геомет-

рического сечения ядра:

$$\sigma_e = \sigma_a = \pi R^2. \quad (7)$$

Экспериментальные данные по взаимодействию нейтронов с ядрами действительно указывают на постоянство полных сечений упругого рассеяния и поглощения с изменением энергий нейтронов в энергетической области от нескольких десятков мегаэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт, в которой оправдана модель черного ядра. Наиболее сильное поглощение нейтронов ядрами соответствует энергии примерно 15 МэВ. Уменьшение коэффициента поглощения при меньших энергиях связано с влиянием принципа Паули; уменьшение при больших энергиях обусловлено ослаблением нуклон-нуклонного взаимодействия с ростом энергии.

Так как плотность нуклонов в ядре уменьшается от центра к периферии ядра, коэффициент поглощения должен зависеть от расстояния до центра ядра. Особенно существен учет изменения коэффициента поглощения в поверхностном слое ядра. Учет диффузности границы ядра приводит к размытости края ступенчатообразной функции $\omega(b)$, входящей в амплитуду рассеяния (3). Схематически размытость границы ядра можно учесть, выбрав профилирующую функцию в виде

$$\omega(b) = \left[1 + \exp\left(\frac{b-R}{\Delta}\right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

где Δ — параметр, характеризующий диффузность границы ядра. Дифракционная модель, учитывающая размытость границы ядра, была сформулирована в работе К. Грейдера и А. Гласгольда [6]. Можно показать, что главный максимум в угловом распределении дифракционного рассеяния не зависит от диффузности границы ядра, в то время как вторичная структура углового распределения (вне первого дифракционного максимума) существенно зависит от характера диффузности границы ядра.

Дифракционное рассеяние заряженных частиц ядрами. В случае рассеяния заряженных частиц (протонов или α -частиц) необходимо учитывать также

взаимодействие падающей частицы с кулоновским полем ядра. Учет кулоновского взаимодействия приводит к усложнению дифракционной картины. Теория дифракционного рассеяния заряженных частиц ядрами была развита в 1945 г. А. И. Ахвизером и И. Я. Померанчуком в предположении, что ядра являются абсолютно поглощающими и имеют резкую границу [7—9]. Использование этой теории Дж. Блэром [10] для объяснения экспериментальных данных по упругому рассеянию α -частиц на ядрах в области малых углов привело к очень хорошему согласию теории с экспериментом.

Очевидно, для возможности поглощения частицы, энергия которой превосходит высоту кулоновского барьера $B = Ze'e'/R$ (e' — заряд частицы), необходимо, чтобы кратчайшее расстояние r_0 между ядром и частицей, движущейся по определенной траектории в кулоновском поле, не было больше радиуса ядра R ($r_0 \leq R$). Параметр r_0 можно связать с параметром столкновения b , в результате условие поглощения частицы ядром принимает вид

$$b \leq b_0 = R \sqrt{1 - \frac{B}{E}}, \quad E > B. \quad (9)$$

Если b больше b_0 , то частица рассеивается так же, как и в кулоновском поле точечного заряда, т. е. характеризуется кулоновской фазой рассеяния $\eta(b)$, которая при $kR \gg 1$ описывается приближенным выражением

$$\eta(b) \approx \xi \ln kb, \quad (10)$$

где $\xi = \frac{Zee'}{h\nu}$ — кулоновский параметр (ν — скорость относительного движения). С ростом энергии значение $\sqrt{1 - B/E}$ стремится к единице, поэтому при $E \gg B$ (высота кулоновского барьера для протонов составляет в случае легких ядер примерно 5 МэВ и достигает для наиболее тяжелых ядер примерно 14 МэВ) условие поглощения заряженных частиц совпадает с условием поглощения нейтронов.

Используя (3), нетрудно найти явное выражение для амплитуды в френгоферовском приближении, из которого

то следует, что при $\xi \ll 1$ и углах рассеяния $\vartheta \leq \vartheta_0 = \sqrt{2\xi/kb_0}$ главную роль играет кулоновское рассеяние, а при углах $\vartheta > \vartheta_0$ — дифракционное рассеяние. Величина ϑ_0 разграничивает области углов с разными законами рассеяния. При углах $\vartheta \sim \vartheta_0$ амплитуды кулоновского и дифракционного рассеяния совпадают по порядку величины.

Если $\xi \gg 1$, то кулоновское рассеяние существует при $\vartheta \leq \vartheta_0 = 2 \operatorname{arctg} \frac{\xi}{kb_0}$; в области углов $\vartheta > \vartheta_0$

главную роль играет дифракционное рассеяние. При квазиклассическом описании угол рассеяния ϑ точечной частицы в кулоновском поле определяется прицельным параметром $b = \frac{\xi}{k} \operatorname{ctg} \frac{\vartheta}{2}$. Угол ϑ_0 , разделяющий области кулоновского и дифракционного рассеяния, соответствует прицельному параметру b_0 , равному расстоянию наибольшего сближения. Так как амплитуды кулоновского и дифракционного рассеяния при $\vartheta = \vartheta_0$ не совпадают по порядку величины (их отношение равно $\sqrt{\xi}$), при углах $\vartheta \sim \vartheta_0$ происходит резкое уменьшение сечения рассеяния. В общем случае граничный угол ϑ_0 не мал, поэтому фраунгоферовская формула (3) при $\xi \gg 1$ неприменима и необходимо использовать более точное выражение для амплитуды (2). Если $kb_0 \sin \vartheta_0 \geq 1$, то дифракционная картина рассеяния принимает френелевский характер (это впервые было показано В. Франом [11]). Согласно вычислениям Е. В. Инопина и А. В. Шебеко [12], отношение дифференциального сечения рассеяния к резерфордскому сечению описывается выражением

$$\frac{\sigma(\vartheta)}{\sigma_R(\vartheta)} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{1}{2} - C(w) \right]^2 + \left[\frac{1}{2} - S(w) \right]^2 \right\}, \quad (11)$$

где $C(w)$ и $S(w)$ — интегралы Френеля, аргумент которых определяется

$$\text{соотношением} \quad w^2 = \frac{2\xi}{\pi} \left[(\vartheta - \vartheta_0) \times$$

$\sigma(\vartheta)/\sigma_R(\vartheta)$

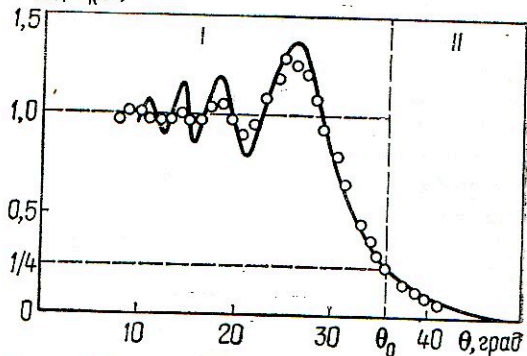


Рис. 2. Зависимость отношения сечения рассеяния ядер ^{12}C на ^{181}Ta к резерфордскому сечению:

I — освещенная область; II — область тени.

$$\times \operatorname{ctg} \frac{\vartheta_0}{2} - 2 \ln \frac{\sin \frac{\vartheta}{2}}{\sin \frac{\vartheta_0}{2}} \Big]. \text{ Это выра-$$

жение совпадает с отношением интенсивности рассеянного края полуплоскости света к интенсивности падающего света, если источник находится на конечном расстоянии от края рассеивающей плоскости. Сильное кулоновское поле вблизи ядерной поверхности действует на частицу подобно рассеивающей линзе, поэтому заряженная частица рассеивается ядром так, словно она вылетает из виртуального точечного источника, находящегося на конечном расстоянии от рассеивающего центра $D = \frac{\xi}{2k} \operatorname{cosec}^2 \frac{\vartheta_0}{2}$. При этом отношение (11) в кулоновской области $\vartheta < \vartheta_0$ испытывает ряд осцилляций, а в области $\vartheta > \vartheta_0$ оно резко убывает. Учет размытия границы ядра приводит к более четкому проявлению френелевских осцилляций сечения дифракционного рассеяния. На рис. 2 приведена зависимость отношения сечения рассеяния ядер ^{12}C на ^{181}Ta при энергии 126 МэВ к резерфордскому сечению (сплошная кривая — расчет по формуле (11), кружочки — экспериментальные данные).

Феноменологическая параметризация профилирующей функции, учитывающая эффект размытости границы ядра, эффекты прозрачности ядра и т. д., позволяет в рамках дифракцион-

ного приближения хорошо описать экспериментальные данные по упругому рассеянию различных сильновзаимодействующих частиц ядрами в области энергий от 10 до 200 МэВ (Ю. А. Бережной [13]). Совсем недавно с помощью дифракционной модели В. М. Струтинскому [14] удалось объяснить немонотонную зависимость от энергии сечения рассеяния заряженных частиц (тяжелых ионов) на ядрах в области больших углов рассеяния (радарный эффект).

Оптическая модель ядра. При достаточно малых энергиях падающих частиц модель черного ядра непригодна для описания рассеяния. Согласно (7) в случае сильного поглощения полные сечения рассеяния и поглощения характеризуются монотонными зависимостями от энергии падающего нуклона и массовых чисел ядер. Действительно, эксперименты по рассеянию нейтронов на ядрах при малых энергиях с плохим разрешением привели к обнаружению так называемых гигантских резонансов в сечениях с характерными ширинами порядка 1—2 МэВ, а также немонотонной зависимости сечений от массового числа A (Х. Баршал [15]; М. Вольт, Х. Баршал [16]). Такое расхождение связано с ослаблением поглощения при малых энергиях вследствие влияния принципа Паули и проявлением особенностей одночастичного движения, которые в условиях слабого поглощения оказываются существенными. Заметим, что при малых энергиях длина волны становится сопоставимой с характерными размерами области взаимодействия, поэтому дифракционное приближение в области малых энергий неприменимо и описание необходимо проводить на основе волнового уравнения Шредингера.

Немонотонная зависимость сечений от энергии и массовых чисел ядер была объяснена с помощью оптической модели ядра, предложенной в 1953 г. Г. Фешбахом, К. Портером и В. Вайскопфом [17]. В оптической модели взаимодействие нуклона с ядром описывается комплексным потенциалом, т. е. задача многих тел сводится к одночастичной задаче. Вещественная часть оптического потенциала харак-

теризует усредненный потенциал ядра, мнимая часть описывает поглощение, проявляющееся в затухании одночастичного движения. Гигантские максимумы в сечениях связаны с одночастичными резонансами в комплексной потенциальной яме. Мнимая часть оптического потенциала обратно пропорциональна длине свободного пробега нуклона в ядерном веществе Λ , которая в свою очередь определяется сечением двухнуклонного взаимодействия σ . Если в качестве σ взять сечение взаимодействия двух свободных нуклонов, то при энергии $E \simeq 10$ МэВ получится $\Lambda \simeq 2 \cdot 10^{-14}$ см, что значительно меньше радиуса ядра R (даже для легких ядер $R \simeq 4 \cdot 10^{-13}$ см). Выбор такого значения длины свободного пробега соответствует допущению о сильном поглощении.

В отличие от модели черного ядра в оптической модели предполагается, что мнимая часть оптического потенциала не очень велика, т. е. ядро является достаточно прозрачным. Уже простейший выбор оптического потенциала в форме комплексной прямоугольной ямы

$$V(r) = \begin{cases} -U_0 - iW_0, & r < R, \\ 0, & r > R, \end{cases} \quad (12)$$

предложенный в [17], позволил объяснить экспериментальные данные по упругому рассеянию и поглощению нейтронов при малых энергиях. При этом оказалось, что для нейтронов с энергиями порядка 10 МэВ наилучшее согласование расчетных и экспериментальных данных достигается при значениях $U_0 \simeq 42$ МэВ и $W_0 \simeq 5$ МэВ. С помощью квазиклассической оценки нетрудно получить

$$\Lambda = \frac{E}{W_0} \sqrt{1 + \frac{U_0}{E}} \frac{1}{k} \simeq 1,2 \cdot 10^{-12} \text{ см.}$$

Отсюда следует, что сечение взаимодействия со связанным в ядре нуклоном примерно в 30 раз меньше сечения для двух свободных нуклонов. В дальнейшем выяснилось, что модель прямоугольной ямы является слишком грубым приближением и лучшее согласование расчетных данных с экспериментальными достигается только для потенциалов с размытым краем. В пре-

небрежении спинами оптический потенциал для сферических ядер выбирается в виде

$$V(r) = -Uf(r) - iWg(r), \quad (13)$$

где U и W — параметры, характеризующие глубины вещественной и мнимой частей потенциала, а функции $f(r)$ и $g(r)$ — их радиальные зависимости. Обычно радиальную зависимость вещественной части оптического потенциала выбирают так, чтобы она совпадала с распределением плотности в ядре $f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)\right]^{-1}$, где

a — диффузность, характеризующая скорость спада потенциала. Радиальная зависимость мнимой части выбирается либо в таком же виде (объемное поглощение), либо в виде гауссовской функции $g(r) = \exp \times \left[-\frac{(r-R)^2}{b^2}\right]$ (поверхностное поглощение). Впервые оптическая модель с плавно спадающим потенциалом введена в 1954 г. для протонов Р. Вудсом и Д. Саксоном [18] и для нейтронов П. Э. Немировским [19]. Иногда используют оптический потенциал с конечным радиусом, например спадающий по кубической параболе (А. В. Лукьянов и др. [20]), в этом случае сильно упрощается процедура решения уравнения Шредингера. Пространственная картина поглощения частиц внутри ядра на основе оптической модели детально исследована в работах И. Маккарти [21].

Учет спин-орбитального взаимодействия в оптическом потенциале позволяет описывать также поляризационные явления при рассеянии нуклонов на ядрах. На возможность возникновения поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах впервые указано Э. Ферми в 1954 г. [22]. Один из первых расчетов поляризации нуклонов при рассеянии на ядрах в дифракционном приближении выполнен И. И. Левинтовым [23].

Параметры оптического потенциала определяются на основе анализа экспериментальных данных по величине и угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния и поляризации,

а также величине полного сечения поглощения. При этом геометрические параметры потенциала (радиус R и диффузности a и b) оказываются не зависящими от энергии, а динамические параметры (глубины U и W) изменяются с изменением энергии. Глубина U плавно уменьшается с увеличением энергии, в то время как W увеличивается (такое увеличение объясняется уменьшением влияния принципа Паули в ограничении числа возможных конечных состояний системы), достигая максимального значения при энергии порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт, а затем уменьшается. С помощью комплексного оптического потенциала описываются свойства ядер во всем интервале массовых чисел (за исключением самых легких ядер), при этом потенциал характеризует усредненные оптические свойства ядерного вещества. На основе оптической модели удалось систематизировать и описать огромный экспериментальный материал по рассеянию нейтронов и протонов на ядрах в широкой области энергий от нуля до нескольких десятков мегаэлектронвольт [24, 25]. На рис. 3 в качестве примера приведены угловые зависимости дифференциального сечения и поляризации при рассеянии протонов с энергией 30 МэВ на ядре ^{208}Pb , рассчитанные на основе оптической модели, и экспериментальные данные. Оптическая модель используется также для описания рассеяния и поглощения сложных частиц (дейтронов, α -частиц, тяжелых ионов) на ядрах, хотя параметры соответствующих потенциалов существенно отличаются от нуклонных (см. обзорную работу И. С. Шапиро [26]).

Вычисления, основанные на использовании комплексного оптического потенциала, эффективны, если энергии падающих частиц не очень велики. Действительно, для нахождения фаз рассеяния необходимо численное интегрирование дифференциальных уравнений для парциальных радиальных функций. А так как с увеличением энергии число парциальных составляющих, вносящих вклад в рассеяние, возрастает, а следовательно, возраста-

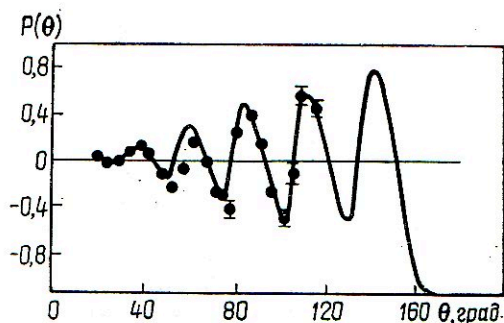
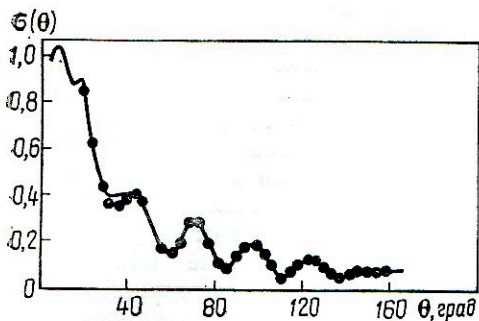


Рис. 3. Угловые зависимости дифференциального сечения и поляризации при рассеянии протонов с энергией 30 МэВ на ядре ^{208}Pb .

ет и число уравнений, подлежащих численному решению, расчеты оказываются чрезвычайно громоздкими. Однако если длина волны мала по сравнению с размерами области взаимодействия, применимо дифракционное приближение.

Влияние прозрачности ядер на дифракционное рассеяние. Предположим, что условие применимости дифракционного приближения (1) выполнено, и пусть энергия падающей частицы настолько велика, что длина свободного пробега сравнима с размерами ядра или больше. В этом случае ядро нельзя считать абсолютно черным, а необходимо рассматривать как полупрозрачное тело. При взаимодействии нейтронов с легкими ядрами ($A \approx 40$) прозрачность ядер начинает сказываться при энергиях ≥ 50 МэВ, в случае взаимодействия с тяжелыми ядрами ($A \approx 240$) — при энергиях ≥ 100 МэВ. При рассмотрении рассеяния нейтронов полупрозрачными ядрами необходимо учитывать не только поглощение, но и преломление нуклонной волны в ядерном веществе. Поэтому ядерное вещество следует характеризовать комплексным коэффициентом поглощения $\tilde{\Sigma}$, вещественная часть которого Σ связана с длиной свободного пробега, а мнимая — с показателем преломления. Прохождение нейтрона через ядро можно сравнивать с распространением волны в веществе с заданными оптическими свойствами. Направление распространения волны совпадает при этом с направлением движения частицы, которое можно считать прямолиней-

ным. Путь, проходимый частицей в ядре, зависит от прицельного параметра и при $b < R$ равен $2\sqrt{R^2 - b^2}$. Аналогично оптической картине профилирующую функцию для полупрозрачного ядра с резким краем следует выбрать в виде

$$\omega(b) = \begin{cases} 1 - e^{-\tilde{\Sigma}\sqrt{R^2 - b^2}}, & b < R, \\ 0, & b > R \end{cases} \quad (14)$$

(экспонента характеризует отношение амплитуды нейтронной волны по выходе частицы из ядра к амплитуде падающей волны). В случае ядра с диффузным краем коэффициент поглощения зависит от расстояния до центра ядра, при этом профилирующую функцию можно вычислить, задаваясь определенным распределением плотности нуклонов в ядре. Зная профилирующую функцию (14), нетрудно рассчитать амплитуду рассеяния и сечения. В случае ядра с резким краем для сечений σ_e и σ_a нетрудно получить явные выражения. Так, сечение поглощения зависит только от коэффициента поглощения и не зависит от показателя преломления:

$$\sigma_a = \pi R^2 \left\{ 1 - \frac{1 - (1 + 2\Sigma R) e^{-2\Sigma R}}{2\Sigma^2 R^2} \right\}. \quad (15)$$

В реальных случаях преломление нуклонной волны в ядерном веществе велико ($\text{Im } \tilde{\Sigma} R \gg 1$), поэтому полное сечение взаимодействия приблизительно равно удвоенной площади геометрического сечения ядра:

$$\sigma_t \approx 2\pi R^2, \quad \text{Im } \tilde{\Sigma} R \gg 1, \quad (16)$$

Так как при малых значениях Σ поглощение практически отсутствует, рассеяние оказывается ответственным за всю величину сечения:

$$\sigma_e \approx 2\pi R^2, \quad \sigma_a \approx 0, \quad \Sigma R \ll 1. \quad (17)$$

Оптическая модель полупрозрачных ядер, описывающая рассеяние нейтронов в области энергий примерно 100 МэВ, предложена в 1949 г. С. Фернбахом, Р. Сербером и Т. Тейлором [27]. Она позволила объяснить наблюдавшиеся экспериментально закономерности.

Рассмотрение дифракции нейтронов, основанное на представлении о ядре как о сплошном теле с определенными оптическими свойствами, может быть оправдано при больших энергиях лишь до тех пор, пока длина волны падающего нейтрона больше среднего расстояния между отдельными нуклонами в ядре. Расстояние между нуклонами в ядрах порядка $3 \cdot 10^{-13}$ см. Приравнивая длину волны нейтрона к этой величине, получаем для предельной энергии величину примерно 200 МэВ. При таких и больших энергиях ядро становится прозрачным по отношению к падающим частицам и следует рассматривать рассеяние на отдельных нуклонах ядра.

Излучение γ -квантов при дифракционном рассеянии заряженных адронов. Процессы дифракционного взаимодействия заряженных адронов друг с другом и с ядрами могут сопровождаться излучением γ -квантов. Существует два различных механизма такого излучения. Во-первых, возможно излучение, называемое дифракционным излучением, обусловленное возмущением волновой функции рассеиваемой частицы поглощающим рассеивателем, и, во-вторых, возможно излучение остановки, связанное непосредственно с поглощением падающей частицы. В случае частиц с ультрарелятивистскими энергиями дифракционное излучение можно достаточно точно рассчитать, так как область пространства, существенная для процесса излучения, значительно превосходит размеры области взаимодействия. Действительно, размеры области излучения имеют порядок q^{-1} , где

q — передаваемый импульс. При малых углах рассеяния

$$q = |\mathbf{p} - \mathbf{p}' - \mathbf{k}| \approx \frac{M^2 k}{2E(E - k)}, \quad (18)$$

где M — масса частицы, E и \mathbf{p} — энергия и импульс частицы, k — импульс излучаемого γ -кванта. Если энергия E достаточно велика, то q^{-1} может значительно превосходить размеры области взаимодействия R . Однако на больших расстояниях волновую функцию частицы при наличии поглощающего рассеивателя можно точно определить на основе принципа Гюйгенса. Используя определенные таким образом асимптотические волновые функции, нетрудно затем вычислить сечение излучения. Можно показать, что сечение тормозного излучения $d\sigma_\gamma$ и сечение упругого рассеяния σ связаны простым соотношением. В случае бесспиновых частиц это соотношение имеет вид

$$d\sigma_\gamma = \frac{e^2}{\pi^2} \sigma(\xi + \eta) \frac{p'}{p} \left(\frac{\xi}{1 + \xi^2} + \frac{\eta}{1 + \eta^2} \right)^2 \times \frac{d\omega}{\omega} d\xi d\eta, \quad (19)$$

где ω — частота излучаемого кванта, $\xi = \frac{E}{M} \theta$, $\eta = \frac{E'}{M} (\vartheta - \theta)$, θ — угол между направлением вылета кванта и направлением движения падающей частицы, ϑ — угол рассеяния. (Дифракционное приближение справедливо только при малых углах ϑ и θ). Отметим, что соотношение (19) не зависит от характера взаимодействия частиц. Теория дифракционного излучения была развита в 1953 г. Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчуком. В работе [2] ими был рассмотрен дифракционный механизм излучения мягких фотонов на примере рассеяния быстрых заряженных π -мезонов на ядрах. Поскольку при излучении существенны большие продольные расстояния (превышающие размеры ядра), при расчете матричных элементов использовались асимптотические волновые функции, определяемые на основе принципа Гюйгенса. Учет влияния кулоновского взаимодействия на дифракционное излу-

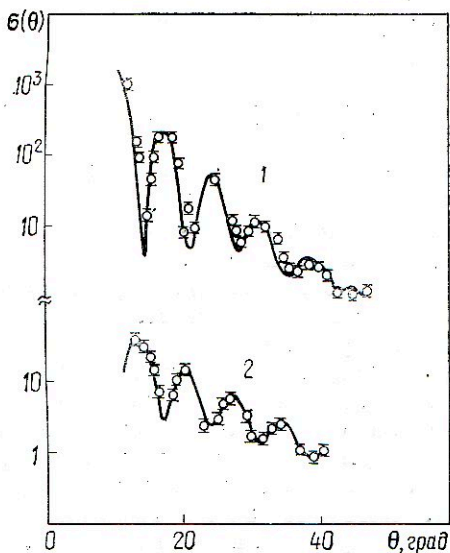


Рис. 4. Угловые распределения α -частиц при упругом (1) и неупругом (2) рассеянии на ядрах ^{48}Ti .

чение π -мезонов проведен в работе [28]. Излучение мягких фотонов при дифракционном рассеянии протонов высоких энергий на ядрах исследовано А. И. Ахизером [29]. Общее соотношение между сечениями упругого рассеяния и тормозного излучения для ультрарелятивистских частиц установлено в работе [30]. Детальное изложение теории дифракционного излучения содержится в работе Е. Л. Фейнберга и И. Я. Померанчука [31]. В ней же указано на роль больших продольных расстояний в процессах когерентной дифракционной генерации частиц на ядрах, которые могут превышать размеры ядер ($L \simeq \frac{E}{M^*2 - M^2} > R$).

Неупругое дифракционное рассеяние нуклонов, сопровождающееся возбуждением вращательных уровней ядер. В случае рассеяния быстрых частиц на несферических ядрах помимо упругого рассеяния возможно также рассеяние, сопровождающееся возбуждением ядер. Если несферическое ядро имеет форму эллипсоида вращения и равный нулю спин, то в качестве волновых функций, описывающих вращение такого ядра, можно взять сферические функции $Y_{IM}(\theta, \Phi)$, зависящие

от углов, определяющих ось симметрии ядра. Указанным функциям отвечают вращательные уровни энергии ядра

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1),$$

где \mathfrak{I} — момент инерции ядра. Для четно-четных ядер такая модель удовлетворительно описывает возбужденные состояния при небольших энергиях возбуждения. Если энергия падающей частицы достаточно велика, то можно воспользоваться адиабатическим приближением и рассматривать рассеяние частицы на неподвижном ядре. Адиабатическое приближение справедливо, если выполняется условие $kR \frac{\Delta E}{E} \ll 1$, где ΔE — расстояние между соседними вращательными уровнями, E — энергия частицы.

Дифракционное рассеяние описывается амплитудой (3), в которой профилирующую функцию $\omega(\mathbf{b})$ следует считать (для абсолютно черного ядра) равной единице в области тени ядра на плоскости, перпендикулярной к волновому вектору падающей частицы, и равной нулю вне этой области. Площадь тени зависит от взаимной ориентации волнового вектора падающей частицы и оси симметрии ядра, и, следовательно, от ориентации оси симметрии ядра будет зависеть и амплитуда $f(\mathbf{q}; \theta, \Phi)$. В отличие от случая сферических ядер эта амплитуда описывает как упругое, так и неупругое дифракционное рассеяние. Если ядро до рассеяния находилось в основном состоянии, то амплитуда рассеяния, сопровождающегося возбуждением вращательного состояния ядра, будет определяться коэффициентом разложения амплитуды $f(\mathbf{q}; \theta, \Phi)$ по сферическим функциям $Y_{IM}(\theta, \Phi)$, соответствующим вращательным состояниям ядра. Угловые распределения при неупругом рассеянии так же, как и при упругом, имеют резко выраженную дифракционную структуру с рядом максимумов и минимумов. Заметим, что положение максимумов и минимумов в угловом распределении зависит от конечного состояния ядра. На рис. 4 представлены экспериментально измеренные угло-

вые распределения и рассчитанные на основе дифракционной модели в случае упругого рассеяния α -частиц с энергией 104 МэВ на ядрах ^{48}Ti (кривая 1), а также неупругое рассеяние с возбуждением уровня $2^+ E_2 = 0,983$ МэВ (кривая 2) [13]. Впервые возбуждение вращательных состояний при рассеянии нейтронов на несферических ядрах рассмотрено С. И. Дроздовым [32] и Е. В. Инопиным [33]. Более детальная теория неупругого дифракционного рассеяния разработана Дж. Блэром и Н. Остерном [34, 35].

Дифракционное расщепление дейтронов на ядрах. Специфическими особенностями характеризуется дифракционное рассеяние сложных частиц на ядрах, в частности рассеяние дейтронов при энергиях порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт. Дейтрон представляет собой слабосвязанную ядерную систему, состоящую из нейтрона и протона. Наличие внутренней структуры у дейтрона приводит к значительному усложнению дифракционной картины по сравнению с рассеянием нуклона вследствие возникновения добавочных неупругих процессов. В случае взаимодействия дейтрона с ядром кроме упругого дифракционного рассеяния, вызываемого поглощением дейтронной волны, возможно также дифракционное расщепление дейтрона, сопровождающееся освобождением нейтрона и протона. Это расщепление происходит вне ядра при достаточно большом изменении импульса дейтрона, которое возникает в результате дифракции дейтронной волны. Явление дифракционного расщепления при взаимодействии дейтронов с ядрами было предсказано в 1954 г. А. И. Ахиезером и автором данной работы [36]. Независимо от них на возможность дифракционного расщепления дейтрона было указано Е. Л. Фейнбергом [37] и Р. Глаубером [38]. Детальная теория дифракционного расщепления дейтронов развита в работах [39—41]. Экспериментально явление дифракционного расщепления обнаружено впервые О. Ф. Немцем, М. В. Соколовым, Б. Г. Стружко [42] и Ф. Удо [43].

Амплитуду дифракционного взаимодействия дейтрона с ядром можно получить подобно (3). При этом необходимо учитывать как движение центра тяжести дейтрона, так и относительное движение нейтрона и протона в дейтроне. Поскольку дейтрон представляет собой слабосвязанную систему, в которой нейтрон и протон значительную часть времени проводят вне области действия ядерных сил, можно считать, что каждая из составляющих дейтрона взаимодействует с полем ядра независимо. Это означает, что фазу рассеяния дейтрона ядром можно представить в виде суммы независимых фаз рассеяния нейтрона и протона. В результате профилирующую функцию ω_d , определяющую амплитуду рассеяния дейтрона ядром, можно выразить через функции ω_n и ω_p , характеризующие амплитуды рассеяния нейтрона и протона:

$$\omega_d = \omega_n + \omega_p - \omega_n \omega_p. \quad (20)$$

Дейтронная профилирующая функция зависит как от координат движения центра тяжести дейтрона b , так и от относительного расстояния между нейтроном и протоном r : $\omega_d = \omega(b, r)$. Введя волновые функции основного состояния дейтрона $\varphi_0(\mathbf{r})$ и относительного движения нейтрона и протона в конечном состоянии $\varphi_f(\mathbf{r})$, амплитуду дифракционного рассеяния дейтрона (в общем случае с изменением внутреннего состояния системы) записываем в виде

$$F_{0f}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \int d\mathbf{r} \varphi_f^*(\mathbf{r}) \omega(\mathbf{b}, \mathbf{r}) \varphi_0(\mathbf{r}). \quad (21)$$

В случае упругого рассеяния в качестве волновой функции конечного состояния следует взять волновую функцию основного состояния дейтрона, при этом амплитуда рассеяния дейтрона на ядре представится в виде

$$F_{00}(\mathbf{q}) = [f_n(\mathbf{q}) + f_p(\mathbf{q})] s\left(\frac{\mathbf{q}}{2}\right) + \frac{i}{2\pi k} \int d\mathbf{q}' f_n\left(\mathbf{q}' + \frac{\mathbf{q}}{2}\right) f_p\left(\mathbf{q}' - \frac{\mathbf{q}}{2}\right) s(\mathbf{q}'), \quad (22)$$

$$s(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{r} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} \varphi_0^2(\mathbf{r}),$$

т. е. в виде суммы амплитуд рассеяния нейтрона и протона на ядре, умноженных на формфактор, связанный с внутренней структурой дейтрона, и добавочной амплитуды, учитывающей эффект одновременного рассеяния нейтрона и протона на ядре. Для абсолютно черного ядра амплитуды дифракционного рассеяния отдельных нуклонов чисто мнимые, поэтому добавочная амплитуда, учитывающая эффект рассеяния одновременно нейтрона и протона, имеет противоположный знак по сравнению с частью амплитуды, связанной с независимым рассеянием нейтрона и протона. Структурный формфактор $s(\mathbf{q})$ дейтрона вследствие большой протяженности последнего имеет резкий максимум в области малых переданных импульсов q . Поэтому два первых слагаемых в (22), соответствующих независимому рассеянию отдельных нуклонов, характеризуются резким максимумом при малых углах рассеяния. Добавочная амплитуда в (22), связанная с одновременным рассеянием нейтрона и протона, убывает с ростом угла значительно медленнее.

Интегральное сечение упругого рассеяния дейтрона ядром непосредственно выражается через квадрат модуля дейтронной профилирующей функции, усредненной по основному состоянию дейтрона:

$$\sigma_e = \int d\mathbf{b} |\langle \omega(\mathbf{b}) \rangle|^2. \quad (23)$$

Для черного ядра в предположении, что размеры дейтрона значительно меньше размеров ядра, это сечение приближенно равно площади геометрического сечения ядра так же, как и для точечных частиц (7). Взяв квадрат модуля амплитуды (21) и просуммировав по всем конечным состояниям относительного движения системы нейтрон-протон, нетрудно найти формулу для интегрального сечения суммарного рассеяния (включающего упругое рассеяние и расщепление дейтрона):

$$\sigma_s = \int d\mathbf{b} \langle |\omega(\mathbf{b})|^2 \rangle. \quad (24)$$

Это сечение описывает процессы когерентного рассеяния, при которых состояние рассеивающего ядра остается

неизменным (хотя состояние системы нейтрон-протон может изменяться). Очевидно, интегральное сечение дифракционного расщепления дейтрона определяется разностью выражений (24) и (23):

$$\sigma_d = \int d\mathbf{b} \{ \langle |\omega(\mathbf{b})|^2 \rangle - K\omega(\mathbf{b}) \}^2. \quad (25)$$

В предположении, что размеры дейтрона значительно меньше размеров ядра, сечение дифракционного расщепления дейтрона описывается формулой

$$\sigma_d = \frac{\pi}{3} \left(2 \ln 2 - \frac{1}{2} \right) R R_d, \quad (26)$$

где R_d и R — соответственно радиусы дейтрона и ядра. Угловое и энергетическое распределения частиц, освобождающихся в результате процесса расщепления, определяются квадратом модуля амплитуды (21), в которой в качестве волновой функции конечного состояния следует взять волновую функцию относительного движения нейтрона и протона с положительной энергией. В случае черного ядра и при больших энергиях дейтронов освобождающиеся частицы будут вылетать в узком конусе углов в направлении вперед с энергиями, примерно равными половине энергии падающего дейтрона. Формула (26) не учитывает эффект расщепления дейтрона, обусловленный кулоновским полем ядра. Влияние кулоновского поля на дифракционное расщепление дейтронов, а также эффекты, связанные с диффузностью границы ядер, исследованы в работах [44—46]. Так как сечение дифракционного расщепления дейтрона сильно уменьшается с увеличением диффузности, вблизи магических значений A сечение должно характеризоваться максимумами. На этот эффект впервые указали автор данной работы и В. К. Тартаковский [44]. Немонотонная зависимость сечений взаимодействия дейтронов с ядрами от массового числа A была впоследствии обнаружена экспериментально [47, 48].

При взаимодействии дейтронов с ядрами кроме дифракционных процессов рассеяния и расщепления и процесса

полного поглощения, когда обе частицы, входящие в состав дейтрона, захватываются ядром, возможны еще процессы неполного поглощения — срыв, когда только одна из частиц, первоначально входящих в состав дейтрона, захватывается ядром. Возможность процессов срыва при взаимодействии высокоэнергетичных дейтронов с ядрами была отмечена в [49] еще в 1947 г. Это сыграло важную роль в формировании наших представлений о механизме ядерных процессов при высоких энергиях. В работе [49] найдены угловое и энергетическое распределения частиц, освобождающихся при срыве, а также величина сечения в предположении, что размеры дейтрона значительно меньше размеров ядра. Теория реакции срыва при произвольном соотношении между R_d и R развита в работе [50].

Сечения реакций срыва нейтрона и протона при взаимодействии дейтронов высоких энергий и ядер по порядку величины совпадают с сечением дифракционного расщепления дейтрона, и при выполнении условия $R_d \ll R$

$$\sigma_n = \sigma_p = \frac{\pi}{2} R R_d. \quad (27)$$

Угловые и энергетические распределения частиц, освобождающихся при реакциях срыва, близки к распределениям частиц, освобождающихся при дифракционном расщеплении дейтронов. Подтверждением дифракционного механизма взаимодействия дейтронов с ядрами может служить экспериментально наблюдаемый большой выход нейтронов и протонов при энергиях падающих дейтронов примерно 100 МэВ, который как раз и обусловлен процессами срыва и дифракционного расщепления.

Интересной особенностью дифракционного взаимодействия дейтрона с ядром является наличие определенных соотношений между сечениями различных процессов. Так, в случае черного ядра сечение когерентного рассеяния σ_s совпадает по величине с сечением реакций σ_r , т. е. с суммарным сечением процессов с поглощением (частичным или полным) частиц дейтро-

на ядром:

$$\sigma_s = \sigma_r = \frac{1}{2} \sigma_t. \quad (28)$$

Используя амплитуду упругого рассеяния (22), на основе оптической теоремы нетрудно найти общую формулу для полного сечения взаимодействия дейтрона с ядром:

$$\sigma_t = 4\pi R^2 \left\{ 1 - \int_0^\infty dx \frac{J_1^2(x)}{x} s\left(\frac{x}{p}\right) \right\},$$

$$p = \frac{R}{R_d}. \quad (29)$$

Благодаря эффекту одновременного рассеяния нейтрона и протона существует неаддитивность сечений. Полное сечение взаимодействия дейтрона с ядром отличается от суммы полных сечений взаимодействия отдельных частиц дейтрона (эффект затмения, Р. Глаубер [51]). Детальная теория дифракционного взаимодействия дейтронов с поглощающими ядрами развита в работах [40, 52, 53].

Множественное дифракционное рассеяние. При достаточно высоких энергиях падающих частиц, когда длина свободного пробега в ядерном веществе становится значительно больше размеров ядра, модель черного или полупрозрачного ядра оказывается неприменимой. Так как в этом случае длина волны падающего нуклона значительно меньше радиуса нуклон-нуклонного взаимодействия, рассеяние на ядре можно рассматривать как множественное дифракционное рассеяние на отдельных нуклонах. Дифракционный подход позволяет выразить амплитуду взаимодействия нуклона с ядром через амплитуды рассеяния на отдельных нуклонах и формфакторы, зависящие от структуры ядра. Максимумы и минимумы в угловой зависимости сечения рассеяния возникают в результате интерференции между частями амплитуды, связанными с различной кратностью рассеяния. Поскольку при множественном рассеянии существенную роль играет интерференция, процессы взаимодействия оказываются очень чувствительными к пространственной структуре ядер.

Общая теория дифракционных ядерных процессов с участием сложных частиц, учитывающая эффекты многократного рассеяния, была разработана автором данной работы [54]*. Дифракционный подход, основанный на использовании обобщенного принципа Гюйгенса, позволил описать не только процессы упругого и неупругого рассеяния нуклонов на ядрах, но и сложные неупругие ядерные процессы, сопровождающиеся перераспределением частиц в сталкивающихся ядерных системах. Аналогичные результаты получены Р. Глаубером в США [55]. Дифракционная теория хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными по рассеянию высокоэнергетических нуклонов и других сильновзаимодействующих частиц на ядрах и в настоящее время является основой для извлечения из этих данных сведений о структуре ядер и ядерном взаимодействии.

В предположении, что кинетическая энергия падающей частицы велика по сравнению с энергиями связи частиц, входящих в рассеивающую систему, взаимодействие падающей частицы с отдельными частицами рассеивающей системы можно рассматривать независимо. В этом случае фаза рассеяния частицы на сложной системе представляется в виде суммы фаз рассеяния на отдельных частицах. Очевидно, полная фаза рассеяния зависит не только от прицельного параметра падающей частицы по отношению к центру тяжести рассеивающей системы, но и от внутренних относительных координат последней. Если длина волны падающей частицы мала по сравнению с характерными радиусами областей взаимодействия с отдельными частицами, то применимо дифракционное приближение. Учитывая дифракцию частицы на отдельных частицах с помощью обобщенного принципа Гюйгенса, амплитуду рассеяния на системе связанных частиц можно представить в

виде

$$F_{0f}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} (\Phi_f, \omega^{(A)}(\mathbf{b}) \Phi_0), \quad (30)$$

где

$$\omega^{(A)}(\mathbf{b}) = 1 - \prod_{i=1}^A \{1 - \omega_i(\mathbf{b})\}, \quad (31)$$

Φ_0 и Φ_f — внутренние волновые функции рассеивающей системы до и после столкновения, A — число частиц, входящих в рассеивающую систему. Так как величины $\omega_i(\mathbf{b})$, через которые выражается полная профилирующая функция (31), определяют амплитуды рассеяния на отдельных частицах, соотношение (30) устанавливает общую связь между амплитудой рассеяния частицы на сложной системе и амплитудами рассеяния на отдельных частицах. Соотношение (30) является основным в теории многократного дифракционного рассеяния. Дифракционный подход при описании ядерных процессов, основанный на использовании соотношения (30), получил в литературе название метода Глаубера — Ситенко. Детальному изложению дифракционной теории ядерных реакций при высоких энергиях и ее приложениям посвящен ряд обзорных работ [56—60].

Приведем явное выражение для амплитуды упругого рассеяния в предположении, что между нуклонами в ядре отсутствует корреляция. В этом случае квадрат модуля волновой функции представляется в виде произведения плотностей для отдельных нуклонов, и амплитуда упругого рассеяния на ядре (сложной системе, состоящей из одинаковых частиц — нуклонов) принимает вид

$$F_{00}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{2\pi ik} \times \int d\mathbf{q}' e^{-i\mathbf{q}'\mathbf{b}} f(\mathbf{q}') s(\mathbf{q}') \right]^A \right\}, \quad (32)$$

где $s(\mathbf{q})$ — формфактор, связанный с однонуклонной плотностью. Заметим, что использование модели независимых частиц эквивалентно пренебрежению переходами в промежуточные возбужденные состояния. В общем случае амплитуда упругого рассеяния $F_{00}(\mathbf{q})$ оказывается зависящей от корреляционных функций, характеризующих рас-

* Работа была доложена на заседании ученого совета ХФТИ АН УССР в сентябре 1958 г.

пределение плотности в сложной системе.

Для тяжелых ядер, когда число рассеивающих нуклонов достаточно велико ($A \gg 1$), амплитуду (32) приближенно можно представить в виде (оптический предел):

$$F_{00}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left\{ 1 - e^{-i \frac{M}{\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} xz V(\mathbf{b}, z)} \right\}, \quad (33)$$

где $V(\mathbf{r})$ — оптический потенциал, определяемый соотношением

$$V(\mathbf{r}) = - \frac{A}{4\pi^2 M} \int d\mathbf{q} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} f(\mathbf{q}) s(\mathbf{q}) \quad (34)$$

(интегрирование в правой части производится по трехмерному волновому вектору). Введение комплексного потенциала лежит в основе оптической модели ядра. Согласно (34) оптический потенциал выражается через амплитуду рассеяния нуклонной волны на отдельных нуклонах и плотность распределения нуклонов в ядре. Вследствие случайных флуктуаций плотности ядерного вещества при движении нуклона в ядре возможно рассеяние, подобное рэлеевскому рассеянию света. Рассмотрение этого эффекта [61] позволило учесть влияние на оптический потенциал как принципа Паули, которому подчиняются нуклоны внутри ядра, так и взаимодействия между нуклонами в ядре. Так как при $A \gg 1$ нуклонная плотность внутри ядра почти постоянна, $s(\mathbf{q})$ характеризуется почти дельтаобразным максимумом при малых значениях q . Поэтому в (34) можно вынести за знак интеграла амплитуду $f(\mathbf{q})$ при $q = 0$ и для оптического потенциала получим приближенное выражение

$$V(\mathbf{r}) = - \frac{4\pi A}{M} f(0) \rho(\mathbf{r}), \quad (35)$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — однонуклонная плотность. Используя (35), амплитуду упругого рассеяния (33) можно записать в виде

$$F_{00}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int db e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} \left\{ 1 - e^{i \frac{2\pi}{\hbar} f(0) T(\mathbf{b})} \right\}, \quad (36)$$

где $T(\mathbf{b})$ — так называемая функция толщины, т. е. интеграл от плотности

вдоль прямолинейной траектории рассеиваемого нуклона, характеризуемой прицельным параметром b . Если плотность нуклонов внутри ядра постоянна, то из (36) непосредственно следует амплитуда феноменологической модели (14) с $\tilde{\Sigma} = \frac{4\pi A}{M} f(0) \rho_0$.

Рассеяние нуклонов на нуклонах при высоких энергиях (порядка 1 ГэВ и выше) характеризуется рядом свойств, сходных со свойствами рассеяния нуклонов при небольших энергиях (порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт) на ядрах. Наличие при высоких энергиях неупругого рассеяния, сопровождающегося образованием π -мезонов, приводит к тому, что при высоких энергиях упругое рассеяние нуклонов друг на друге носит дифракционный характер. Так же, как и в случае рассеяния нуклонов при небольших энергиях на ядрах, в случае рассеяния нуклонов на нуклонах при высоких энергиях угловое распределение характеризуется острым максимумом в направлении вперед, а полные сечения упругого рассеяния и поглощения в хорошем приближении оказываются постоянными с изменением энергии. Ширина максимума в угловом распределении определяется размерами области взаимодействия. Такими же свойствами характеризуется рассеяние и других сильновзаимодействующих частиц — π -мезонов, K -мезонов, антинуклонов и других частиц — друг на друге и на нуклонах. Характер угловой зависимости упругого рассеяния нуклонов на нуклонах при высоких энергиях хорошо воспроизводится выбором амплитуды в виде гауссовской функции от передаваемого импульса:

$$f(\mathbf{q}) = \frac{k\sigma}{4\pi} (\gamma + i) e^{-\frac{B}{2} q^2}, \quad (37)$$

где σ — полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, γ — отношение вещественной части к мнимой для амплитуды упругого рассеяния на нулевой угол. Значения параметров B , γ и σ определяются из данных опыта. Эти параметры различаются для различных зарядовых состояний и

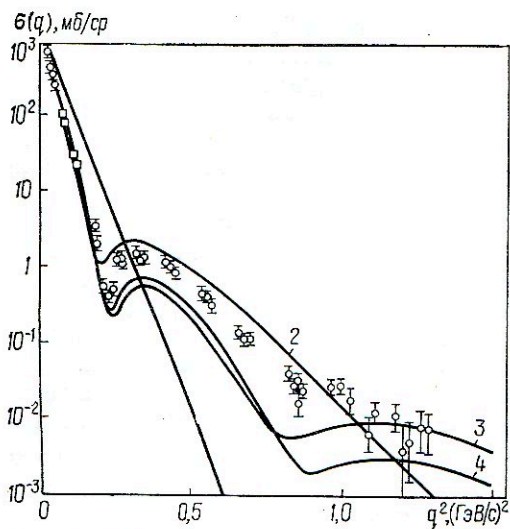


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения от квадрата передаваемого импульса при упругом рассеянии протонов с энергией 1 ГэВ на ядре ${}^4\text{He}$.

несколько изменяются с изменением энергии. В случае рассеяния нуклона на нуклоне при энергии $E = 1$ ГэВ усредненные значения параметров будут

$$\sigma = 44 \text{ мб}; \quad B = 5,5 \left(\frac{\text{ГэВ}}{c} \right)^{-2}; \quad \gamma = -0,3.$$

Зависимость амплитуды от переданного импульса в виде гауссовской функции впервые была предложена С. З. Беленьким при анализе рассеяния π -мезонов протонами [62] и В. Г. Гришным и И. С. Сайтовым при анализе рассеяния протонов протонами [63]. Детальное обсуждение зависимости параметров от энергии проведено Г. Д. Алхазовым и др. в работе [64]. Набор значений усредненных параметров при энергиях от 1 до 26,5 ГэВ приведен в работе [65].

Используя для нуклон-нуклонной амплитуды параметризацию (37), нетрудно рассчитать амплитуду упругого рассеяния нуклона на ядре (32). Угловая зависимость при упругом рассеянии высокоэнергетичных нуклонов на ядрах имеет дифракционную структуру, которая обусловлена интерференцией рассеяний различной кратности. На основе теории многократного дифракционного рассеяния из данных экспериментов по упругому рассеянию ну-

клонов высоких энергий на ядрах возможно получение информации о структуре ядер. В ряде работ были проведены расчеты угловых распределений при рассеянии протонов с энергией $E = 1$ ГэВ на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и др. [66—68]. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными [69—71, 64]. Такое согласование позволило с наибольшей точностью определить вещественные части нуклон-нуклонных амплитуд.

На рис. 5 представлены зависимость дифференциального сечения при упругом рассеянии протонов с энергией 1 ГэВ на ядре ${}^4\text{He}$, рассчитанная Р. Басселем и К. Вилкиным [67], и экспериментальные данные, полученные в Брукхавене [69]. Кривая 1 соответствует учету однократного рассеяния, кривая 2 — учету однократного и двукратного рассеяния и т. д. В дальнейшем более точные экспериментальные измерения, проведенные в Сакле [71] и Гатчине [64], показали, что дифракционный минимум в действительности так резко не проявляется. Заполнение дифракционного минимума обусловлено процессами с образованием изобары в промежуточных состояниях. В то же время более поздние измерения при энергиях $E = 24$ ГэВ показали, что дифракционный минимум в угловом распределении наблюдается очень четко.

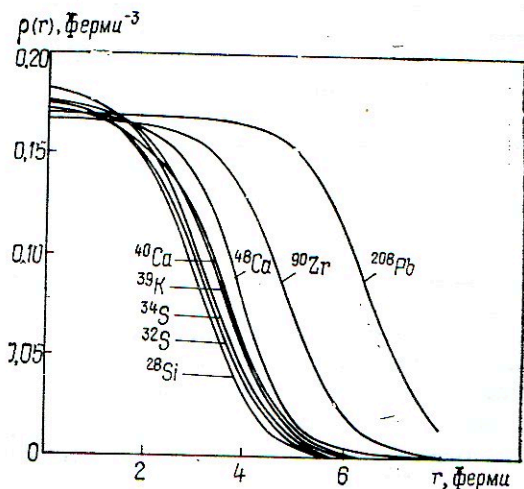


Рис. 6. Распределение нуклоновой плотности в ядрах.

Изучение углового распределения при упругом рассеянии протонов на ядрах является важнейшим источником получения информации о распределении плотности внутри ядер (в отличие от рассеяния высокоэнергетичных электронов, которое зависит от распределения заряда в ядрах). Детальное сопоставление экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на ядрах с результатами расчетов на основе дифракционной теории было проведено в Гатчине [64], результаты которого представлены на рис. 6. Распределение нуклонной плотности хорошо описывается функцией Ферми. Зависимость среднеквадратичного радиуса R , диффузности границы a и плотности в центре ядра ρ_0 от массового числа A представлена на рис. 7. Как следует из приведенных графиков, средняя плотность в центральной части ядер почти постоянна, $\rho_0 = (0,173 \pm 0,004)$ Ферми⁻³, для всех ядер параметр диффузности также почти одинаков — $a = 0,58$ Ферми.

Информацию о структуре ядер можно получить также, изучая суммарное сечение неупругого рассеяния нуклонов ядрами. Поскольку при столкновении нуклона высокой энергии с ядром передается только небольшая часть энергии, при вычислении сечения можно использовать условие полноты конечных ядерных состояний. В результате полное сечение неупругого рассеяния будет определяться только волновой функцией основного состояния ядра:

$$\sigma_{in}(\mathbf{q}) = \sigma_s(\mathbf{q}) - \sigma_l(\mathbf{q}). \quad (38)$$

В сечении $\sigma_{in}(\mathbf{q})$ можно выделить вклады столкновений различной кратности. При этом в угловом распределении разделяются области, в которых преобладает рассеяние той или иной кратности. Сравнение рассчитанных распределений с полученными экспериментально позволяет получать данные о распределении плотности в ядрах (радиусе ядер, толщине диффузного слоя, коэффициенте поглощения ядерного вещества и т. п.).

Некогерентное рассеяние и расщеп-

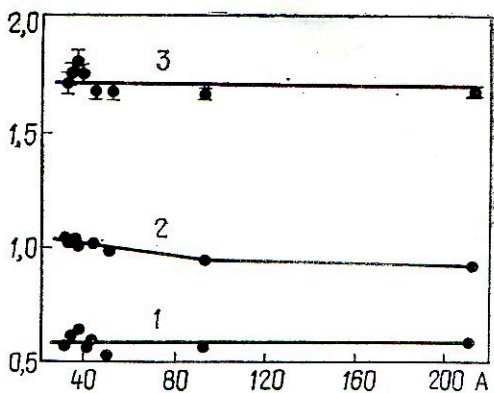


Рис. 7. Зависимость среднеквадратичного радиуса R , диффузности a и плотности в центре ядра ρ_0 от массового числа A :

1 — a , Ферми; 2 — $RA^{-1/2}$, Ферми; 3 — $10\rho_0$, Ферми⁻³.

ление дейтронов ядрами. В теории многократного рассеяния (в отличие от модели черного ядра) наряду с когерентными рассеянием и расщеплением дейтронов, при которых состояние рассеивающего ядра не изменяется (в том числе и в промежуточных состояниях), учитываются когерентные рассеяние и расщепление с виртуальным возбуждением ядра, а также некогерентные рассеяние и расщепление, сопровождающиеся изменением состояния рассеивающего ядра.

Очевидно, виртуальное возбуждение ядра при когерентном рассеянии или расщеплении дейтрона возможно только в результате двойного рассеяния, описываемого последним слагаемым в дейтронной профилирующей функции (20). Амплитуда упругого рассеяния дейтрона, рассчитанная в предположении, что промежуточное состояние ядра при двойном рассеянии является основным, в предельном случае сильного поглощения совпадает с амплитудой для модели черного ядра. Добавка к амплитуде, учитывающая переходы в промежуточные состояния, отличные от основного состояния ядра, выражается через амплитуды некогерентного рассеяния отдельных нуклонов дейтрона на ядре. В силу своей некогерентности эта добавка не влияет существенно образом на дифракционный максимум амплитуды, ответственный за

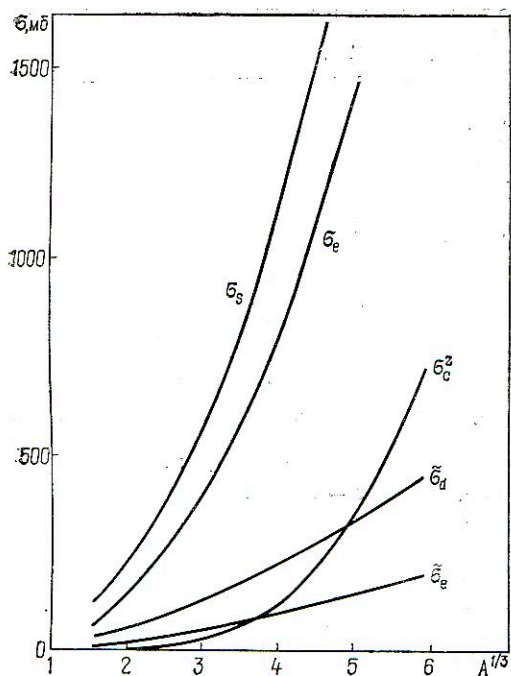


Рис. 8. Зависимость сечения от массового числа ядра.

величину интегрального сечения упругого рассеяния σ_e . Добавка к полному сечению взаимодействия дейтрона с ядром, учитывающая виртуальное возбуждение ядра, непосредственно выражается через сечение некогерентного рассеяния нуклона ядром. Этой добавкой в σ_t можно пренебречь, поскольку вклад некогерентного рассеяния в полное сечение взаимодействия нуклона с ядром в предельном случае сильного поглощения мал. Следовательно, полное сечение взаимодействия дейтрона с ядром σ_t нечувствительно к эффектам виртуального возбуждения ядра. Таким образом, феноменологическая модель черного ядра является хорошим приближением для вычисления сечений σ_e и σ_t . Учет виртуального возбуждения ядра при когерентном дифракционном расщеплении дейтрона в случае сильного поглощения также приводит к малой добавке, и этим эффектом можно пренебречь.

Сечение когерентного дифракционного расщепления дейтрона (26) увеличивается с ростом массового числа ядра пропорционально $A^{1/3}$, в то же время

полное сечение взаимодействия дейтрона с ядром (29) увеличивается с ростом A пропорционально $A^{2/3}$. Поэтому относительный вклад когерентного дифракционного расщепления в полное сечение взаимодействия дейтрона с ядром уменьшается с ростом массового числа A . Если вклад когерентного расщепления мал в полное сечение взаимодействия, то при расчете сечений других процессов с хорошей точностью можно пользоваться моделью жесткого дейтрона, т. е. пренебрегать внутренней структурой последнего ($R_d \rightarrow 0$).

Сечение суммарного рассеяния дейтрона ядром представляется в виде

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_d + \tilde{\sigma}_e + \tilde{\sigma}_d \quad (39)$$

где σ_e — сечение упругого рассеяния, σ_d — сечение когерентного расщепления, $\tilde{\sigma}_e$ — сечение некогерентного рассеяния, $\tilde{\sigma}_d$ — сечение некогерентного расщепления дейтрона ядром. Разность между полным сечением σ_t и сечением σ_s определяет сечение реакций под действием дейтронов:

$$\sigma_r = \sigma_t - \sigma_s. \quad (40)$$

Для тяжелых ядер сечения σ_r и σ_s примерно равны между собой:

$$\sigma_r \approx \sigma_s \approx \frac{1}{2} \sigma_t. \quad (41)$$

Сечение σ_s можно непосредственно рассчитать, используя условия полноты для внутренних функций системы нейтрон-протон и ядра. Сечение некогерентного рассеяния $\tilde{\sigma}_e$ рассчитывается в приближении жесткого дейтрона (пренебрегается эффектами виртуального возбуждения дейтрона при рассеянии). Используя (39), можно найти сечение некогерентного расщепления дейтрона $\tilde{\sigma}_d$.

На рис. 8 представлены зависимости сечений σ_s , σ_e , σ_d , $\tilde{\sigma}_e$ и $\tilde{\sigma}_d$ от массового числа ядра A [72, 73]. Сечение некогерентного расщепления дейтрона $\tilde{\sigma}_d$ быстро увеличивается с ростом A . Сечение $\tilde{\sigma}_d$ в несколько раз превышает сечение некогерентного рассеяния $\tilde{\sigma}_e$, которое в свою очередь оказывается боль-

ше сечения когерентного расщепления дейтрона σ_d . Таким образом, в случае тяжелых ядер некогерентное расщепление дейтрона является основным эффектом наряду с упругим рассеянием и различными реакциями. На рис. 8 представлена также зависимость сечения расщепления дейтрона кулоновским полем ядра σ_c^z от массового числа A [46]. В случае тяжелых ядер сечение некогерентного дифракционного расщепления дейтрона $\tilde{\sigma}_d$ и сечение кулоновского расщепления σ_c^z одинаковы по порядку величины.

Неупругие поправки к дифракционному рассеянию частиц при высоких энергиях на ядрах. Теория многократного дифракционного рассеяния хорошо описывает упругое и квазиупругое рассеяние, а также поглощение адронов на ядрах в широком интервале энергий. Оказалось, что дифракционный подход, основанный первоначально на допущении о потенциальном характере взаимодействия, хорошо применим даже при столь высоких энергиях, когда потенциальное рассмотрение несправедливо. В дальнейшем результаты теории многократного дифракционного рассеяния были обоснованы в рамках общего теоретико-полевого подхода В. Н. Грибовым [74], который показал, что амплитуда рассеяния (30) соответствует учету всех диаграмм, изображенных на рис. 9. Детальный анализ соответствия между потенциальным и теоретико-полевым рассмотрением был проведен несколько позже С. А. Гурвицем и М. С. Мариновым [75]. На основе теоретико-полевого рассмотрения В. Н. Грибов рассчитал неупругую поправку к полному сечению взаимодействия адрона с дейтроном и показал, что она мала. Эта поправка связана с учетом процессов так называемой дифракционной диссоциации, рассмотренных ранее М. Л. Гудом и В. Д. Уокером [76].

При высоких энергиях наряду с упругим рассеянием дифракционную природу имеют также процессы рождения небольших масс (процессы дифракционной диссоциации), связанные с обменом вакуумными квантовыми чис-

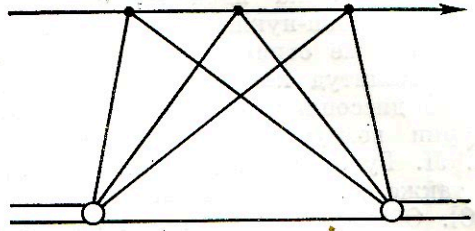


Рис. 9. Диаграмма процессов многократного рассеяния.

лами. Существование дифракционной диссоциации означает, что реальные адроны, соответствующие собственным состояниям массовой матрицы, не являются собственными состояниями матрицы рассеяния. Поэтому дифракционное рассеяние адронов является многоканальным процессом. В пределе $A \gg 1$ теория многократного дифракционного рассеяния соответствует оптической модели с потенциалом (35). При учете дифракционной диссоциации амплитуду упругого рассеяния $f(0)$ в (35) следует заменить матрицей амплитуд дифракционных переходов $\hat{f}(0)$. Обычно все дифракционно рожденные системы заменяют одним условным состоянием, т. е. матрицу $\hat{f}(0)$ аппроксимируют двухрядной квадратной матрицей. Если предположить, что для процессов дифракционной диссоциации $aN \rightarrow bN$ амплитуды f_{ab} много меньше амплитуд упругого рассеяния f_{aa} , то можно использовать теорию возмущений по недиагональным амплитудам f_{ab} . Таким путем была рассчитана В. А. Кармановым и Л. А. Кондратьевым [77] неупругая поправка к полным сечениям взаимодействия для тяжелых ядер, которая так же, как и в случае дейтрона, оказалась малой. Однако применение теории возмущений к описанию дифракционной диссоциации на ядрах, предпринятое в работе К. С. Кельбига и Б. Марголиса [78] и развивавшееся другими авторами (см. [79]), привело к бессмысленным результатам. Величина сечения взаимодействия дифракционно рожденной системы с нуклоном ядра σ_2^z , извлекаемая на основе этой теории из экспериментально наблюдаемой зависимости сечения дифракционной диссоциации от

массового числа ядра A , оказалась меньше адрон-нуклонного сечения, а иногда даже отрицательной. Формулы для амплитуд когерентной дифракционной диссоциации без использования теории возмущений были получены М. Л. Гудом и В. Д. Уокером [76], а также В. Чижом и М. Зилинским [80]. Общий формализм для описания процессов дифракционного взаимодействия частиц с ядрами с учетом неупругих эффектов развит в недавно появившейся работе Н. Н. Николаева [81]. В ней дано общее описание некогерентной дифракционной диссоциации, квазиупругого рассеяния и поглощения адронов на ядрах.

В многоканальном обобщении теории многократного дифракционного рассеяния взамен (4) рассматривается матрица, описывающая различные дифракционные переходы на нуклоне. Введем собственные состояния дифракционного рассеяния $|\alpha\rangle$, которые диагонализуют матрицу ω (или t -матрицу). Собственные состояния не переходят друг в друга, они описывают только упругое рассеяние и поглощение в системе. Запишем волновую функцию падающей частицы в виде разложения по собственным состояниям рассеяния:

$$|a\rangle = \sum_{\alpha} a_{\alpha} |\alpha\rangle.$$

Тогда при заданном значении прицельного параметра \mathbf{b} матричный элемент оператора ω для перехода между состояниями $|a\rangle$ и $|b\rangle$ имеет вид

$$\langle b | \omega(\mathbf{b}) | a \rangle = \sum_{\alpha} a_{\alpha} b_{\alpha}^* \omega_{\alpha}(\mathbf{b}). \quad (42)$$

В частности, для упругого рассеяния

$$\langle a | \omega(\mathbf{b}) | a \rangle = \sum_{\alpha} |a_{\alpha}|^2 \omega_{\alpha}(\mathbf{b}) \equiv \langle \omega(\mathbf{b}) \rangle. \quad (43)$$

Дифракционной диссоциации отвечает составляющая конечного состояния

$$\langle D \rangle = \omega | a \rangle - \langle \omega \rangle | a \rangle,$$

при этом для полного сечения всех процессов дифракционной диссоциации на нуклоне имеем

$$\frac{d\sigma_D}{db} = \langle \omega(\mathbf{b})^2 \rangle - \langle \omega(\mathbf{b}) \rangle^2. \quad (44)$$

Для каждого собственного состояния $|\alpha\rangle$ взаимодействие с ядром описывается общим соотношением (30). В пренебрежении движением центра массы ядра и корреляциями между нуклонами в ядре амплитуда когерентного дифракционного перехода $aA \rightarrow bA$ в случае $A \gg 1$ принимает вид

$$\langle b | \omega^{(A)}(\mathbf{b}) | a \rangle = \sum_{\alpha} a_{\alpha} b_{\alpha}^* \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{\alpha} T(\mathbf{b}) \right] \right\}, \quad (45)$$

где σ_{α} — полное сечение взаимодействия с отдельным нуклоном в канале $|\alpha\rangle$. Таким образом, полное сечение взаимодействия адрона с ядром в многоканальном случае описывается формулой

$$\sigma_t^A = 2 \int db \left\{ 1 - \left\langle \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_{\alpha} T(\mathbf{b}) \right] \right\rangle \right\}. \quad (46)$$

В то же время в пренебрежении неупругими процессами имеем

$$\sigma_t^A = 2 \int db \left\{ 1 - e^{-1/2 \sigma_t^N T(\mathbf{b})} \right\}, \quad (47)$$

где $\sigma_t^N = \langle \sigma_{\alpha} \rangle$. Так как $\left\langle \exp \left[-\frac{1}{2} v \right] \right\rangle \geq \exp \left[-\frac{1}{2} \langle v \rangle \right]$, учет процессов дифракционной диссоциации приводит к уменьшению полного сечения (неупругая экранировка). Очевидно, разность между (46) и (47) определяет поправку на неупругое экранирование [77, 81]:

$$\Delta \sigma_t^A = -4\pi \int db T(\mathbf{b})^2 \exp \left[-\frac{1}{2} \sigma_t^N T(\mathbf{b}) \right] \times \left. \frac{d\sigma_D}{dq} \right|_{q=0}, \quad (48)$$

где $d\sigma_D/dq |_{q=0}$ — полное сечение дифракционной диссоциации при $q = 0$. При энергии примерно 200 ГэВ для всех ядер $\Delta \sigma_t^A \approx (0,05 \div 0,07) \sigma_t^A$ и медленно возрастает с увеличением энергии. На рис. 10 приведены зависимости полных сечений взаимодействия нуклонов с рядом ядер от энергии (штриховая кривая — расчет по формулам одноканальной теории, сплошная кривая — расчет с учетом неупругой поправки). На рис. 11 приве-

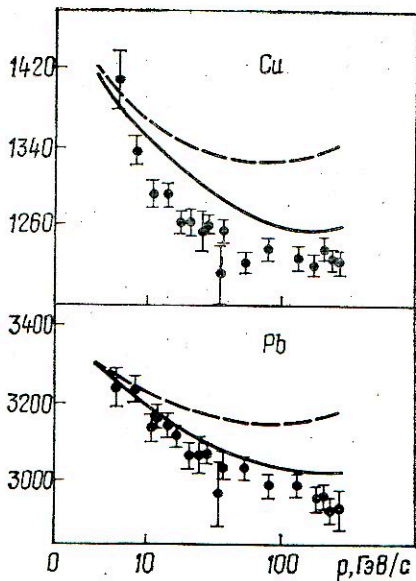
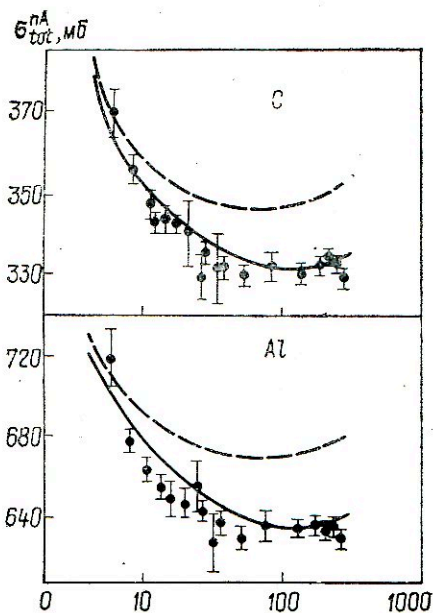


Рис. 10. Зависимости полных сечений взаимодействия нуклонов с ядрами от энергии.

дено то же для полных сечений взаимодействия K_L -мезона с ядрами.

Для нахождения поправок к сечениям поглощения и квазиупругого рассеяния необходимо рассмотреть некогерентное рассеяние, т. е. рассеяние, сопровождающееся возбуждением ядра. Взяв квадрат модуля амплитуды некогерентного рассеяния и просуммировав по всем конечным состояниям ядра, кроме основного (переход в которое когерентен и описывается амплитудой (45)), можно получить следующее выражение для дифференциального сечения некогерентного перехода $aA \rightarrow bA^*$:

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ab}^A}{dq} = \frac{1}{4\pi} \int db \int db' e^{iq(b-b')} \times$$

$$\times \sum_{\alpha\alpha'} a_{\alpha} a_{\alpha'}^* b_{\alpha}^* b_{\alpha'} \times$$

$$\times \exp \left[-\frac{1}{2} (\sigma_{\alpha} T(\mathbf{b}) - \sigma_{\alpha'} T(\mathbf{b}')) \right] \times$$

$$\times \{ \exp [\sigma_{\alpha\alpha'}(\mathbf{b} - \mathbf{b}') T(\mathbf{b})] - 1 \}, \quad (49)$$

где

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(\mathbf{b}) = \int db' \omega_{\alpha'}(\mathbf{b}')^* \omega_{\alpha}(\mathbf{b}' + \mathbf{b}). \quad (50)$$

Отметим, что в случае многоканального процесса сечение упругого рассея-

ния адрона на нуклоне непосредственно выражается через сечение (50):

$$\sigma_e^N = \sum_{\alpha\alpha'} |a_{\alpha}|^2 |a_{\alpha'}|^2 \sigma_{\alpha\alpha'}(0) = \langle \langle \sigma_{\alpha\alpha'}(0) \rangle \rangle. \quad (51)$$

Формула (49) получена Н. Н. Николаевым [81].

Интегрируя по углам рассеяния в (49), для одноканального случая ($\sigma_a^N = \sigma_i^N - \sigma_e^N$) находим

$$\sigma_a^A = \int db \{ 1 - \exp[-\sigma_a^N T(\mathbf{b})] \}, \quad (52)$$

$$\sigma_Q^A = \int db \{ \exp[-\sigma_a^N T(\mathbf{b})] - \exp[-\sigma_i^N T(\mathbf{b})] \}. \quad (53)$$

Сечение поглощения (52) описывает процессы взаимодействия с ядром, сопровождающиеся рождением новых частиц. Сечение квазиупругого рассеяния (53) описывает процессы рассеяния с возбуждением и распадом ядра. В случае многоканального процесса сечения поглощения и квазиупругого рассеяния соответственно описываются формулами

$$\sigma_a^A = \int db \left\{ 1 - \left\langle \exp \left[-\frac{1}{2} (\sigma_{\alpha} + \sigma_{\alpha'} - 2\sigma_{\alpha\alpha'}(0)) T(\mathbf{b}) \right] \right\rangle \right\}, \quad (54)$$

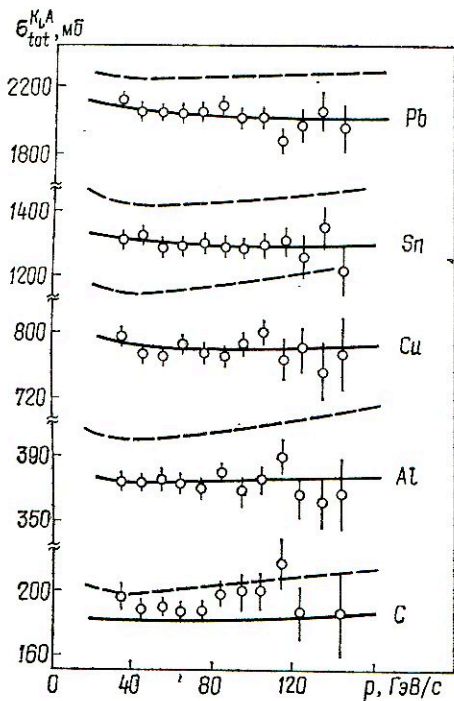


Рис. 11. Зависимости полных сечений взаимодействия K -мезонов с ядрами от энергии.

$$\sigma_Q^A = \int db \llbracket \{ \exp [\sigma_{\alpha\alpha'}(0) T(\mathbf{b})] - 1 \} \times \exp \left[-\frac{1}{2} (\sigma_{\alpha} + \sigma_{\alpha'}) T(\mathbf{b}) \right] \rrbracket. \quad (55)$$

Как показано в [81], поправки к сечениям поглощения и квазиупругого рассеяния так же, как и к полному сечению взаимодействия, выражаются через полное сечение всех процессов дифракционной диссоциации на нуклоне. Неупругая поправка к сечению поглощения мала: $\Delta\sigma_{\alpha}^A \simeq 0,2 \Delta\sigma_t^A$. Это объясняет, почему простая дифракционная теория хорошо применима для описания поглощения. В то же время поправка к сечению квазиупругого рассеяния оказалась значительной, это объясняет, почему при достаточно высоких энергиях для описания квазиупругого рассеяния необходимо учитывать неупругие процессы. Для описания дифракционной диссоциации на ядрах принципиально необходимо многоканальное рассмотрение, уже простая замена трехканальной задачи двухканальной приводит к парадоксам. В ра-

боте [81] предложен метод анализа данных по дифракционной диссоциации на ядрах, позволяющий найти ограничение снизу на сечение взаимодействия дифракционно рожденных систем с нуклонами.

Рассмотренные примеры ядерных процессов с участием различных адронов и ядер свидетельствуют о том, что ядерное взаимодействие в широкой области энергий носит дифракционный характер. Дифракционный характер ядерного взаимодействия проявляется уже при малых энергиях, поскольку оптическая модель, основанная на введении комплексного потенциала, хорошо описывает многочисленные данные по рассеянию нейтронов, протонов и других частиц ядрами. Существует глубокая аналогия между дифракционными явлениями в оптике и ядерными процессами при высоких энергиях. Возможность использования этой аналогии существенно облегчает описание ядерных процессов при высоких энергиях так же, как и процессов взаимодействия элементарных частиц при энергиях, когда проявляется их внутренняя структура. Существенный вклад в разработку современных представлений о дифракционном механизме ядерных взаимодействий внесли физики нашей страны, в частности, чрезвычайно важными оказались идеи, заложенные в работах Л. Д. Ландау, А. И. Ахиезера, И. Я. Померанчука и Е. Л. Фейнберга. Эти идеи в настоящее время широко используются при разработке новых моделей элементарных частиц, в частности в партонной модели адронов [84, 85]. Примеры хорошего согласования расчетных данных, основанных на представлении о дифракционном характере процессов взаимодействия адронов и ядер, с полученными экспериментальными данными являются наглядным свидетельством дальнейших возможностей использования дифракционных процессов для изучения как структуры адронов и ядер, так и природы адрон-адронного взаимодействия.

1. Зоммерфельд А. Оптика.— М.: Изд-во иностр. лит., 1953.— 488 с.

2. Ландау Л. Д., Померанчук И. Я.— ЖЭТФ, 1953, 24, с. 505.
3. Ахиезер А. И., Ситенко А. Г.— УФЖ, 1958, 3, с. 16.
4. Bethe H., Placzek G.— Phys. Rev., 1940, 57, p. 1075.
5. Bethe H.— Phys. Rev., 1940, 57, с. 1125.
6. Greider K. R., Glassgold A. E.— Annals of Phys., 1960, 10, p. 100.
7. Akhiezer A. I., Pomerenchuk I. Ya.— Journ. of Phys. (USSR), 1945, 9, p. 471.
8. Ахиезер А. И., Померанчук И. Я.— УФН, 1949, 39, с. 153.
9. Ахиезер А. И., Померанчук И. Я. Некоторые вопросы теории ядра.— М.: Гос-техтеориздат, 1950.— 416 с.
10. Blair J. S.— Phys. Rev., 1954, 95, 1218; 1957, 108, p. 827.
11. Frahn W. E.— Nucl. Phys., 1966, 75, 577; Annals of Phys., 1972, 72, p. 524.
12. Инопин Е. В., Шебеко А. В.— ЯФ, 1970, 11, с. 140.
13. Бережной Ю. А. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук.— Харьков, 1976.— 225 с.
14. Strutinsky V. M.— Z. Physik A, 1978, 289, p. 65.
15. Barschall H. H.— Phys. Rev., 1952, 86, p. 431.
16. Walt M., Barschall H. H.— Phys. Rev., 1954, 93, p. 1062.
17. Feshbach H., Porter C. E., Weisskopf V. F.— Phys. Rev., 1953, 90, p. 166; 1954, 96, p. 448.
18. Woods R. D., Saxon D. S.— Phys. Rev., 1954, 95, p. 577.
19. Немировский П. Э.— Докл. АН СССР, 1955, 101, с. 257.
20. Лукьянов А. В., Orlov Yu. V., Turovtsev V. V.— Nucl. Phys., 1958, 8, p. 325.
21. McCarthy I. E.— Nucl. Phys., 1959, 10, p. 583; 11, p. 574.
22. Fermi E.— Nuovo Cimento, 1954, 11, p. 407.
23. Левинтов И. И.— Докл. АН СССР, 1956, 107, с. 240.
24. Немировский П. Э. Современные модели атомного ядра.— М.: Атомиздат, 1960.— 304 с.
25. Ходгсон П. Е. Оптическая модель упругого рассеяния.— М.: Атомиздат, 1966.— 232 с.
26. Шапиро И. С.— УФН, 1961, 75, с. 61.
27. Fernbach S., Serber R., Taylor T. B.— Phys. Rev., 1949, 75, p. 1352.
28. Ситенко А. Г.— Докл. АН СССР, 1956, 109, с. 1119.
29. Ахиезер А. И.— Докл. АН СССР, 1954, 94, с. 651.
30. Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 32, с. 1505.
31. Feinberg E. L., Pomerenchuk I. Ya.— Nuovo Cimento, Suppl., 1956, 3, p. 652.
32. Дроздов С. И.— ЖЭТФ, 1955, 28, 734—736.
33. Инопин Е. В.— ЖЭТФ, 1956, 31, с. 901.
34. Blair J. S.— Phys. Rev., 1959, 115, p. 928.
35. Austern N., Blair J. S.— Annals of Phys., 1965, 33, p. 15.
36. Ахиезер А. И., Ситенко А. Г.— Уч. зап. Харьк. ун-та, 1955, 64, с. 9.
37. Фейнберге Е. Л.— ЖЭТФ, 1955, 29, с. 115.
38. Glauber R. J.— Phys. Rev., 1955, 99, p. 630.
39. Ахиезер А. И., Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 32, с. 794.
40. Akhiezer A. I., Sitenko A. G.— Phys. Rev., 1957, 106, p. 1236.
41. Sitenko A. G., Tartakovsky V. K.— Nucl. Phys., 1959, 13, p. 420.
42. Nemets O. F., Sokolov M. V., Struzhko B. G.— Congress Intern. Phys. Nucl., Paris, 1964, 2, p. 961.
43. Udo F.— Rev. Mod. Phys., 1965, 37, p. 365.
44. Ситенко А. Г., Тартаковский В. К.— УФЖ, 1961, 6, с. 12.
45. Ситенко А. Г., Полозов А. Д., Евланов М. В.— ЯФ, 1974, 20, с. 1155.
46. Ситенко А. Г., Полозов А. Д., Евланов М. В.— УФЖ, 1974, 19, с. 1778.
47. Nemets O. F. et al.— Proc. Intern. Symposium on Nuclear Structure, Dubna, 1968.
48. Fink C. L., Cohen B. L., Vander Weerd J. C., Petty R. J.— Phys. Rev., 1969, 185, p. 1568.
49. Serber R.— Phys. Rev., 1947, 72, p. 1008.
50. Ахиезер А. И., Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1040.
51. Glauber R. J.— Phys. Rev., 1955, 100, p. 242.
52. Ситенко А. Г., Бережной Ю. А.— ЖЭТФ, 1958, 35, с. 1289.
53. Ситенко А. Г.— УФН, 1959, 67, с. 377.
54. Ситенко А. Г.— УФЖ, 1959, 4, с. 152.
55. Glauber R.— In: Lectures in theoretical physics/Ed. W. E. Brittin, L. G. Dunham. New York: Intersci. Publ. Inc., 1959, 1, p. 315.
56. Ситенко А. Г.— Вестн. АН УССР, 1971, 12, с. 9.
57. Ситенко А. Г.— ЭЧАЯ, 1973, 4, с. 546.
58. Sitenko A. G.— Fortschritte der Physik, 1974, 22, p. 453.
59. Глаубер Р.— УФН, 1971, 103, с. 641.
60. Joachain C. J., Quigg C.— Rev. Mod. Phys., 1974, 46, p. 279.
61. Ситенко А. Г.— ЖЭТФ, 1962, 43, с. 319.
62. Бельный С. З.— ЖЭТФ, 1956, 30, 983; 1957, 33, с. 1248.
63. Гришин В. Г., Саумов И. С.— ЖЭТФ, 1957, 33, с. 1051.
64. Ukhazov G. D., Belostotsky S. L., Vorobuov A. A.— Phys. Repts, 1978, 42С, p. 89.
65. Franco V.— Phys. Rev., 1972, С6, p. 748.
66. Sysz W., Lesniak L.— Phys. Lett., 1967, 24В, p. 227.
67. Bassel R., Wilkin C.— Phys. Rev., 1968, 174, p. 1179.
68. Starodubsky V. E., Domchenkov D. A.— Phys. Lett., 1972, 42В, p. 319.

69. *Palevsky H. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1967, 18, p. 1200.
70. *Bertini R. et al.*— Phys. Lett., 1973, 45B, p. 119.
71. *Baker S. D. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1974, 32, p. 839.
72. *Tekou A.*— Preprint ICTP 72/29, Trieste, p. 1972.
73. *Ситенко А. Г.*— Проблемы современной теоретической физики.— Киев: Наук. думка, 1982.
74. *Грибов В. Н.*— ЖЭТФ, 1969, 56, с. 892.
75. *Гурвиц С. А., Маринов М. С.*— ЯФ, 1971, 14, с. 120.
76. *Good M. L., Walker W. D.*— Phys. Rev., 1960, 120, p. 1857.
77. *Карманов В. А., Кондратюк Л. А.*— Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 451.
78. *Kölbig K. S., Margolis B.*— Nucl. Phys., 1968, B6, p. 85.
79. *Тарасов А. В.*— ЭЧАЯ, 1976, 7, с. 774.
80. *Czyz W., Zielinski M.* Preprint INT-1086/PH, Krakow, 1980.
81. *Николаев Н. Н.*— ЖЭТФ, 1981, 81, с. 814.
82. *Копелиович Б. З., Липидус Л. И.*— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с. 664.
83. *Miettinen H. I., Pumplin J.*— Phys. Rev., 1978, D18, p. 1696.
84. *Николаев Н. Н.*— УФН, 1981, 134, с. 369.
85. *Фейнберг Е. Л.*— УФН, 1980, 132, с. 255.

**АТОМНЫЕ ЯДРА
НА ГРАНИЦАХ СТАБИЛЬНОСТИ
И ИХ ПРЕВРАЩЕНИЯ**

Число известных изотопов атомных ядер приближается в настоящее время к двум тысячам. Из них несколько сотен (примерно 300) являются абсолютно устойчивыми и относятся к самым обычным ядрам, имеющимся в природе. Остальные ядра распадаются и обладают конечным временем жизни. Если время жизни нестабильного ядра много больше характерного ядерного времени — 10^{-22} с (по порядку величины оно равно периоду обращения нуклона в ядре: 10^{-13} см / 10^9 с, где 10^{-13} см — размер ядра, а 10^9 см/с — скорость нуклона в ядре), то для многих приложений ядерной физики это ядро можно рассматривать как устойчивое. Его внутренняя структура будет определяться теми же законами, что и структура абсолютно устойчивых ядер, нестабильность не будет сказываться на ходе ядерных реакций и т. д. Расчеты показывают, что еще около 6 000 таких ядер с большим временем жизни предстоит обнаружить экспериментально. На рис. 1 дана систематизация ядер по их составу. Верхняя левая половина квадрата указывает на метод, которым обнаружено ядро, нижняя правая половина — на метод изучения распада. Ядра, отмеченные символом, находящимся внутри соответствующего квадрата, обнаружены после 1964 г.

Совершенно другая ситуация возникает в случае, когда время жизни ядра становится сравнимым с характерным ядерным временем. Истинно ядерная

нестабильность приводит к появлению новых закономерностей, а зачастую и вообще нельзя говорить о существовании такого быстро распадающегося ядра.

Интерес к ядрам, лежащим на границе стабильности, или «экзотическим» ядрам, непрерывно растет. Этот факт объясняется несколькими причинами. Прежде всего «пограничные» ядра дают уникальную возможность проверки методов расчета и соотношений, развитых для области обычных ядер в новых условиях, для необычного сочетания числа нейтронов и протонов в ядре. Достаточно напомнить, что даже в самых тяжелых ядрах, когда отношение числа нейтронов к числу протонов увеличивается вследствие кулоновского отталкивания протонов, это отношение не превышает 1,6 (для ^{238}U), в то время как для легкого пограничного изотопа ^8He это отношение равно трем. Как правило, оказывается, что ядра, лежащие на границе стабильности, являются более устойчивыми, чем это предсказывается стандартными расчетами.

В то же время ядра, лежащие на границе стабильности, испытывают необычные превращения. Некоторые из них, например испускание запаздывающих протонов с заселением аналоговых состояний дочерних ядер [1, 2], широко используются в ядерно-физических исследованиях, другие, как, например, двупротонная радиоактивность, предсказаны [3], но пока экспериментально не обнаружены.

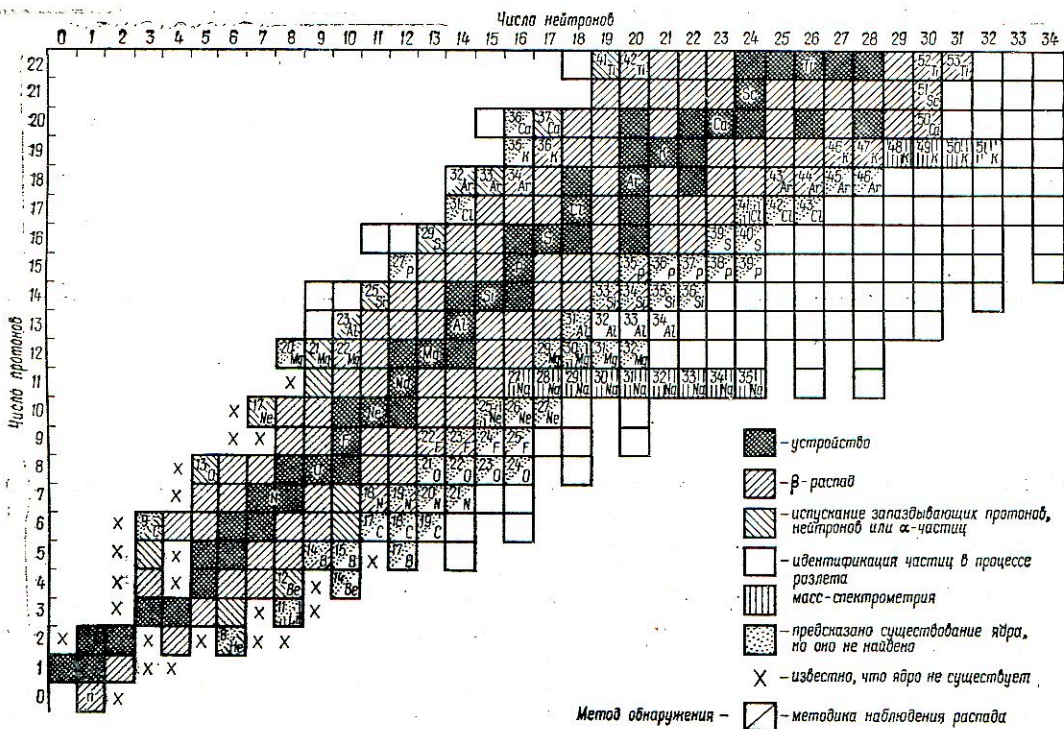


Рис. 1. Таблица ядер [44].

Наконец, в дополнение к принципиальному значению, которое пограничные ядра имеют для ядерной физики, для астрофизиков, исследующих « γ »-процесс образования ядер, очень важна информация об энергиях связи нейтронов. « γ »-Процесс происходит в звездах, когда поток нейтронов настолько велик, что характерное время для радиационного захвата нейтрона (n, γ) намного меньше, чем время β -распада. Таким образом, пока не уменьшается поток, ядра захватывают столько нейтронов, сколько смогут. Затем происходит β -распад. Для того чтобы рассчитать « γ »-процесс, необходимо знать энергии связи нейтронов для очень сильно нейтроноизбыточных ядер.

Общая характеристика типов нестабильностей атомных ядер. В области легких и средних ядер имеются три основных типа нестабильностей: нестабильность к излучению γ -квантов, нестабильность к β -распаду, т. е. к испусканию электрона или позитрона (β^\pm -распад) или к захвату ядром электрона из электронной оболочки

(K -захват), и, наконец, нестабильность, связанная с возможностью испускания из ядра тяжелой частицы (протон, нейтрон, α -частица и т. д.). Только в последнем из названных выше случаев распад нестабильного состояния может происходить «мгновенно» даже в таких масштабах времени, мерой которых служит характерное ядерное время 10^{-22} с. Время жизни возбужденных состояний ядер по отношению к испусканию γ -квантов относительно велико: $t_\gamma > 10^{-18}$ с. Как известно, β -распад вызывается слабым взаимодействием, поэтому скорость этого процесса несравненно меньше: для бета-активных ядер $t_\beta > 10^{-3}$ с.

Таким образом, при отсутствии каких-либо факторов, сильно задерживающих распад с испусканием тяжелых частиц, в случае нуклонно- (или ядерно-) нестабильных состояний, неустойчивых ко всем трем названным видам распада, преобладает испускание нуклонов.

Для нуклонно- (или ядерно-) стабильных состояний, из которых рас-

пад с испусканием нуклонов энергетически запрещен и может происходить лишь излучение γ -квантов или β -распад, как правило, преобладает γ -излучение. Лишь в отсутствие других вариантов распада (или при очень сильном торможении их скорости) основную роль в превращении неустойчивых ядерных состояний начинает играть β -распад.

И при нуклонной нестабильности возможно продолжительное существование атомных ядер. Как известно, наличие кулоновского барьера определяет возникновение четырех видов радиоактивности: α -распада, спонтанного деления, протонной радиоактивности, двупротонной радиоактивности. Во всех этих случаях ядра, даже в основном своем состоянии энергетически неустойчивые к соответствующему виду распада с испусканием тяжелых частиц, существуют тем не менее весьма долгое время не только в ядерных масштабах, но и по сравнению со временем жизни возбужденных состояний ядер, образующихся в ядерных реакциях. Более того, имеется много изотопов, энергетически неустойчивых к α -распаду или спонтанному делению, но характеризующихся вследствие наличия кулоновского барьера неизмеримо малой скоростью распада, т. е. фактически вполне стабильных и ничем, таким образом, не отличающихся от изотопов, для которых распад с испусканием тяжелых частиц совсем невозможен по соображениям энергетики.

В то же время известны и такие случаи, когда кулоновский барьер лишь весьма слабо «сдерживает» готовое развалиться нуклононестабильное ядро и распад оказывается относительно медленным лишь в ядерных масштабах времени, но весьма быстрым, «мгновенным» по сравнению со временем радиоактивного распада; таковы, например, распад протононестабильного в основном состоянии ядра ${}^9\text{Be}$ ($t = 10^{-18}$ с), уже не причисляемого к числу радиоактивных изотопов, или испускание подбарьерных протонов составными ядрами или продуктами β -распада.

В настоящее время принята следующая

классификация нестабильной ядерной системы по времени жизни:

1) $t > 10^{-12}$ с — в этом случае ядра называются радиоактивными;

2) 10^{-12} с $> t > 10^{-22}$ с — этому случаю соответствуют квазистационарные состояния ядер;

3) $t \sim 10^{-22}$ с — при таком времени жизни ядро как таковое не существует.

Оценка масс ядер, лежащих на границе стабильности. Для того чтобы предсказывать различные явления, сопровождающие превращения экзотических ядер, необходимо оценить их дефект масс. В принципе, эти неизвестные массы могут быть получены с помощью использования полуэмпирических формул, представляющих собой развитие известной формулы Вейцзекера с учетом положений оболочечной и обобщенной моделей ядра. На подобных формулах основаны весьма полезные таблицы масс атомных ядер (см., например, [4]). Однако эти таблицы, основанные на данных об обычных ядрах, дают, естественно, большие ошибки при далекой экстраполяции к границам стабильности. Заметно лучшие результаты получают с помощью формул, позволяющих сопоставить свойства различных изотопических мультиплетов с учетом предсказаний оболочечной модели. Такие формулы, развитые Гарви и Кельсоном [5, 6], используются достаточно широко. В то же время во многих случаях дефекты масс пограничных ядер и другие полезные оценки могут быть получены на основе простых соотношений, следующих из изотопической инвариантности ядерных сил. Идеи изотопинвариантности получили наиболее полное развитие в работах [3, 7] и предвосхитили более поздние варианты формул Гарви — Кельсона.

Приведем пример [8] использования таких простых соотношений для получения информации об особенностях β^+ -распада нейтронодефицитных ядер. (Сравнение различных формул для оценки масс легких и промежуточных ядер, лежащих на границе стабильности, содержится, например, в монографии [9].)

В случае, когда кулоновское взаимодействие между протонами в ядре можно рассматривать как возмущение по сравнению с изотопически инвариантным ядерным взаимодействием, полная энергия ядра (Z, N) разбивается на сумму трех слагаемых:

$$c_Z^2 M_N^A = E^A(T) + E_k(Z, N) + c^2(Nm_n + Zm_p), \quad (1)$$

где m_n и m_p — соответственно массы нейтрона и протона; E_k — энергия кулоновского взаимодействия между протонами в ядре, а $E^A(T)$ — та часть энергии связи, которая обусловлена ядерным, изотопически инвариантным взаимодействием между нуклонами. Благодаря зарядовой инвариантности ядерных сил $E^A(T)$ зависит только от A (полного числа нуклонов в ядре) и от изоспина T основного состояния рассматриваемого ядра. (Напомним, что наименьшее значение T для данного ядра равно $T_{\min} = |(N - Z)/2|$ и соответствует, как правило, основному, т. е. наиболее устойчивому состоянию ядра.) Эта часть полной энергии ($E^A(T)$) не изменяется при переходе от ядра (Z_1, N_1) к изотопически сопряженному ядру (N_1, Z_1) , например при переходе от ядра ^{14}C к ядру ^{14}O . Последний член в (1) известен. Ему соответствует дефект масс в шкале ^{12}C : $(N \cdot 8,074 + Z \cdot 7,288)$ МэВ. Второй член в формуле (1) для кулоновской энергии — в настоящее время также известен достаточно хорошо. С хорошей точностью можно оценить кулоновскую энергию, рассматривая ядро как равномерно заряженную сферу радиуса $R = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1,44$ Ферми,

$$E_k(Z, N) = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} = Q \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \approx 0,6 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \text{ МэВ}. \quad (2)$$

Полная энергия β^+ -распада ядра ${}_Z M_N^A(T') \rightarrow {}_{Z-1} M_{N+1}^A(T)$ может быть тогда представлена в виде

$$Q_{\beta^+} = E^A(T') - E^A(T) + E_k(A, Z) - E_k(A, Z-1) - c^2(m_n - m_p) = \Delta T' T + 2Q \frac{Z-1}{A^{1/3}} - c^2(m_n - m_p). \quad (3)$$

Если дочернее ядро образуется в так называемом аналоговом (материнском) состоянии, которое представляет собой соседнюю компоненту того же, что и материнское ядро, изоспинового мультиплетета, т. е. $E^A(T') = E^A(T)$, то $\Delta T' T = 0$, и энергия β^+ -распада

$$(Q_{\beta^+})_{\Delta T=0} = 2Q \frac{Z-1}{A^{1/3}} - c^2(m_n - m_p) \approx 1,2 \frac{Z-1}{A^{1/3}} - 0,78 \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Пространственные части волновых функций аналоговых состояний полностью совпадают друг с другом, сами эти состояния получаются заменой одного из протонов в ядре на нейтрон без какой-либо дополнительной перестройки ядерной волновой функции. Поэтому β^+ -переходы между аналоговыми состояниями характеризуются особенно большой вероятностью: $\log ft = 3 \div 3,5$ и называются «сверхразрешенными». Простейшим примером сверхразрешенных переходов является β^+ -переход между зеркальными ядрами, например $^{13}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_6\text{C}$. В соответствии с (4) величина $(Q_{\beta^+})_{\Delta T=0}$ становится положительной, начиная с B^9 . Точность формул типа (4) обычно порядка 100 кэВ. Точность экстраполяционных, полуэмпирических формул для масс удаленных ядер обычно на порядок величины хуже. Поэтому во всех случаях, когда для предсказания свойств неоткрытых ядер или анализа данных эксперимента можно привлечь непосредственные следствия изотопической инвариантности, этот путь следует считать предпочтительным.

Некоторые моды распада ядер, удаленных от области стабильности. Испускание запаздывающих протонов.

Если рассмотреть атомные ядра с $Z > N$ (с числом протонов, превышающим число нейтронов), то легко увидеть, что пороги испускания протонов лежат очень низко. Прежде всего это объясняется кулоновским отталкиванием протонов в ядре. Так, ядро ^9B нестабильно к испусканию протонов из основного состояния, в ядре ^{13}N энергия связи протонов около двух МэВ

и т. д. Поэтому после β^+ -распада материнских ядер с $T_Z = -3/2$, характеризующихся большой энергией распада, энергетически возможно заселение большого числа возбужденных состояний дочернего ядра (в том числе возможен и сверхразрешенный распад в аналоговое состояние, как это показано выше). Затем из этих состояний происходит достаточно быстрое испускание протонов. Схема подобного распада показана на рис. 2. Описанное выше явление получило название «испускание запаздывающих (на время β^+ -распада) протонов» и открыто в Дубне в 1962 г. [10] при облучении никелевой фольги ускоренными ионами ^{20}Ne . Практически одновременно велись эксперименты группой Белла в Макгиллском университете (Канада). В 1963 г. эта группа выступила с сообщением о наблюдении излучателей запаздывающих протонов среди легких элементов [11].

К настоящему времени открыто более полусотни излучателей запаздывающих протонов с достоверной идентификацией Z и A . Теперь это весьма эффективное средство получения информации о структуре ядра (см., например, [12]). Здесь нам хотелось бы подробнее рассмотреть интересный и предсказанный еще в 1962 г. [1] случай сверхразрешенного β^+ -распада ядер с $T_Z = 3/2$ с последующим испусканием протонов.

По формуле (4) легко оценить энергию такого β^+ -распада и затем энергию возбуждения аналогового состояния в дочернем ядре. В легких ядрах эти энергии возбуждения изменяются от 15 до 5 МэВ с увеличением массового числа и лежат, как правило, заметно выше порога испускания протонов. Таким образом, полной энергии β -распада достаточно для сверхразрешенного β^+ -распада с последующим испусканием протонов из аналогового состояния (все типичные энергетические соотношения пояснены на рис. 2).

Однако энергия сверхразрешенного перехода (согласно формуле (4)) составляет лишь небольшую долю от полной энергии β^+ -распада. Зависи-

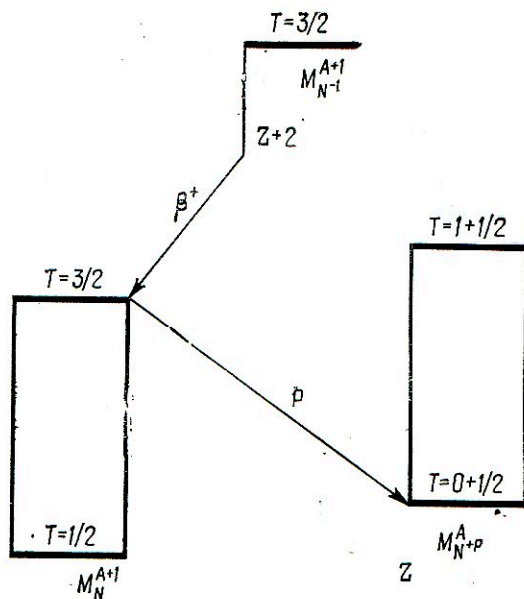


Рис. 2. Схема β -распада нейтронодефицитных ядер с образованием аналоговых состояний дочерних ядер и последующим запрещенным по изоспину распадом с испусканием протонов.

мость вероятности β^+ -переходов от энергии очень сильная, примерно E^{5-7} , где E — полная энергия распада, поэтому такие переходы заметны для самых легких ядер и составляют существенную долю полных вероятностей β^+ -распада для $A \sim 40$ (около 50%) только благодаря подобию волновых функций в дочернем и материнском ядрах. В аналоговом состоянии взаимодействие нуклонов такое же, как и в материнском, из которого произошел распад; единственное различие состоит в замене протона нейтроном. Далее можно думать, что протонный распад из высоколежащего аналогового состояния будет происходить очень быстро, практически за ядерные времена. Однако этот распад в нижние состояния внучатого ядра должен происходить с нарушением изоспина (распад в состояния с $T=1$ энергетически закрыт (см. рис. 2)). Действительно, изоспин аналогового состояния равен $3/2$, $T_Z = 1/2$, у внучатого ядра изоспин $T=0$, $T_Z=0$, изоспин протона равен половине, т. е. если бы взаимодействие протонов и нейтронов в ядре было в точ-

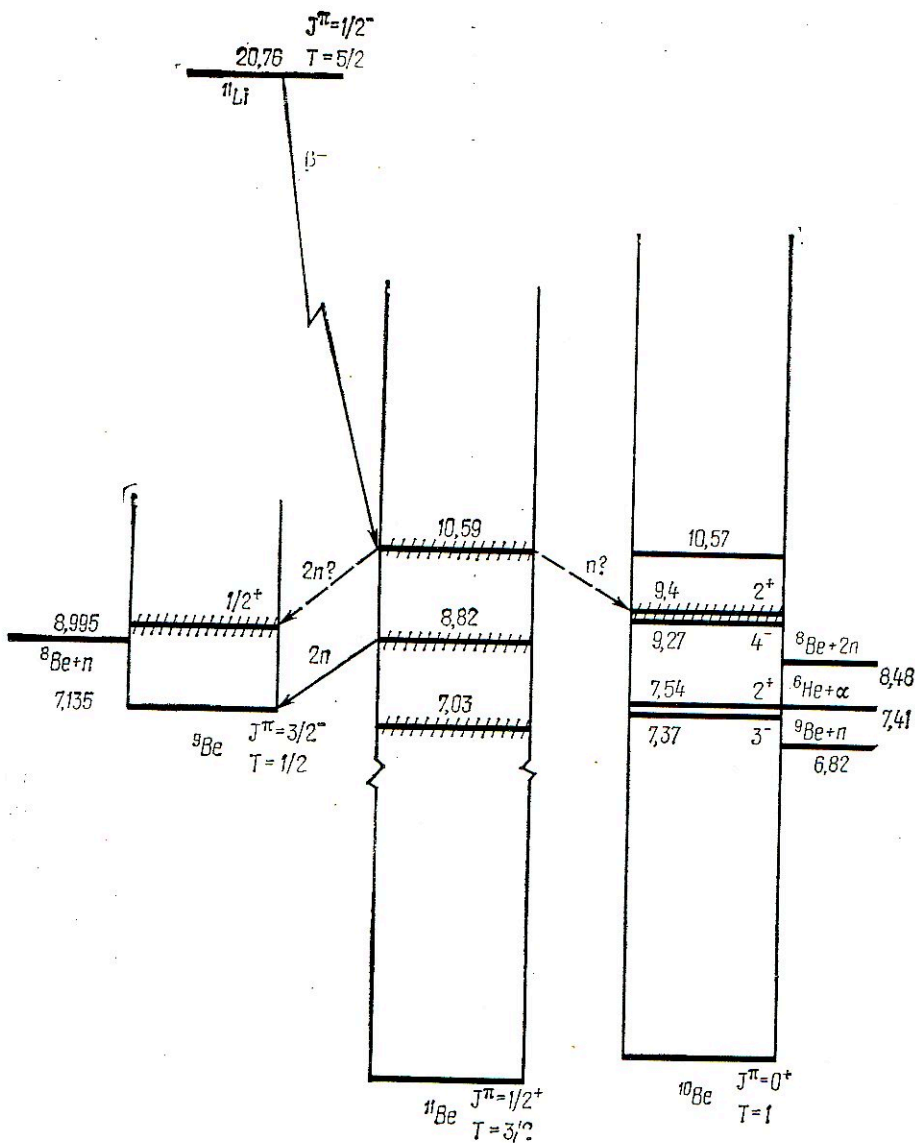


Рис. 3. Схема β -распада ядра ^{11}Li (полученная различными авторами) с последующим испусканием одного, двух или трех нейтронов.

ности одинаковым, такой распад вообще не мог бы произойти. В результате кулоновского взаимодействия ядерные волновые функции немного смешаны по изоспину (обычная примесь около процента) и этого достаточно, чтобы протонный распад из аналогового состояния был гораздо вероятнее γ -излучения, однако ширина уровня оказывается очень малой, примерно на три порядка меньше, чем это было бы в

отсутствие запрета по изоспину*. Таким образом, в спектре запаздывающих протонов появляются узкие интенсивные пики, соответствующие рас-

* В пионерской работе [13] Я. Б. Зельдович рассмотрел обратный процесс — не распад, а заселение состояний с $T = 3/2$ в резонансной реакции: нуклон плюс ядро с изоспином, равным нулю. Он показал, что вероятность процесса будет большой, а запрет скажется на ширине состояния с $T = 3/2$.

паду аналоговых состояний. Исследование рассмотренных процессов позволяет идентифицировать аналоговые состояния и по их энергетическому расположению находить массы протоноизбыточных ядер, а также определять степень нарушения изотопической инвариантности в атомных ядрах.

Испускание запаздывающих пар нуклонов. В 1960 г. предсказано [3, 7] наряду с новым видом радиоактивности — двупротонной радиоактивности — испускание β^- -запаздывающих нейтронных пар. Принципиальная возможность таких видов распада парами нуклонов является следствием эффекта спаривания нуклонов в ядрах. Недавно впервые удалось наблюдать испускание β^- -запаздывающих нейтронных пар на примере ${}^{11}\text{Li}$ [14], а затем и ряда изотопов натрия ${}^{30,31,32}\text{Na}$ [15].

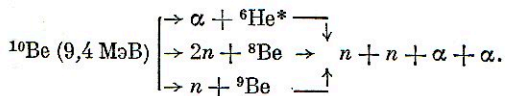
Ядерно-стабильное ядро ${}^{11}\text{Li}$, испытывающее β^- -распад с периодом 8,5 с и энергией β^- -распада $Q_\beta = 20,7$ МэВ, дает идеальные возможности для исследования испускания запаздывающих групп нейтронов (рис. 3). Порог распада дочернего ядра ${}^{11}\text{Be}$ на ${}^9\text{Be}$ и два нейтрона лежит довольно низко — 7,315 МэВ, а порог распада на три нейтрона и две α -частицы (или ${}^8\text{Be}$ в основном состоянии) примерно 8,9 МэВ. На масс-сепараторе «Isolda» оказалось возможным получение достаточного числа ядер ${}^{11}\text{Li}$ для изучения запаздывающего испускания групп нейтронов методом совпадений [16].

В результате проведенных измерений оказалось, что соотношения между различными видами испускания запаздывающих нейтронов следующие: $P_{1n} = (82 \pm 7)\%$, $P_{2n} = (3,9 \pm 0,5)\%$ и $P_{3n} = (1,8 \pm 0,2)\%$, причем по виду спектра парных совпадений основная доля испущенных нейтронных пар связана с заселением уровня 8,82 МэВ в ${}^{11}\text{Be}$ и последующим распадом с испусканием двух нейтронов в основное состояние ${}^9\text{Be}$. Следует отметить, что найденные соотношения в существенной мере определяются специфической структурой ядерных состояний. Действительно, попробуем оценить относительную вероятность запаздывающего испускания пары нейтронов. Прежде

всего следует учесть, что состояния ${}^{11}\text{Be}$, из которых может идти распад с двумя нейтронами, лежат заметно выше порога распада с одним нейтроном. Поскольку квантовые характеристики большинства состояний неизвестны, можно грубо оценить соответствующие вероятности β^- -переходов по пороговой энергии β^- -распада: $P_{2n}/P_{1n} \approx (E_{2n}/E_{1n})^5 \approx 0,1$ (зависимость скорости β^- -распада от энергии E резкая, как E^{5-7}). Далее мы должны принять во внимание, что из состояния 8,82 МэВ в ${}^{11}\text{Be}$ (самого низколежащего состояния, из которого возможно испускание пары нейтронов) испускание одиночных нейтронов с заселением шести нижних состояний ${}^{10}\text{Be}$ энергетически более выгодно, чем испускание пары нейтронов в основное состояние ${}^9\text{Be}$: одиночные нейтроны будут иметь большую кинетическую энергию, чем суммарная энергия пары. Однако, как видно из приведенных выше вероятностей различных мод испускания нейтронов, из состояния 8,82 МэВ, главным образом, испускается нейтронная пара. Этот результат находится в соответствии с данными о реакции ${}^9\text{Be}(t, p)_*$, в которой передается пара нейтронов ядру ${}^9\text{Be}$. В этой реакции интенсивно возбуждается состояние 8,82 МэВ ядра ${}^{11}\text{Be}$. Таким образом, только специфика ядерной структуры рассматриваемого состояния обеспечивает заметную вероятность пропускания пары нейтронов. Безусловно, следует считать удивительной наблюденную большую относительную вероятность испускания трех нейтронов. Действительно, гипотеза авторов работы [16] о связи испускания трех нейтронов с распадом ядра ${}^{11}\text{Be}$ из того же состояния 8,82 МэВ в возбужденное состояние ${}^9\text{Be}$ (1,68 МэВ) с двумя нейтронами и с последующим распадом, с испусканием нейтрона нестабильного состояния ${}^9\text{Be}$ представляется неверной. Номинальные значения энергии возбуждения уровня 8,82 МэВ в ${}^{11}\text{Be}$ и уровня 1,68 МэВ в ${}^9\text{Be}$ таковы (см. рис. 3), что энергетически распад в возбужденное состояние ${}^9\text{Be}$ двумя нейтронами возможен только за счет конечной (≈ 200 кэВ) ширины обоих состояний, поэтому факторы

проницаемости для этого распада малы по сравнению с распадом двумя нейтронами в основное состояние ${}^9\text{Be}$. Кроме того, структурные факторы, обеспечивающие большую вероятность распада в основное состояние, соответственно должны подавлять распад в возбужденное состояние.

С нашей точки зрения, единственная возможность объяснения найденной вероятности запаздывающего испускания трех нейтронов ${}^{11}\text{Li}$ связана с заселением другого высоколежащего уровня ${}^{11}\text{Be}$. Этот уровень должен находиться не более чем на 2 МэВ выше по энергии возбуждения ${}^{11}\text{Be}$ уровня 8,82 МэВ, чтобы энергетические множители, определяющие β -распад ${}^{11}\text{Be}$, не слишком отличались от соответствующих значений для уровня 8,82 МэВ. Таким уровнем, возможно, является известное состояние ${}^{11}\text{Be}$ 10,59 МэВ [17]. Далее вылет трех нейтронов может происходить несколькими путями. Вероятен распад двумя нейтронами в возбужденное состояние ${}^9\text{Be}$ с последующим (практически мгновенным) испусканием нейтрона. Кроме того, возможен распад одним нейтроном в возбужденное состояние (9,4 МэВ) ${}^{10}\text{Be}$, и здесь вероятны различные моды распада, приводящие к образованию в конечном состоянии еще двух нейтронов и двух α -частиц:



Какой реально процесс приводит с преобладающей вероятностью к образованию трех нейтронов при β -распаде ${}^{11}\text{Li}$, можно установить по общему энерговыделению в канале тяжелых частиц и по виду спектра нейтронов и α -частиц.

Очень важно отметить, что помимо конкретных сведений о структуре заселенных состояний детальное изучение распада на два нейтрона может дать новые и, возможно, наиболее точные сведения о взаимодействии двух нейтронов — ценность такой информации для ядерной физики очевидна.

Об испускании β^+ -запаздывающих

пар протонов и дважды β^+ -запаздывающих протонов и α -частиц [18].

После того как наблюдалось запаздывающее испускание групп нейтронов, рассматривался вопрос о возможности наблюдения своего рода зеркального процесса — испускания β^+ -запаздывающих протонных пар. Перспективы наблюдения этого процесса могут оказаться более близкими, чем для «чистой» $2p$ -радиоактивности, ибо он должен реализоваться при менее сильном дефиците нейтронов, в области положительной энергии связи пары протонов. Вместе с тем если вылет запаздывающих протонных пар связан с необходимостью туннелирования сквозь потенциальный барьер, то наблюдения энергетической и угловой корреляции двух запаздывающих протонов могут дать (как и при «чистом» двупротонном радиоактивном распаде) сведения о характере взаимодействия между этими протонами в подбарьерной области, где притяжение за счет ядерных сил постепенно сменяется кулоновским отталкиванием.

Из экспериментальных значений и предсказаний масс атомных ядер и энергий разных путей их распада [19] следует возможность существования довольно большого числа β^+ -излучателей запаздывающих протонных пар, для которых вслед за β^+ -распадом, определяющим наблюдаемое время запаздывания, могут происходить конкурирующие между собой процессы испускания протонных пар, одиночных протонов, α -частиц и γ -квантов.

Используя известные значения масс изотопов с $A = 4K - 2$ от ${}^{18}\text{Ne}$ до ${}^{28}\text{Ca}$ [20] и предсказания свойств нейтронодефицитных ядер [4], можно заключить, что излучателями β^+ -запаздывающих пар протонов должны быть ядра с $Z = 2K + 1$ и $A = 2Z - 4$ (при $K = 5 \div 15$), $A = 2Z - 2$ (при $K = 16 \div 19$), $A = 2Z$ (при $K = 20 \div 25$).

При этом из совокупности данных об энергиях возбуждения состояний с более высокими, чем основное, значениями изотопического спина [21], явствует,

что, начиная с ^{58}Co , испускание β^+ -запаздывающих протонных пар становится энергетически возможным даже после сверхразрешенного β^+ -распада ($\Delta T = 0$) с образованием аналогового исходному ядру возбужденного состояния дочернего ядра — $2p$ -эмиттера. Периоды полураспада для таких сверхразрешенных переходов убывают в ряду от ^{58}Co до ^{102}Sb примерно от 120 мс до 10 мс.

Случай последовательного и одностадийного испускания двух протонов при распаде с возбужденного уровня ядра A_Z , энергия которого (E^*) превышает энергию связи двух протонов (S_{2p})

$$AZ^* \rightarrow p + A^{-1}(Z-1)^* \rightarrow p + A^{-2}(Z-2);$$

$$AZ^* \rightarrow 2p + A^{-2}(Z-2),$$

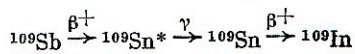
легко различить даже при невозможности их прямого разрешения по времени.

Действительно, при регистрации пар протонов с помощью схем совпадений последовательности испускания двух различных протонов будут отвечать различные линии их энергетических спектров — E_1 и E_2 , причем $E_1 + E_2 = E^* - S_{2p}$ (мы пренебрегаем здесь энергией отдачи ядер), тогда как при одностадийном двупротонном распаде в энергетическом спектре протонов появится гауссовская область сплошного спектра с центром при $1/2 (E^* - S_{2p})$ и характерной шириной, определяемой энергетической корреляцией двух испускаемых протонов [3, 7, 22]. В простейшем случае эта ширина $\Delta E \sim \sqrt{\epsilon_0 (E^* - S_{2p})}$, где $\epsilon_0 \approx 70$ кэВ — энергия виртуального 1S_0 -уровня системы из двух нуклонов. Для таких протонов возникает также определенная угловая корреляция в области порядка $\Delta\theta = \sqrt{\epsilon_0 / (E^* - S_{2p})}$, тогда как последовательное испускание двух протонов должно быть практически изотропным.

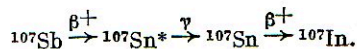
Конкуренция трех вариантов испускания β^+ -запаздывающих заряженных частиц — (β_{2p}^+), (β_p^+) и (β_α^+) — довольно легко поддается полуколичественным оценкам, особенно в тех случаях, когда все эти варианты могут

реализоваться также из изотопически аналогового состояния дочернего ядра. Для осуществления испускания β^+ -запаздывающих заряженных частиц необходимо, конечно, чтобы вылет этих частиц не был задержан кулоновским и центробежным потенциальными барьерами до такой степени, что главным каналом снятия возбуждения дочернего ядра станет испускание γ -квантов, после которого эмиссия протонов и α -частиц станет энергетически невозможной.

Существенно, однако, что и в этом случае открывается возможность наблюдения новых вариантов радиоактивного распада нейтронодефицитных ядер, а именно испускание дважды β^+ -запаздывающих протонов и α -частиц. Начиная с ^{38}Ca , перечисленные выше изотопы — вероятные $2p$ -эмиттеры из возбужденных состояний, становятся в своих основных состояниях β_p^+ -излучателями запаздывающих протонов (см. обзоры [12, 23, 24]), а начиная с ^{58}Zn — также и β^+ -излучателями запаздывающих α -частиц. Испускание протонов и α -частиц после цепочек из двух последовательных актов β^+ -распада может осуществляться и для гораздо более тяжелых, чем упомянутые выше, изотопов. Примерами могут служить цепочки распадов:



или



В случае ^{107}In можно ожидать протекающих с достаточно малыми измеряемыми скоростями протонного и α -радиоактивных распадов возбужденных ядер, образующихся вследствие двух предшествующих актов β -распада. Как известно, до настоящего времени наблюдался лишь один случай протонной радиоактивности возбужденных ядер — распад изомера ^{53}Co [25, 26]. Рассмотренный механизм существенно расширяет круг подобных возможностей.

Радиоактивные распады с испусканием протонов. В рассмотренном

выше процессе испускания запаздывающих протонов задержка эмиссии протонов (или протонных пар) определяется характерным временем предшествующего β^+ -распада, само же испускание подбарьерных протонов ядрами — продуктами β^+ -распада — происходит в радиоактивных масштабах мгновенно, т. е. со временем жизни, соизмеримым с продолжительностью существования возбужденного компаунд-ядра в ядерных реакциях.

Протонная и двупротонная радиоактивности представляют собой новые типы элементарных актов радиоактивного распада ядер; это еще два вида самопроизвольной трансмутации химических элементов, дополняющих три хорошо известные: α -распад, β -распад и спонтанное деление. Известен только один (рассмотренный ниже) случай радиоактивного распада протонами, правда, из возбужденного состояния ядра [25, 26]; двупротонная радиоактивность ядер пока вообще экспериментально не исследована.

Протонная радиоактивность. Предположения о возможности вылета одиночных протонов при радиоактивном распаде ядер высказывались еще в 1914—1919 гг., т. е. в те времена, когда даже не существовало самого термина «протон». Подробная история вопроса содержится в работах [22, 29]. В монографиях [9, 10] содержатся детальные указания на способы оценки масс ядер, способных испытывать протонный распад, и их времен жизни. Задержка вылета протонов оценивается по влиянию на распад кулоновского и центробежного барьеров.

В работе [22] дана сводка данных об энергиях протонного распада изотопов нечетных элементов от натрия до франция ($Z = 11 \div 87$). Вследствие большой скорости протонного распада весьма сомнительно существование протонной радиоактивности легких ядер. В свое время Джелепов [28] указывал на то, что в области $Z < 20$ можно рассчитывать на существование примерно лишь одного радиоактивного ядра. Учитывая неточность оценок энергии распада и роли центробежного барьера,

нельзя, правда, исключить возможность того, что $\tau > 10^{-12}$ с для ^{19}Na , ^{26}P и ^{34}K . Сложность поисков протонной радиоактивности легких ядер усугубляется еще тем, что измеримым временам протонного распада здесь отвечают слишком малые энергии протонов, которые трудно регистрировать. Поэтому более перспективными представляются поиски среди более тяжелых ядер, особенно в области $Z > 50$, впервые проанализированной для однопротонного распада В. А. Карнауховым и Г. М. Тер-Акопяном [12, 29]. В этой области с протонным распадом конкурирует уже не только испускание позитронов, но и α -распад, однако в ряде случаев [23] должна преобладать именно протонная радиоактивность.

Сказанное о быстром вылете запаздывающих протонов отнюдь не означает принципиальной невозможности протонного распада метастабильных (изомерных) состояний ядер, в том числе и тех, которые в основном состоянии протонноустойчивы. Так, например, для ряда нечетных по A ядер при Z или $N = 43 \div 49$, (основному состоянию соответствует оболочка $g_{7/2}$) известны возбужденные на сотни килоэлектрон-вольт изомерные ($p_{1/2}$)-уровни, для которых преобладает β -распад или электронный захват, а не γ -переход в основное состояние. Можно поэтому предполагать, что испускание протонов, а иногда и конкурирующие с ним β^+ -переходы будут основными способами распада изомеров таких ядер, как ^{86}Tc , 90 (или 91) Rh , 94 (или 95) Ag , 99 (или 100) In . К тому же при испускании протонов с ($p_{1/2}$)-уровней здесь будет сказываться практически лишь кулоновский барьер, тогда как на парциальное время жизни основных состояний названных элементов должен существенно влиять и центробежный барьер.

Благодаря такому влиянию сопоставление времен жизни «протонных изомеров» и протоннорадиоактивных в основном состоянии ядер может дать весьма ценную информацию о характере заполнения протонных уровней. Кроме того, при чисто кулоновском барьере скорость протонного распада (за-

висящая от радиусов ядер и позволяющая поэтому определять эти радиусы) будет изменяться при переходе от сферических к деформированным ядрам. Между тем многие, ожидаемые протонно-радиоактивными, ядра должны принадлежать как раз к числу несферических, и поэтому наблюдение скорости их распада явится новым источником сведений о деформации ядер. Вся эта информация может быть получена гораздо надежнее при протонном распаде, чем при α -распаде, поскольку в первом случае распад, очевидно, одночастичный и не требуется сложного учета факторов формирования α -частиц в ядре. Таким образом, очевидны интерес и важность будущих опытов по исследованию протонной радиоактивности.

Протонная радиоактивность ^{53}Co . В 1970 г. обнаружен протонный распад из изомерного состояния изотопа кобальта ^{53m}Co [25, 26]. Это ядро получено в реакции $^{54}\text{Fe}(p, 2n)$ при энергии протонов 35 МэВ. Период полураспада протонной активности оказался равен 0,25 с и энергия протонов $E_p = 1,59 \pm 0,03$ МэВ. По виду функции возбуждения и отсутствию совпадений обнаруженной протонной активности с позитронами стало ясно, что действительно найдена протонная радиоактивность, а не запаздывающие протоны. Протонный распад идет из возбужденного состояния с большим спином $19/2$ в основное состояние ^{52}Fe со спином 0^+ . Таким образом этот распад задерживается кулоновским и центробежным барьером. С протонным распадом конкурирует сверхразрешенный β^+ -распад в зеркальное состояние ^{53}Fe . В основном нестабильное состояние ^{53}Co и распадается путем β^+ -распада; доля протонного распада всего 1,5%. Если бы можно было «выключить» β^+ -распад и испускание протонов было бы единственно возможным способом распада, то период полураспада был бы равен 17 с, т. е. более чем на двадцать порядков превысил временной масштаб, характерный для обычных ядерных процессов. Если учесть барьерные факторы, то период полу-

распада ожидался бы порядка $6 \cdot 10^{-8}$ с. Оставшийся множитель $\sim 3 \cdot 10^8$ связан с чрезвычайно малой одночастичной примесью в состоянии, из которого ^{53}Co испытывает распад, т. е. метастабильное состояние ^{53m}Co и зеркальное состояние ^{53}Fe характеризуются удивительно «чистой» конфигурацией ($f_{1/2}$) [3]. Примеры таких сильных запретов, связанных со структурой состояний, исключительно редки в ядерной физике.

Двупротонная радиоактивность. Протонная радиоактивность еще не исчерпывает всех мыслимых путей самопроизвольных превращений элементов. Спаривание протонов в атомных ядрах приводит к возможности двупротонной радиоактивности. Рассмотрим это.

Идея о двупротонной радиоактивности была высказана В. И. Гольданским в 1960 г. Пусть энергия присоединения к ядру $Z = 2m M_N^A$ следующего нечетного протона (иными словами, энергия связи протона в ядре $Z = 2m+1 M_N^{A+1}$) равняется $B_{p\text{нечет}}$. Благодаря выигрышу энергии при спаривании протонов энергия присоединения еще одного четного протона (т. е. энергия связи протона в ядре $Z = 2m+2 M_N^{A+2}$) $B_{p\text{чет}}$ оказывается, как правило, больше, чем $B_{p\text{нечет}}$, несмотря на действующее в противоположную сторону возрастание кулоновской энергии отталкивания протонов. Пренебрегая этим изменением кулоновской энергии, будем определять энергию спаривания протонов $E_{\text{спарив}}$ как разность $B_{p\text{чет}(2m+2)} - B_{p\text{нечет}(2m+1)} = E_{\text{спарив}} > 0$ (обычно $E_{\text{спарив}} \approx 2$ МэВ).

Очевидно, что энергия связи двух протонов в ядре $Z = 2m+2 M_N^{A+2}$ равна $B_{2p} = B_{p\text{чет}} + B_{p\text{нечет}} = 2B_{p\text{чет}} - E_{\text{спарив}} = 2B_{p\text{нечет}} + E_{\text{спарив}}$, так что при $B_{p\text{нечет}} < 0$, т. е. при $B_{p\text{чет}} < E_{\text{спарив}}$ оказывается легче оторвать от четного по Z ядра сразу пару протонов, чем лишь один «четный» протон. Если же $B_{p\text{чет}} < 1/2 E_{\text{спарив}}$ (иными словами, энергия распада нечетного по Z ядра $Q_{p\text{нечет}} = -B_{p\text{нечет}} > 1/2 E_{\text{спарив}}$), то возникает

энергетическая неустойчивость четных по Z ядер к распаду с испусканием двух протонов сразу — энергия двухпротонного распада $Q_{2p} = -B_{2p} > 0$, тогда как энергия связи одного «четного» протона может еще оставаться положительной: $0 < B_p^{\text{чет}} < 1/2 E_{\text{спарив}}$. Ядро ${}^6\text{Be}$ — это первый пример ядра, существование которого оказывается невозможным вследствие двухпротонной неустойчивости.

В случае двухпротонного распада переход от предположения о нестабильности ядер к рассмотрению возможной их радиоактивности оказывается, однако, несколько сложнее, чем для тривиального однопротонного распада. Дело в том, что двухпротонная радиоактивность является задачей трех тел с тремя попарными кулоновскими взаимодействиями или — в пренебрежении кулоновским pp -взаимодействием — задачей о прохождении сразу двух протонов сквозь окружающий ядро потенциальный барьер. Как сказывается при таком прохождении обмен энергией между протонами, их спаривание или деспаривание под потенциальным барьером, как в результате этого энергия $2p$ -распада связана со временем жизни двухпротонно-неустойчивых ядер? Только ответив на эти вопросы, можно было прийти к определенным выводам о возможности самого существования двухпротонной радиоактивности и о такой наиболее важной ее характеристике, как энергетическая корреляция протонов.

Это и было сделано в работах [3, 7]. Сопоставление энергий спаривания со скоростями туннельного проникновения «дипротона» как целого или независимо двух протонов привело к выводу о том, что для изотопов с четными Z даже при еще положительной энергии связи одного протона может возникнуть нестабильность к одновременному испусканию двух протонов, как это наблюдается, например, для ${}^6\text{Be}$. Но в силу наличия кулоновского барьера такая нестабильность может привести к двухпротонной радиоактивности ряда изотопов, стабильных по отношению к протонному и к α -распаду. Энергетическая корреляция при $2p$ -распаде

должна возникать как прямое следствие туннельного прохождения протонов сквозь потенциальный барьер.

В. И. Гольданским в цикле работ развита детальная теория явления двухпротонной радиоактивности [30—34]. Рассмотрены методы оценки масс далеких протоноизбыточных ядер, своеобразные энергетические и угловые корреляции, которые должны сопровождать двухпротонный распад и, наконец, дан обзор возможных $2p$ -радиоактивных ядер и указаны способы их получения. Рассмотрим только отдельные аспекты проблемы.

В случае $2p$ -неустойчивых ядер естественно возникает вопрос, что более вероятно — вылет двух протонов, как того с половиной общей энергии распада, или вылет спаренного «дипротона». Учет только кулоновского барьера не приводит к неожиданным результатам: оба вида распада ожидаются со сравнимыми вероятностями и преобладание определенного вида должно быть связано с особенностями структуры конкретного ядра. Ситуация существенно изменяется при учете центробежного барьера: в этом случае возможно прохождение протонной пары через барьер с моментом, равным нулю. Спаривание испускаемых из ядра частиц приводит к двум эффектам: 1) увеличению проницаемости барьера по сравнению с прохождением сквозь него двух независимых частиц; 2) «сдерживанию» барьером виртуального синглетного состояния пары нуклонов на довольно больших расстояниях (почти до 10^{-11} см), а отсюда — возникновению усиления угловой корреляции частиц. Приведем численный пример — гипотетический двухпротонный распад ядра ${}^{58}\text{Ge}$, для которого энергия распада $Q \approx 1,1$ МэВ и $l = 3$. Радиус ядра ${}^{58}\text{Ge} \approx 6,8 \cdot 10^{-13}$ см. Радиус, на котором ожидается разрыв пары $\approx 8 \cdot 10^{-12}$. Это происходит в области под потенциальным барьером, вблизи наружного его края.

В отсутствие всякого центробежного барьера деспаривание происходило бы на внутренней границе кулоновского барьера и экспоненциальный фактор

задержки распада составлял бы в данном случае $\sim 10^{-22}$. При вылете двух одиночных протонов с $l = 3$ и наименьшим значением энергии $E_1 = E_2 = 0,55$ МэВ совместное действие кулоновского и центробежного барьеров изменило бы здесь фактор задержки до 10^{-34} , сделав тем самым $2p$ -распад вовсе не наблюдаемым на фоне сверхрезонансного β^+ -распада (ожидаемое время жизни ^{58}Ge примерно 0,1 с). Однако спаривание приводит к чрезвычайно сильному эффекту: центробежный барьер снижает здесь скорость распада всего на один, а не на двенадцать порядков, как было бы для неспаренных протонов. Вероятность $2p$ -распада ^{58}Ge при указанном выше значении оказывается порядка 1%, т. е. подобный распад остается вполне наблюдаемым. Таким образом, центробежный барьер должен влиять на скорость $2p$ -распада гораздо в меньшей степени, чем на скорость «обычного» однопротонного распада.

Обусловленное спариванием резкое повышение проницаемости потенциальных барьеров при туннельных переходах двух частиц должно приводить и к относительно большим сечениям процессов переноса двух нейтронов или двух протонов в ядерных реакциях тяжелых ионов. Вероятность переноса пары нуклонов с «погашением» центробежного барьера может оказаться весьма близкой к вероятности переноса одного нуклона сквозь возросший за счет орбитального момента потенциальный барьер.

Энергетическая корреляция при $2p$ -распаде должна возникать как прямое следствие туннельного прохождения протонов сквозь потенциальный барьер. При этом наиболее вероятно равное распределение энергии между двумя протонами. Вид энергетического распределения приблизительно гауссовский, однако размытие края ядерной потенциальной ямы, как и возможность обмена энергией между протонами, когда один из них находится в ядре, а другой за его пределами под кулоновским барьером (в виде «хвоста» волновой функции), приводит к общему увеличению

проницаемости барьера и к уменьшению коэффициента корреляции.

Вообще, взаимодействие между нуклонами, приводящее к энергетической корреляции при распаде, является причиной и угловой корреляции между нуклонами. Первое приближение для оценки угловой корреляции может быть получено с помощью метода, развитого Мигдалом для учета взаимодействия в конечном состоянии пары медленных нейтронов [35]. Кулоновское взаимодействие между испускаемыми протонами уширяет угловое распределение, но наличие центробежного барьера усиливает угловую корреляцию. Если распаривание происходит лишь на внешней границе барьера, то полуширина углового распределения $\Delta\theta = \sqrt{\epsilon_0/Q}$, где ϵ_0 — энергия виртуального $1s_0$ -уровня системы нуклон-нуклон (примерно 70 кэВ), а Q — энергия распада.

При распаде ^{58}Ge ($Q \sim 1,1$ МэВ), выбранным выше в качестве иллюстрации, центробежный барьер превращает практически изотропное угловое распределение в характерную картину вылета двух протонов почти в одном направлении, со средним углом $\Delta\theta$ примерно 0,25.

Возможные двухпротонно-радиоактивные ядра. Прежде чем перейти к перечислению возможных $2p$ -радиоактивных ядер, целесообразно рассмотреть различные варианты распада, схематически представленные на рис. 4.

Простейший из этих вариантов (см. формулу (1): $Q_{\text{нечет}} > 0$, $Q_{\text{чет}} < 0$, $Q_{2p} > 0$) отвечает случаю, когда исходное, четное по Z ядро вполне устойчиво к распаду с испусканием одного протона:

$$Q + \frac{1}{2} \Gamma_{\text{чет}} < Q_{\text{нечет}} - \frac{1}{2} \Gamma_{\text{нечет}}$$

$$\text{или } Q < Q_{\text{нечет}} - \frac{1}{2} \Gamma,$$

где $\Gamma = \Gamma_{\text{чет}} + \Gamma_{\text{нечет}}$, а $\Gamma_{\text{чет}}$ и $\Gamma_{\text{нечет}}$ — ширины соответственно исходного, четного по Z , и дочернего, нечетного по Z , ядер. В данном случае, очевидно, выполняются неравенства

$$E_{\text{спарив}} > Q_{\text{нечет}} > \frac{1}{2} E_{\text{спарив}} > B_{\text{чет}} > 0$$

$$\text{и } E_{\text{спарив}} > Q > 0.$$

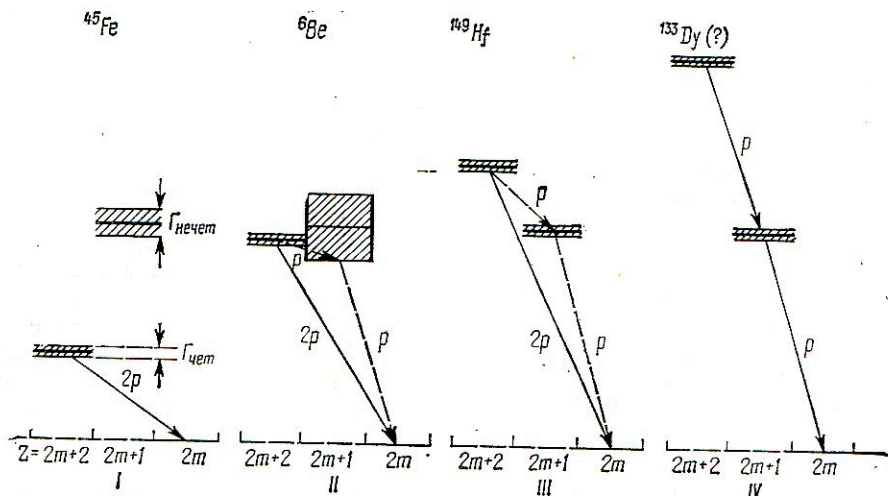


Рис. 4. Различные варианты испускания ядрами пар протонов.

Зафиксируем теперь энергию распада нечетного дочернего ядра $Q_{\text{нечет}}$ и будем увеличивать энергию двупротонного распада Q . Следующий случай — вариант с ${}^6\text{Be}$ [11] — отвечает дополнительно условию $B_{\text{чет}} < \Gamma/2$ (причем предполагается, что $\Gamma < E_{\text{спарив}}$) и неравенствам

$$E_{\text{спарив}} > Q_{\text{нечет}} > E_{\text{спарив}} - \Gamma/2,$$

$$\text{где } E_{\text{спарив}} > Q_{2p} > Q_{\text{нечет}} - \Gamma/2.$$

Здесь, несмотря на энергетическую устойчивость исходного ядра к однопротонному распаду, благодаря перекрытию уровней оказывается возможным не только двупротонный распад, но и последовательное испускание двух протонов. Для оценки скорости такого распада можно принять эффективную энергию однопротонного распада исходного четного ядра равной $Q_{\text{чет.эф}} = \Gamma/2 - B_{\text{чет}}$. Этот вариант наиболее вероятен для самых легких ядер, обладающих $2p$ -неустойчивостью, поскольку соответствующие дочерние ядра характеризуются наибольшей шириной испускания «нечетного» протона.

Третий и последний варианты двупротонного распада характеризуются условиями: $Q_{\text{нечет}} > 0$, $Q_{\text{чет}} > 0$, $Q_{2p} > 0$, т. е. энергетической неустойчивостью исходного ядра не только к двупротонному, но и к протонному распаду, за которым следует второй акт превращения — испускание протона дочерним нечетным ядром. Однако, поскольку

энергия второго акта распада $Q_{\text{нечет}} = Q_{\text{чет}} + E_{\text{спарив}}$ значительно превышает энергию первичного превращения $Q_{\text{чет}}$, зачастую над испусканием четным по Z ядром одного протона и последующим вылетом второго протона экспоненциально будет преобладать прямой двупротонный распад с энергией $Q = 2Q_{\text{чет}} + E_{\text{спарив}}$. Таким образом, этот вариант $2p$ -радиоактивности, особенно характерный для более тяжелых ядер и единственно возможный при $Z > 50$, отвечает значениям Q , превышающим энергию спаривания протонов.

При достаточно больших значениях $Q_{\text{нечет}}$, наоборот, преобладающим оказывается последовательное испускание двух протонов — вариант IV на рис. 4. Этот вариант, представляющийся на первый взгляд наиболее естественным и распространенным, с учетом еще и требования $\tau > 10^{-12}$ с, на самом деле оказывается весьма редким исключением. При четных $Z > 50$, кроме двупротонного или двух последовательных актов протонного распада, энергетически возможен также α -распад. При нечетных $Z > 50$ этот вид распада конкурирует только с однопротонным расходом (не считая более медленного β^+ -распада), однако, как указали В. А. Карнаухов и Г. М. Тер-Акопян [29], p -распад во многих случаях должен преобладать.

Как отличить в будущем опыте двухпротонный радиоактивный распад от цепочки из двух последовательных актов p -распада? Обычный метод запаздывающих совпадений здесь часто неприменим вследствие чрезвычайной быстроты испускания второго протона в цепочке (вплоть до $\tau \approx 10^{-19} \div 10^{-20}$ с). Однако вполне надежными критериями являются энергетические и угловые характеристики испускаемых протонов. Вместо свойственных цепочке последовательных $2p$ -распадов двух линий в спектре протонов с энергиями $Q_{\text{чет}}$ и $Q_{\text{нечет}}$ наивероятнейшая энергия протонов при $2p$ -распаде будет $Q/2 = 1/2 \times (Q_{\text{чет}} + Q_{\text{нечет}})$, кроме того, должны возникнуть рассмотренные выше энергетическая и угловая корреляции двух протонов. Обратимся теперь к перечню возможных $2p$ -радиоактивных ядер. Нижним пределом времени жизни при определении радиоактивности будем считать $\tau = 10^{-12}$ с, верхний предел задается конкуренцией со стороны β^+ -распада. Для всех нейтронодефицитных ядер с $Z > N$ возможен сверхразрешенный β^+ -распад, ограничивающий общие периоды полураспада значениями примерно 0,1–0,01 с, убывающими с ростом Z . Поэтому в качестве верхнего предела наблюдаемого времени жизни относительно $2p$ -распада для ядер с $Z > N$ целесообразно принять $\tau \sim 10^2$ с. В тех же случаях, когда сверхразрешенный β^+ -распад невозможен (при $Z < N$), этот предел можно повысить до $\tau \approx 10^4$ с.

Для всех $2p$ -радиоактивных ядер вплоть до изотопов олова выполняется условие $Z > N$ и возможен сверхразрешенный β^+ -распад. Поэтому здесь не приходится надеяться на существование $2p$ -радиоактивных ядер со временем жизни более десятков или сотен миллисекунд.

В области же элементов тяжелее олова для $2p$ -радиоактивных ядер $Z \leq N$ сверхразрешенный β^+ -распад не должен происходить и возможны времена жизни до десятков и сотен секунд. В тех случаях, когда для определения энергии связи протона в нейтроноде-

фицитном ядре можно применить приведенный выше метод, основанный на изотопической инвариантности, получаемые оценки являются, видимо, наиболее точными.

Основываясь на следствиях из закона сохранения изоспина и некоторых данных о нейтроноизбыточных легких ядрах, можно подробнее рассмотреть вопрос о $2p$ -нестабильных изотопах кислорода (^{12}O) неона (^{16}Ne), магния (^{19}Mg), которые, по Я. Б. Зельдовичу [39], могут оказаться $2p$ -нестабильными. Энергия $2p$ -распада ^{12}O , по мнению Йенеке [36], $Q \approx 0,15$ МэВ, что отвечало бы уже не просто неустойчивости этого изотопа, а его $2p$ -радиоактивности. Обратимся, однако, в связи с этим к ^{12}Be . По соображениям, изложенным в [40] и основанным на систематике энергий спаривания нейтронов, эта энергия должна лежать в пределах от 1,5 МэВ ($E_{\text{спарив}}$ для ^{13}Be) до 5,15 МэВ (^{10}Be), т. е. $B_n(^{12}\text{Be}) = 2 \div 5,65$ МэВ. Поскольку $\Delta B_0(^{16}\text{O}) = 3,54$ МэВ, получаем $B_p(^{12}\text{O}) = (-1,5 \div -2,1)$ МэВ. Аналогичным образом, зная $B_n(^{14}\text{Be}) = -0,5$ МэВ и $\Delta B_0(^{14}\text{N}) = 3$ МэВ, находим $B_p(^{11}\text{N}) = -2,5$ МэВ.

Таким образом, энергия $2p$ -распада ^{12}O заведомо превышает 0,4 МэВ. Принимая в соответствии с опытом [41] энергию β -распада ^{12}Be равной 11,7 МэВ, получаем для $2p$ -распада ^{12}O $Q = 2,9$ МэВ (2,89 по [6]). Поскольку к тому же и ширина основного состояния ^{11}N весьма велика, случай с ^{12}O , видимо, близок к случаю с ^6Be .

К аналогичному, но более определенному выводу можно прийти и относительно ^{16}Ne . В зеркальном ядре ^{16}C энергия связи нейтрона $B_n = 4,25$ МэВ [41], откуда $B_p(^{16}\text{Ne}) = 0,2$ МэВ. Ядро ^{15}F сильно неустойчиво и должно характеризоваться весьма широким основным состоянием: $Q_{\text{нечет}} = 2,3$ МэВ. В итоге $Q_{2p}(^{16}\text{Ne})$ составляет примерно 2,1 МэВ (2,09 по [6]), что отвечает времени жизни менее 10^{-18} с.

Относительно ^{19}Mg можно сказать, что этот изотоп протонно стабилен, если $B_n(^{19}\text{N}) > 4,8$ МэВ, и двухпротонно стабилен при $B_n(^{19}\text{N}) > 6,3$ МэВ, поскольку $Q_{\text{нечет}}(^{18}\text{Na}) \approx 1,5$ МэВ.

Экстраполяция энергий связи 12-го нейтрона в ряду:

	²⁴ Mg	²³ Na	²² Ne	²¹ F	²⁰ O	¹⁹ N
B_n , МэВ	16,6	12,4	10,4	8,1	7,6	?

приводит к выводу лишь о p -стабильности ¹⁹Mg, но оставляет открытым вопрос о его $2p$ -неустойчивости и тем более о $2p$ -радиоактивности. Поскольку энергия спаривания нейтрона в ядре ¹⁹N должна быть меньше, чем в ²⁰O (3,6 МэВ) и ¹⁷N (3,37 МэВ), а энергия связи нейтрона в ¹⁸N равняется, судя по [42], B_n (¹⁸N) = 2,84 ± 0,4 МэВ, то B_n (¹⁹N) < 6,2 ± 0,4 МэВ. Следовательно, ¹⁹Mg, видимо, действительно $2p$ -неустойчив, а может быть, даже $2p$ -радиоактивен.

Следующий изотоп, являющийся, по оценкам Йенеке [36], в сильной степени $2p$ -неустойчивым, — это ²³Si. Основываясь на соотношении (1), легко можно получить значения энергий связи пар протонов в более тяжелых изотопах кремния:

	²³ Si	²⁴ Si	²⁵ Si	²⁶ Si
B_{2p} , МэВ		3,4	5,3	7,7.

Экстраполяция значений B_{2p} на ²³Si заставляет усомниться в $2p$ -неустойчивости этого изотопа.

Не будем разбирать столь же подробно другие примеры, отметим лишь, что данные в общем полезных таблиц Камерона и Сигера в ряде случаев заведомо весьма неточны; так, более чем на 2 МэВ занижены дефекты масс ³⁷Ca, ³⁸Ca, ⁴¹Ti; примерно в той же степени завышен дефект масс ⁶⁶As.

Заметим далее, что общее число $2p$ -радиоактивных ядер может быть более 60, причем около половины их приходится на область $Z > 50$ с энергиями $2p$ -распада, превышающими энергию спаривания, и с временами жизни, не ограниченными сверху сверхразрешенным β^+ -распадом. Наиболее реальный путь получения $2p$ -радиоактивных ядер — реакции под действием тяжелых многозарядных ионов, например ⁴⁰Ca (⁴⁰Ca, $4n$), ⁷⁶Zr или ⁵⁸Ni (⁵⁸Ni, $4n$), ¹¹²Ba. В ряде случаев удобными могут оказаться и (³He, xn)- или (p , yn)-реакции.

Использование тяжелых ионов уже

привело к открытию испускания запаздывающих протонов и успешному исследованию этого явления. Поэтому можно рассчитывать на то, что открытие и изучение двупротонной радиоактивности уже дело не столь далекого будущего.

Следует отметить возможность испускания двух протонов из возбужденных состояний ядер. О таком механизме распада некоторых аналоговых состояний упоминал в своей работе Йенеке [36]. В качестве примера можно привести состояние с $T = 2$ в ¹²C ($E^* = 22,90$ МэВ) — аналог ¹²O. Распад двумя протонами с образованием основного состояния ¹⁰Be в этом случае разрешен по изоспину, в то время как все остальные нуклонные распады запрещены. Как и при распаде ¹²O, двупротонный распад из этого состояния должен происходить довольно быстро ($\tau \sim 10^{-18}$ с) и поэтому, по-видимому, должен наблюдаться на фоне других возможных распадов этого состояния.

Наблюдение этого двупротонного распада (так же как и других $2p$ -распадов из возбужденных состояний) позволило бы экспериментально исследовать характерные явления угловой и энергетической корреляции. Кроме того, установление парциальной ширины распада дает возможность проверить оценки предэкспоненциального множителя.

Возможно наблюдение $2p$ -распада (или $2p$ -радиоактивности) метастабильных состояний ядер. Наиболее доступным из таких легких ядер ** является ¹⁷Ne (хотя времена жизни возбужденных состояний здесь довольно малы). Порог испускания двух протонов в ¹⁷Ne — около 0,18 МэВ, порог испускания протонов находится на 1 МэВ выше. В этом интервале энергий возбуждения (до 2 МэВ), как это следует

** В области более тяжелых ядер. В. И. Гольданский и Л. К. Пекер [43] указали ряд возможных $2p$ -радиоактивных многочастичных изомеров (⁴⁷Fe, ⁸²Mo, ⁹⁶Cd, ^{108,106}Te) и отметили, что уменьшение массовых чисел таких изомеров по сравнению с $2p$ -радиоактивными ядрами в основном состоянии упрощает задачу поиска нового вида радиоактивности.

из систематики уровней с $T = 3/2$ в ядрах с $A = 17$, должны находиться два уровня с энергиями возбуждения 1,3 МэВ $(3/2)^-$ и 1,8 МэВ $(5/2)^-$. Следует ожидать, что времена жизни по отношению к γ -распаду примерно равны 10^{-10} с. Характерное время запаздывания для испускания двух протонов оценить довольно трудно вследствие неопределенности в предэкспоненциальном множителе, но оно, по-видимому, больше 10^{-15} с.

Очевидно, что явление двупротонной радиоактивности исследовать сложнее, чем протонный распад, однако оно оказывается более богатым информацией. Помимо общих с протонной радиоактивностью задач изучения уровней и размеров нейтронодефицитных ядер работы по двупротонной радиоактивности связаны, вероятно, с уникальными возможностями исследования формы потенциального барьера вокруг ядра, парного взаимодействия протонов под барьером, новых ядерных явлений, родственных наблюдаемым при изучении сверхпроводимости. Именно эти обстоятельства и обусловили довольно широкий интерес к двупротонной радиоактивности, для поиска которой сейчас готовится ряд лабораторий в разных странах.

Сверхтяжелый водород ${}^7\text{H}$. В последнем разделе хотелось бы обратить внимание экспериментаторов на возможность существования, вероятно, самого экзотического из легких ядер — ядра ${}^7\text{H}$. Свообразие этого ядра подчеркивается тем фактом, что изотопы ${}^4\text{H}$, ${}^5\text{H}$, ${}^6\text{H}$, очевидно, сильно неустойчивы и трудно наблюдать даже основные состояния этих ядер в виде широких резонансов, проявляющихся в ядерных реакциях. Ранее, до определения массы ${}^8\text{He}$, казалось очевидным, что поскольку ядро ${}^5\text{H}$ неустойчиво, то ядро ${}^7\text{H}$ не может быть стабильным. Такое заключение следовало из обычного уменьшения энергии связи избыточных пар нейтронов, например, у изотопов кальция. Теперь хорошо известно, что изотоп ${}^8\text{He}$ более устойчив, чем ${}^6\text{He}$, поэтому неустойчивость ${}^5\text{H}$ еще не решает вопроса о стабильности ${}^7\text{H}$. Раз-

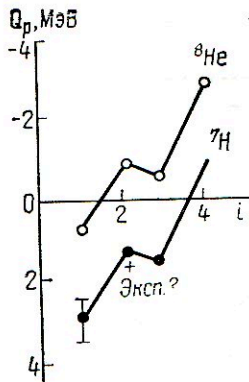


Рис. 5. Экстраполяция к энергии связи ${}^7\text{H}$, основанная на энергиях связи изотопов гелия:

Q_p — энергия распада на остов и i -нейтронов; i — число нейтронов вне $1S$ оболочки.

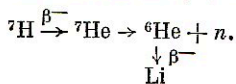
личные экстраполяции, указывающие на возможную устойчивость ${}^7\text{H}$, рассмотрены в монографии [9]. На рис. 5 дана одна из экстраполяций, иллюстрирующая прямую связь между ходом энергий связи нуклонов в изотопах гелия и водорода. По оси абсцисс отложено число нейтронов в $p_{3/2}$ оболочке, по оси ординат — энергия распада на α -частицу и i нейтронов ($i = 1, 2, 3, 4$) для изотопов гелия или на тритон и i нейтронов для изотопов водорода. Видно, что, кроме ${}^5\text{He}$, все тяжелые изотопы гелия стабильны относительно распада на α -частицу и i нейтронов (${}^7\text{He}$ нестабилен по отношению к распаду на ${}^6\text{He}$ и n). Кривая для изотопов водорода проведена параллельно кривой для изотопов гелия. Начальная точка (нестабильность ${}^4\text{H}$ — 3,0 МэВ) получена путем усреднения всех имеющихся в настоящее время экспериментальных данных. Очевидно, что изотопы ${}^5\text{H}$ и ${}^6\text{H}$ неустойчивы, в соответствии с экспериментом, но ${}^7\text{H}$ оказывается устойчивым с заметным запасом.

Подобные экстраполяции не следует, конечно, считать доказательством стабильности ${}^7\text{H}$, но надо рассматривать как определенную рекомендацию поиска, тем более что информация о свойствах такого переобогатенного нейтронами легчайшего ядра представляет огромный интерес для ядерной физики и ряда смежных наук.

Пока экспериментов по поиску ${}^7\text{H}$ ничтожно мало [9]. По-видимому, наиболее рационально искать стабильный ${}^7\text{H}$ в продуктах деления тяжелых ядер (среди которых обнаруживается много ${}^8\text{He}$) или в реакциях передачи

четырех протонов при бомбардировке ядер ионами ^{11}B .

Труднее эксперимент, связанный с наблюдением β -распада ^7H по цепочке



Если ^7H нестабилен относительно нуклонного распада, то такой распад возможен только сразу на четыре нейтрона и тритон; поэтому резонанс ^7H должен быть достаточно узким. В этом случае можно поставить эксперимент по обнаружению квазистационарного ^7H , основанный на особенностях его распада.

Так, пусть в результате некоторого ядерного процесса образовался ^7H с кинетической энергией примерно 15 МэВ, причем нестабильность ^7H около 1 МэВ. Тогда продукты развала ^7H — тритон и четыре нейтрона — летят в довольно узком конусе, $\Delta\theta \approx \sqrt{0,5/7,5} \approx 15^\circ$, и возможна одновременная регистрация группы нейтронов и тритона с помощью детекторов, расположенных под близкими углами по обе стороны относительно направления вылета ^7H . Если бы такой эффект совпадений был обнаружен, то, увеличивая угол между детекторами до исчезновения эффекта, можно было бы сделать вывод об энергии распада.

За последние двадцать лет изучение свойств пограничных (или экзотических) ядер стало передовой, активно разрабатываемой экспериментально областью ядерной физики. Однако до сих пор границы стабильности известны только для изотопов гелия, лития и бериллия. Для более тяжелых ядер границу со стороны нейтроноизбыточных ядер предстоит определить; вероятно, что существует такое необычное ядро, как ^7H . Ждет своего экспериментального наблюдения давно предсказанное явление двупротонной радиоактивности. Для этого требуется разработать новые способы образования экзотических ядер и остроумные методы регистрации. В этой работе прежде всего нам хотелось подчеркнуть богатые перспективы исследования необычных ядер и их превращений.

1. Гольданский В. И.— Докл. АН СССР, 1962, 146, с. 1309—1311.
2. McPherson R.— Proc. Conf. Isobaric Spin Nucl. Phys., Tallahassee, 1966, p. 289.
3. Goldanskii V. I.— Nucl. Phys., 1960, 19, с. 482—495.
4. Liran S., Zeldes N.— At. Data Nucl. Data Tab., 1976, 17, p. 431.
5. Garvey G. T., Kelson I.— Phys. Rev. Lett., 1966, 16, p. 197—200.
6. Kelson I., Garvey G. T.— Phys. Lett., 1966, 23, N 12, с. 689—692.
7. Гольданский В. И.— ЖЭТФ, 1960, 39, вып. 2, с. 497—501.
8. Гольданский В. И.— Докл. АН СССР, 1966, 167, N 3, с. 549—552.
9. Базь А. И., Гольданский В. И., Гольдберг В. З., Зельдович Я. Б. Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности.— М.: Наука, 1972.— 170 с.
10. Карнаузов В. А., Тер-Акопян Г. М., Субботин В. Г. Препринт Р-1072, ОИЯИ.— Дубна, 1962.— 9 с.
11. Barton R. et al.— Canad. J. Phys., 1963, 41, p. 2007; Bull. Amer. Phys. Soc., 1963, 8, p. 357.
12. Карнаузов В. А., Петров Л. А. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности.— М.: Энергоиздат, 1981.— 199 с.
13. Зельдович Я. Б.— ЖЭТФ, 1960, 38, с. 273—278.
14. Azuma R. E., Cassar L. C., Hansen P. G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, 43, p. 1652—1654.
15. Detras C., Epherre M., Guillemand D. et al.— Phys. Lett., 1980, B94, p. 307—309.
16. Aizenberg-Selove F.— Univ. Pennsylvania, PPP1-79.
17. Azuma R. E. et al.— Phys. Lett. B, 1980, 96, N 1, p. 31—34.
18. Гольданский В. И.— Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, вып. 9, с. 572—574.
19. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1975, Mass Predictions. 1976, 17, N 5—6.
20. Wapstra A. H., Bos K.— At. Data Nucl. Data Tab., 1976, 17, p. 474.
21. Jänecke J.— Nucl. Phys., 1965, 73, N 1, p. 97—112.
22. Гольданский В. И.— УФН, 1965, 87, вып. 2, с. 253—272.
23. Goldanskii V. I. Ann Nucl. Rev. Sci., 1966, 16, p. 1—30.
24. Cerny J., Hardy I. C.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, 27, p. 233—281.
25. Jackson K. P., Cardinal C. U., Evans H. C., Jelley N. A. et al.— Phys. Lett. 1970, B33, N 4, p. 281—283.
26. Cerny J., Esteel J. E., Gough R. A., Sextro R. G.— Phys. Lett. 1970, B33, N 4, p. 284—286.
27. Базь А. И., Гольданский В. И., Зельдович Я. Б.— УФН, 1965, 85, вып. 3, с. 445—483.
28. Джелепов Б. С.— Изв. АН СССР. Сер. Физика, 1951, 15, N 4, с. 496—504.

29. *Karnaikhov V. A., Ter-Akopian G. M.*— Phys. Lett., 1964, 12, N 4, p. 339—343.
30. *Goldanskii V. I.*— Nucl. Phys., 1961, 27, N 4, p. 648.
31. *Goldanskii V. I.*— Nuovo Cim. Suppl., 1962, 25, N 2, p. 123—160.
32. *Гольданский В. И.*— Письма в ЖЭТФ, 1965, 1, вып. 3, с. 15—22.
33. *Goldanskii V. I.*— Phys. Lett., 1965, 14, N 3, p. 223—234.
34. *Гольданский В. И.*— ЯФ, 1965, 1, вып. 4, с. 596—599.
35. *Мигдал А. Б.*— ЖЭТФ, 1955, 28, вып. 1, с. 3—9.
36. *Janecke J.*— Nucl. Phys., 1965, 61, N 2, p. 326.
37. *Cameron A. G.*— Report AECL-CRP-690 Chalk-River, 1957.
38. *Seeger P. A.*— Nucl. Phys., 1961, 25, N 1, p. 1—135.
39. *Зельдович Я. Б.*— ЖЭТФ, 1960, 38, вып. 4, с. 1123—1131.
40. *Гольданский В. И.*— ЖЭТФ, 1960, 38, вып. 5, с. 1637—1638.
41. *Hinds S. et al.*— Phys. Rev. Lett., 1961, 6, N 3, p. 113—115.
42. *Chase L. F.*— Phys. Rev. Lett., 1964, 13, N 22, p. 665—668.
43. *Гольданский В. И., Пекер Л. К.*— Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, вып. 10, с. 577—580.
44. *Cerny J., Poskanzer A. M.* Scientific American, 1978, 238, p. 48. Пер. УФН, 1980, 131, вып. 1, с. 45—66.