ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ СТРУКТУРЫ*)

В. Вайскопф

Только шесть с половиной лет тому назад международная конференция по ядерной физике в Глазго обсуждала как физику элементарных частиц, так и физику ядерной структуры. Это была последняя конференция, на которой обе эти области физики рассматривались одновременно. После этого ядерная физика расщепилась на две ветви: одна из них имеет дело с природой и свойствами элементарных частиц, вторая — со структурой и динамикой атомных ядер. Сегодня эти области физики столь же далеки друг от друга, как физика твердого тела и ядерная физика. Специалисты в одной области знают очень немного о том, что происходит в другой области. С точки зрения специалистов это очень печально, поскольку обе области находятся в состоянии весьма интенсивного развития.

Предлагаемый обзор посвящен второй области, изучению ядерной структуры. Его цель — изучение свойств атомных ядер, рассматриваемых как система нейтронов и протонов, находящихся в тесном контакте. В обзоре рассмотрено поведение этих частиц под влиянием ядерных сил. которые действуют между ними. Мы знаем — это было великое открытие Юкавы, — что ядерные силы переносятся мезонами. Следовательно, полное описание ядерных явлений должно включать представление о ядре как системе нуклонов, взаимодействующих с общим мезонным полем, нуклонов, не разделяемых на протоны или нейтроны, которые, плавают в море виртуальных мезонов. К счастью, это явилось до некоторой степени неожиданным: ядро может быть довольно точно описано как система хорошо определенных нейтронов и протонов с определенными силами между ними. Источник этих сил — мезон, как оказывается, не играет существенной роли в поведении ядра при малых энергиях. Следовательно, теория ядерной структуры не представляет интереса для теории ядерных сил, если рассматривать последнюю самостоятельно. Теория ядерных сил принимает как само собой разумеющееся, что такие силы существуют, а их свойства принимаются как экспериментальный факт.

Начнем с того, что мы знаем сегодня о ядерных силах. Предполагается, что ядерные силы могут быть получены из потенциальной энергии, которая зависит от расстояния между нуклонами, относительного расположения их спинов и свойств симметрии. Сейчас предполагается, что ядерные силы действуют только между парами частиц; это означает, что ядерный потенциал является суммой членов, каждый из которых отвечает взаимодействию пары нуклонов. Это предположение принято в основном из-за

^{*)} V. Weisskopf, Phys. today 14, 18 (1961). Перевод В. М. Мальцева.

его простоты. Пока не существует экспериментальных данных, которые бы вынуждали нас от него отказаться.

Ядерный потенциал можно разделить на три части. Первая из них является центральной силой, вторая — хорошо известная тензорная сила и третья — спин-орбитальная сила:

$$V = V^{C}(r) + S_{12}V^{T}(r) + (l \cdot s) V^{LS}(r).$$
(I)

Здесь S_{12} — характеристика члена, обусловленного тензорной силой, $S_{12}=3(r\cdot s_1)(r\cdot s_2)/r^2-(s_1\cdot s_2); s_1$ и s_2 — спины нуклонов ($s=s_1+s_2$) и l—относительный угловой момент. Три функции V(r) зависят от расстояния, относительного расположения спинов и относительной симметрии двух



Рис. 1. Зависимость центральных и тензорных сил от расстояния.

Потенциальная функция V(r) — функция расстояния (в ед. Ферми). Ордината — в произвольных единицах; радиус «сердцевины» ядра обозначен через С. частиц. Зависимость первых двух сил от расстояния показана на рис. 1. Существует отталкивающая «сердцевина» ядра с радиусом С порядка 0,4 ферми, вне которого находится потенциал притяжения с радиусом от 1 до 2 ферми. Спин-орбитальный потенциал имеет значительно более короткий радиус и не играет в большинстве задач ядерной физики существенной роли.

Основные силы — центральная и тензорная — сильно зависят от симметрии. Они проявляются почти исключительно в четных состояниях. Нечетные состояния обнаруживают очень малые ядерные силы. Это свойство обычно приписывают особенностям серберовской силы. Зависимость центральной силы от спина относительно слаба. Ею можно пренебречь в качественных рассмотрениях. Тензорные и спин-орбитальные силы действуют, конечно, только в триплетных состояниях.

Как только ядерные силы заданы в этой форме, все проблемы ядерной структуры сводятся, в принципе, к задаче решения уравнения Шрёдингера для А частиц. Очевидно, такое уравнение не может быть решено в общем случае. Это вынуждает нас обращаться к приближенным методам, ядерным моделям и другим предположениям, чтобы получить следствия из предполагаемых ядерных взаимодействий. Однако имеется ряд фундаментальных проблем, которые могут быть в какой-то степени решены, если решать непосредственно уравнение Шрёдингера. Эти проблемы являются прямой проверкой наших предположений относительно ядерных сил. Наиболее важные из них: 1) дейтерон, 2) рассеяние нуклонов нуклонами в зависимости от их энергии и поляризации, 3) рассмотрение систем из трех тел: He³, H³ и 4) проблема ядерной материи.

Очевидно, что только проблемы 1) и 2) могли быть решены точно, поскольку они являются проблемами двух тел. В действительности же они служили единственным источником информации для определения ядерных сил, как уже было сказано выше. Изучение этих двух задач показало, что возможно описать ядерные силы потенциалом типа (I), не зависящим от скорости. Необходимо подчеркнуть, однако, что это заключение не однозначно; конечно, остается возможность объяснения фактов, касающихся проблем 1) и 2), потенциалами, зависящими от скорости.

Проблемы 3) и 4) могут быть решены только приближенно, при этом может быть достигнута высокая степень приближения к точному решению, в частности для проблемы 3). Согласно последним исследованиям Деррика, Мастарда и Блатта¹, до сих пор не найден потенциал в форме (I), который был бы хорошим для проблем 1) и 2) и давал бы также правильную энергию и форму для систем трех тел. Еще не доказано, что эта задача невозможна; в действительности весьма вероятно, что такой двухчастичный потенциал существует и что для описания систем трех тел вовсе не требуется трехчастичная сила.

Бракнер и его сотрудники были первыми, кто сумел обнаружить эти свойства ядерной материи непосредственно из свойств ядерных сил. С тех пор многие авторы вновь формулировали и иногда улучшали это вычисление. Основная идея опирается на факт, что ядерные силы на самом деле являются довольно слабыми; это подтверждается малой энергией связи дейтерона. Поэтому в ансамбле протонов и нейтронов принцип Паули является достаточным для того, чтобы не допускать большого искажающего эффекта ядерных сил на волновые функции частиц. Следовательно, в первом приближении оправдано считать ядерную материю ферми-газом свободных частиц и рассматривать эффект ядерного притяжения как возмущение. Единственное ограничение в этом приближении происходит из-за отталкивающей «сердцевины» ядра. Хотя радиус «сердцевины» ядра довольно мал по сравнению со средним расстоянием между нуклонами (это отношение такое же, как отношение радиуса молекулы к среднему межмолекулярному расстоянию в газе при давлении 12 ат), он все еще имеет заметное влияние на энергию ферми-газа. Это влияние в хорошем приближении может быть учтено изменением выражения кинетической энергии в свободном ферми-газе, отнесенной на частицу Е_к = $=B/d^2$. Именно принимают:

$$E_{\rm R} = \frac{B}{(d-c)^2} , \quad B = \frac{3}{10} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \right)' \, \frac{{}^{\rm s} h^2}{m} = 27 d_{\rm 0} \, M \vartheta \theta.$$

Единственное изменение состоит в замене d на d-c (d_0 — величина d в реальной ядерной материи: $d_0 = 1,8 \ permu$).

Если вспомнить, что ядерная материя является газом почти свободных частиц, то потенциальная энергия E_p оставшихся сил притяжения может быть записана просто:

$$E_p = \frac{C}{d^3} f(d).$$

Если нет никаких корреляций между частицами и если центральные силы не зависят от симметрии (тензорные и спин-орбитальные силы не вносят вклада в свободный газ в первом порядке), то f(d) должно быть равно единице и $C \sim \left(\frac{4\pi}{3}\right) V_0 b^3$, где $V_0 -$ глубина и b – радиус центральных сил. В действительности, однако, f(d) не равно единице по двум причинам:

1. Центральные силы действуют только в четных состояниях, а статистика Ферми запрещает тождественным частицам с равным спином находиться в четных состояниях.

2. Часть ядерных сил, обусловленная притяжением, стремится удерживать пары вместе и создавать корреляции, поэтому возрастающий эффект центральной силы и разрешает действовать тензорной силе.

Действие этих двух причин показано качественно на рис. 2. Пунктирная кривая обусловлена эффектом 1); сплошная кривая — суммарный эффект от 1) и 2). В частности, когда энергия Ферми высока, что имеет



Рис. 2. Поправочная функция для корреляций частиц в ядерной материи.

f(d) — функция среднего расстояния между частицами (в ед. ферми); d₀ — равновесное расстояние. Пунктирная кривая соответствует борновскому приближению.

место для малых d, влияние 2) сказывается мало из-за жесткости фермираспределения по отношению к действию сил. Вблизи $d = d_0$ можно аппроксимировать f(d) выражением $f(d) \sim \frac{1}{2} (d/d_0)$.

Мы можем теперь написать «уравнение состояния» для ядерной материи. Энергия є, отнесенная на частицу, равна

$$\varepsilon = \frac{B}{(d-c)^2} - \frac{C}{d^3} f(d).$$

Можно найти равновесную плотность и энергию, приравнивая нулю производную от є по d. Стабильность ядерной материи при низких плотностях ($d_0 \sim 4,5c$) появляется в результате увеличения кинетической энергии из-за отталкивающего ядра и из-за слабости ядерных сил [$f(d_0) \sim \sim 1/2$], вытекающей из отсутствия сил в нечетных состояниях; слабость, которая не перекрывается корреляциями, отдает предпочтение силам притяжения и тензорным силам, поскольку ферми-распределение устойчиво относительно любого существенного изменения волновых функций по сравнению с волновыми функциями свободного ферми-газа.

Уравнение состояния позволяет также вычислить сжимаемость $\frac{1}{2}d^2\left(\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial d^2}\right)$ ядерной материи, которая равна 100 *Мэв*, и энергию симметрии E_s : $a_s = = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varepsilon}{\partial y^2}\right)$ и y = (N-Z)/(N+Z), где N и Z — числа нейтронов и протонов; *a*_s может быть оценена таким же образом; ее величина лежит между 25 и 30 *Мэв*.

В связи с этим недавно был поставлен интересный вопрос: могут ли большие ансамбли нейтронов образовать стабильную ядерную материю? Эта проблема является важной для астрофизиков, которые верят, что такое образование, если оно стабильно, может возникать в центре звезд в конце их развития. Недавние исследования Салпитера² оставили вопрос все еще открытым. Дело в том, что наши сведения о ядерных силах недостаточно точны, чтобы ответить на этот вопрос.

Для большинства проблем ядерной структуры нельзя использовать прямой подход, заключающийся в решении уравнения Шрёдингера для всех рассматриваемых ядерных частиц. Во всех проблемах, за исключением очень немногих, должны быть применены различные способы рассмотрения. Можно пользоваться насколько возможно менее детальной информацией о ядерных силах и пытаться сосредоточиться на качественных чертах явления. Вводятся новые представления и картины, такие, как радиус, потенциальная яма, форма, которые играют такую же роль, как материальные постоянные в физике твердого тела, такие, как плотность, упругость, вязкость, коэффициент сдвига и т. д. Они полезны для описания наблюденных фактов, но их связь с фундаментальными силами неясна и понятна только качественно.

Этот способ рассмотрения ядерных явлений вызывает введение различного рода ядерных моделей: модели независимых частиц, оптической модели, коллективной модели, статистической модели и многих других. Иногда создается впечатление об использовании взаимно исключающих друг друга гипотез для объяснения различных данных. Однако это не так. Модель представляет собой не что иное, как подчеркивание характерных особенностей рассматриваемого явления. Мы хотим показать, что все модели, используемые сегодня, созданы на основе одних и тех же идей и логически соответствуют друг другу. Отнюдь не противореча одна друрой, они являются различными аспектами некоторого принципа, который следует из нашего изучения ядерной материи, принципа, состоящего в том, что движение частиц в ядре в первом приближении является независимым и что эффект взаимодействия может быть рассмотрен как возмущение в следующем приближении. Поэтому видоизмененная и более развитая картина независимых частиц может быть использована как основа для понимания многих ядерных явлений. Это не означает, что все понято и объяснено. Напротив, используемые понятия и методы очень качественны и могут быть объяснены только те явления, которые связаны с очень общими свойствами сил. Например, ядерная поверхность, ее структура и ее действие известны только отдаленно и эмпирически, отсутствуют многие основные детали; то же относится ко многим другим характерным особенностям ядра, которые зависят от более тонких свойств ядерных сил.

Мы начинаем описание поведения ядра с модели независимых частиц. Модель представляет ядро сферической потенциальной ямой, в которой нуклоны движутся как невзаимодействующие свободные частицы. Яма имеет размеры ядра, ее глубина отчасти зависит от импульса и содержит спин-орбитальный член. Этот общий потенциал является усредненным действием всех нуклонов на один; спин-орбитальный член возникает от первоначальной спин-орбитальной силы между нуклонами, а также от суммарного действия тензорной силы. Такая потенциальная яма дает хорошо известную оболочечную структуру. Всякий раз, когда число протонов или нейтронов достигает «магической» величины, мы получаем замкнутый и стабильный ансамбль частиц. Следовательно, описываемое нами среднее ядро состоит из «сердцевины» ядра и «облака». «Сердцевина» ядра содержит частицы в замкнутых оболочках, а «облако» состоит из *n* нуклонов в незамкнутых оболочках; *n* может быть также отрицательным, в этом случае мы имеем дело с определенным числом дырок в замкнутой оболочке. Это деление поможет нам описать свойства ядер, в частности их спектры.

Простейшим видом спектра обладают такие ядра, «облака» которых состоят из одной частицы или дырки, $n = \pm 1$. Тогда следует ожидать, чтоодночастичный спектр представляет уровни в следующей незамкнутой оболочке или спектр дырки в последней замкнутой оболочке. На рис. З в качестве примера приведен спектр Pb²⁰⁷.



Рис. 3. Одночастичный спектр в поле «сердцевины» ядра («ядро» ± 1).



Как следующий шаг мы рассмотрим ядро с большим «облаком». Взаимодействие между нуклонами в незамкнутых оболочках выражается в особенностях их динамики. Согласно коненгагенской школе, ядерные силы можно разделить на две части и различать короткодействующие «парные» силы и дальнодействующие «квадрупольные» силы. Первые силы связывают нуклоны в пары с нулевым угловым моментом. Если они преобладают в «облаке», то оно имеет сферическую форму. Вторые силы способствуют значительному перекрытию волновых функций всех *n* частиц. Если они преобладают, то выделяются такие расположения. в которых все частицы стараются сконцентрироваться в определенных направлениях. Следовательно, они ответственны за деформацию «облака». «Парные» силы ответственны за насыщение парами; энергия связи пропорциональна числу пар n/2. «Квадрупольные» силы производят коллективную деформацию, вызывают эффект «сотрудничества», при этом энергия связи пропорциональна n². Следовательно, парные силы преобладают для малых величин n, а квадрупольные силы для больших величин n.

В согласии с этим спектры «облаков» с четным *n* имеют следующие свойства. Для малых *n* «облако» сферическое, и мы обнаруживаем колебания около сферически равновесной формы. Кванты этих квадрупольных колебаний различаются на 2 единицы и дают первое возбужденное состояние: 2⁺-состояние; примерно при удвоенной энергии находятся обычно еще три состояния: 0⁺, 2⁺ и 4⁺. Такие спектры наблюдаются часто.

Если *п* велико, «облако» деформировано и ядро становится несферическим. Большинство деформаций находится в «облаке», хотя неоднородное действие «облака» на «сердцевину» ядра также слегка деформирует его. Ядро обладает тогда большим квадрупольным моментом. Численная величина оказывается суммой почти равных вкладов от деформаций «облака» и «сердцевины» ядра; «сердцевина» ядра, однако, имея много больший заряд, значительно меньше деформирована. Несферические



Рис. 4. Снектр облака с достаточным числом частиц.

Спектр Pt¹⁹⁴ служит примером вибрационного спектра, Hf¹⁷⁰—вращательного спектра. График иллюстрирует зависимость возбуждения первого возбужденного состояния «облака» от л. Справа одночастичный спектр добавлен для сравнения. (В вибрационном спектре Pt¹⁹⁴ два уровви, обозначенные пунктиром, не найдены. Однако подобные группы были наблюдены в других образцах.)

ядра могут совершать вращения, которые дают характерные ротационные спектры.

На рис. 4 приведены спектры обоих типов в «облаке». Вследствие коллективной природы этих колебаний и вращений энергии возбуждения значительно ниже энергий одночастичных возбуждений. Они критически зависят от числа частиц *n* в «облаке». Если *n* растет *), энергии возбуждения уменьшаются. Когда «облако» близко к замкнутой оболочке, возбуждения становятся довольно высокими и подобны одночастичным спектрам.

«Облака» с нечетными *n* имеют характерные спектры, которые являются комбинацией коллективных членов и одночастичных свойств нечетной частицы. Если к деформированному «облаку» добавить одну частицу, получим характерный ротационный спектр частицы в ротационной потенциальной яме. Если нечетная частица добавлена к сферическому «облаку» с четным *n*, то первые возбужденные состояния не будут одночастичными состояниями нечетного нуклона, как это было показано недавно очень отчетливо несколькими авторами, а будут первым возбужденным

^{*)} *п* считается таким, что оно никогда не может быть больше половины числа нуклонов, заполняющих оболочку. Если оболочка заполнена более чем наполовину, то *n* — число дырок.

состоянием «облака», комбинированным со спином нечетной частицы в ее основном состоянии. Спектр «облака» является наиболее низколежащим из всех ядерных спектров и должен возбуждаться первым. Измерения Крута и др., представленные на рис. 5, указывают на этот факт наиболее очевидным образом. Мы видим здесь, что нечетная частица со спином ³/₂, добавленная к Ni⁶² или Cu⁶⁴, дает возникновение возбужденных 4-х уровней; нечетная частица со спином ¹/₂, добавленная к Fe⁵⁶, дает возбужденные дублеты.

До сих пор мы обсуждали одночастичные спектры и спектры «облака». Для изучения спектров третьего типа мы познакомимся с возбуждением ядер при более высокой энергии. Известно, что все ядра дают ясно выраженный дипольный резонанс, так называемый «гигантский резонанс» — около



Рис. 5. Спектры элементов, соседних с железом и никелем, иллюстрирующие комбинацию одночастичных состояний и спектров «облака». Измерения выполнены Крутом и др. (частное сообщение, Н. С. Уэлл).

20 Мэв, выше для легких ядер, ниже для тяжелых. Энергия возбуждения «гигантского резонанса» — плавная функция А и не дает никакой заметной зависимости от оболочечной структуры. Гигантский резонанс объясняется колебанием всех протонов относительно всех нейтронов в ядре как целом, и поэтому может быть рассмотрен как динамическое движение самой «сердцевины» ядра.

Это явление не является единственным путем, которым «сердцевина» ядра реагирует на внешнее воздействие. Недавно Б. Коен³ из экспериментов по неупругому рассеянию протонов нашел, что все ядра обладают 3⁻-резонансом, грубо говоря, при З *Мэв*; этот резонанс был также обнаружен несколькими авторами⁴ при неупругом рассеянии α-частиц. Этот резонанс также не обнаруживает никакой зависимости от замкнутых оболочек и должен быть рассмотрен поэтому как октупольные колебания «сердцевины» ядра. Вероятно, существуют и квадрупольные колебания «сердцевины» ядра, которые не были наблюдены прямо, однако косвенное заключение о них было получено Фалиерос⁵, Раз и Моттельсоном из того факта, что нейтрон на орбите вокруг заполненной оболочки может испускать электрическое мультипольное излучение. Это может бытьтолько в том случае, если нейтрон возбуждает в «сердцевине» ядра приливную волну, которая действует как сопутствующий заряд. Из величины этого эффекта авторы сделали заключение, что «сердцевина» ядра обладает 2⁺-колебаниями, которые лежат для тяжелых ядер примерно при 12 *Мэв*.

В последнее время физики смогли возбудить эти колебания ядра быстрыми электронами ⁶. Неупругое рассеяние электронов с энергией в несколько сотен *Мэв* отбирало высокоэнергетичные коллективные колебания «сердцевины» ядра. Согласно Кендалл и др., «сердцевина» ядра,

вероятно, обладает колебаниями более высокой мультипольности. Он нашел указания на 4⁺-возбуждение при 5—6 Мэв. На рис. 6 представлен типичный спектр «сердцевины» ядра среднетяжелых ядер.

Возбуждения ядер могут поэтому быть разделены на три класса. Наибольшие по энергии содержатся в спектре «сердцевины» ядра. Некоторые из них легко могут быть интерпретированы: напригигантский pe30мер, нанс --- как движение протонов относительно нейтродругие, такие как HOB; октупольная деформация, все еще требуют лучшего понимания как их природы, так и энергии. Относительно высокая энергия связана со стабильностью оболочек. заполненных Второй класс ядерных возT=0²⁺ T=0²⁺ *Т*=0²⁺ *Квадрупальная дерормация T*=0,5⁻ *Сизантский Синаиз П Синаиз Синаиз Синаиз П Синаиз Синаизитето <i>Синаиз Синаиз Сина*

Рис. 6. Спектр «сердцевины» ядра (схематический). Для сравнения справа добавлены одночастичный спектр и два вида спектров «облака».

буждений содержит одночастичные уровни. Они много меньше по энергии, чем возбуждения «сердцевины» ядра. Их свойства хорошо известны из многочисленных исследований модели оболочек. Третий класс содержит коллективные возбуждения «облака» колебательного и вращательного характера. Они представляют наиболее низко лежащие возбуждения, в частности, для ядер со многими частицами в незаполненных оболочках. Энергии, связанные с этими движениями, невелики, что обусловлено следующими обстоятельствами: коллективная природа, подразумевает одновременное движение многих частиц, что увеличивает инерцию; в «сердцевине» ядра это компенсируется очень большими возвращающими силами. В «облаке», однако, нет жесткой структуры, которая удерживала бы частицы в строго определенных состояниях; следовательно, возвращающие силы очень слабы. Рис. 6 дает грубую картину относительной величины трех классов возбуждений.

Очевидно, что в действительности ядерные спектры являются комбинациями всех трех типов. Например, любые возбуждения «сердцевины» ядра сильно размазаны из-за большого числа комбинаций между всеми типами возбуждений. Спектры нечетного облака на рис. 5 являются комбинацией одночастичного возбуждения с колебательным.

11 УФН. т. LXXVI, вып. 1

Деление ядерного возбуждения на три типа представляет собой лишь качественный принцип. Это лишь теоретическая модель в том смысле, что она подчеркивает определенные упрощающие свойства, которые определенно существуют, но не могут быть выделены так явно, как это делает модель. Энергии возбуждения различных типов не сильно различаются, поэтому невозможно провести отчетливое разделение. Это справедливо, в частности, для высоковозбужденных состояний. Однако такая классификация не может быть столь же ясной, как, например, классификация молекулярных спектров в виде комбинаций электронных возбуждений и атомных колебаний и вращений.



Рис. 7. Нейтронная силовая функция при нулевой энергии как функция массового числа.

Теоретические кривые соответствуют онтической модели с глубиной V_0 ; мнимая часть ζV_0 — с толщиной поверхности d. Величины этих постоянных даны на рисунис. h_0 — волновое число входящего нейтрона в потенциальной яме Сплошная кривая соответствует сферическому ядру, пунктирная кривая — сфероидальному ядру по Чейзу, Уайлетсу и Эдмондсу.

Мы обратимся теперь к обширной области ядерных реакций. Здесь также используют многие модели, чтобы объяснить различные явления. Мы утверждаем, что и в этом случае могут быть исследованы все полезные модели, если начать с картины независимых частиц и ввести позже ядерные взаимодействия для того, чтобы видоизменить и расширить модель. Процесс, имеющий место, когда бомбардирующая частица входит в ядро, может быть хорошо описан моделями, подобными тем, которые использовались при рассмотрении динамики ядер. Ядро заменяется потенциальной ямой. Вследствие того, что существует вероятность рассеяния энергии — что не имеет места в основных состояниях ядер и незначительно в низковозбужденных состояниях, — мы добавляем теперь в ядерный потенциал мнимую часть и получаем то, что обычно называется оптической моделью. Эта модель особенно удачна для описания упругого рассеяния ядрами и «поглощения» нуклонов, когда под последним мы понимаем любой процесс неупругого рассеяния. Хорошей иллюстрацией ее успехов служит описание этой моделью реакций с медленными нейтронами.

Конечно, она не будет воспроизводить резонансов составного ядра, так как они возникают после «поглощения», но она прекрасно воспроизводит грубую структуру случаев, так сказать, среднюю величину по соседним резонансам. Если энергия настолько низка, что действуют только S-состояния, резонансы в грубой структуре будут возникать всякий раз, когда в потенциальной яме укладывается стоячая волна. На рис. 7 и 8 показаны эффект поглощения и емкостный эффект в этих резонансах соответственно в нейтронной силовой функции и в радиусе потенциального рассеяния. Немногие отклонения от ожидаемых кривых теперь удовлетворительно



Рпс. 8. Эффективный радиус рассеяния при нулевой энергии как функция массового числа при тех же условиях, что и на рис. 7.

поняты и прослеживаются в ядерной деформации (около второго резонанса) и флуктуациях в мнимой части потенциала из-за отсутствия уровней правильной четности (около A = 100). Оптическая модель одинаково успешна в описании рассеяния и поглощения ядерных частиц высокой энергии. Увеличение с энергией мнимой части потенциала и суперпозиция более чем одного углового момента препятствуют возникновению столь же эффективных резонансов, как это имеет место при малой энергии.

Когда переходят к другому пределу: высокой энергии и очень сильному поглощению, что реализуется, например, при рассеянии а-частиц с энергией 40 *Мэв*, оптическая модель будет предсказывать картины рассеяния с максимумами и минимумами в угловом распределении подобно тому, что наблюдается для оптического рассеяния от черных шаров. Это предсказание, как показывает рис. 9, реализуется очень хорошо.

Оптическая модель является сильным инструментом для анализа ядерных реакций, но она не может сказать нам о ядерных реакциях или неупругом рассеянии ничего более, кроме полной вероятности таких случаев. Для того чтобы узнать больше, мы должны заглянуть более глубоко, чем это можно на языке оптической модели, в механизм того, что происходит, когда частица «поглощена» ядром. Для этой цели мы вернемся назад к модели независимых частиц и изучим видоизменения, внесенные силами взаимодействия. Что происходит, когда частица входит в ядро и сталкивается с одной из ядерных составных частей? Рис. 10 иллюстрирует некоторые из этих возможностей.

1) Падающая частица теряет часть своей энергии, поднимая ядерную частицу в более высокое состояние. Это будет результатом неупругого рассеяния, если падающая частица остается с энергией, достаточной для того.



Рис. 9. Угловое распределение для рассеяния а-частиц с энергией 40 Мэе на Mg²⁴ (по измерениям Явина и Фаруэлла). Мы интересуемся только верхней кривой, которая описывает упругое рассеяние. Экспериментальная кривая близко следует к дифракционной картине, ожидаемой от черного шарика.

чтобы снова покинуть ядро. Этот процесс называют прямым неупругим рассеянием, поскольку он предполагает рассеяние только на одной составной части ядра.

2) Падающая частица передает энергию коллективному движению, как это символически показано на второй схеме рис. 10, это также является прямым взаимодействием.

3) На третьей схеме рис. 10 переданная энергия достаточно велика для того, чтобы вырвать нуклон из мишени. Этот процесс также дает вклад в прямую ядерную реакцию. В принципе он не отличается от 1), он соответствует «обменной реакции».

4) Падающая частица может потерять так много энергии, что остается связанной внутри ядра, переданная энергия может быть принята низко лежащим нуклоном таким образом, что он не сможет оставить ядро. Мы получаем тогда возбужденное ядро, которое не может испустить нуклон. Это состояние с необходимостью приводит к дальнейшим возбуждениям нуклонов внутренними столкновениями, в которых энергия на возбужденную частицу в среднем убывает, так что в большинстве случаев нуклон не может покинуть ядро. Следовательно, будет достигнуто состояние с очень большим временем жизни, которое может распасться только в том случае, когда одна частица при столкновениях внутри ядра случайно приобретет достаточную энергию для того, чтобы покинуть ядро. Такую



Рис. 10. Схематическое представление того, что происходит, когда частица входит в ядро. Деформация потенциальной ямы на втором рисунке, стмеченная пунктиром, символизирует коллективные колебания.

 ситуацию мы называем образованием компаунд-ядра. Энергия может быть потеряна также излучением, после которого вылет частицы становится энергетически невозможным: падающий нуклон испытает радиационный захват.

5) Образование компаунд-ядра может осуществляться в два или более шагов, если после процесса типа 1) или 2) падающий нуклон на своем пути ударяет другой нуклон и возбуждает его таким образом, что вылет из ядра оказывается невозможным для любого нуклона.

Эта схема показывает, каким образом предположение о слабом взаимодействии между нуклонами в ядерной материи предоставляет возможность понять осуществление прямых реакций и образование компаундядер. Впервые представление о компаунд-ядре было высказано Н. Бором в предположении очень сильного взаимодействия между составными частями ядра. В этом случае энергия падающей частицы должна быть быстро и полностью распределена между всеми компонентами ядра. Когда новые идеи о слабой связи в ядрах стали общепринятыми, было устранено основание для принятой ранее картины образования компаунд-ядра, поэтому часто утверждали, что все ядерные реакции должны быть прямыми. Ясно, однако, что из модели слабых взаимодействий это вовсе не следует. Она утверждает, что прямые реакции имеют место, но она не исключает того, что часть времени падающая энергия может быть распределена по большому числу составных частей ядра, в частности, когда падающая энергия не слишком велика. Действительно, как только компаунд-состояние достигнуто, время жизни состояния должно быть значительно больше, чем это ожидается из модели сильного взаимодействия.

Возможные случаи, имеющие место после того, как частица входит в ядро, символически представлены на рис. 11. Здесь мы видим слева, как падающая частица входит и рассеивается комплексным потенциалом. Часть ее «поглощается», это означает, что она испытывает первое столкновение, приводящее либо к прямому неупругому рассеянию, либо к прямым реакциям. Второе столкновение все еще может привести к реакции, но с меньшей вероятностью из-за распределения энергии между тремя частицами. С этих пор все больше и больше столкновений имеют место,



Рис. 11. Графическое представление течения ядерной реакции. До тех пор, пока не происходит столкновения, возможно лишь упругое рассеяние. После первого столкновения имеют место прямые реакции, позднее, после многих столкновений, образуется компаунд-ядро.

которые редко приводят к испусканию частицы, но полностью размешивают энергию внутри ядра. Образуется компаунд-состояние. После многих взаимных обменов энергией одна частица (редко такая же, как и падающая) покидает ядро, и компаунд-ядро распадается. Это показывает, каким образом идея слабого взаимодействия приводит к двум возможностям: прямым реакциям и образованию компаунд-ядер. С точки зрения этой картины ясно также, что относительная вероятность образования компаундсостояния будет уменьшаться с возрастанием падающей энергии. Если эта энергия очень высока, скажем выше 30 или 40 *Мэв* на падающий нуклон, мы ожидаем, что первое столкновение будет почти всегда приводить к прямому процессу. В этих случаях компаунд-состояние (состояние, в котором энергия возбуждения распределена среди многих нуклонов, так что каждый из них не способен покинуть ядро до тех пор, пока не приобретет ненормально большого возбуждения) будет образовано только после того, как один или несколько нуклонов будут испущены.

Вероятности прямых взаимодействий могут быть вычислены хорошо известными квантовомеханическими методами, рассматривающими столкновение двух частиц в потенциальной яме ядра. Таким путем могут быть объяснены многие экспериментальные факты об этих реакциях, в частности угловые распределения продуктов реакции, которые совершенно отличны от того, что ожидается в модели испарения. Распад компаундядер дает характерные энергетические спектры, которые близки к максвелловскому распределению при данной температуре, и. конечно, угловые распределения, симметричные относительно 90° и почти изотропные. Эти характерные свойства позволяют довольно надежным образом провести различия между прямыми реакциями и реакциями, идущими через компаунд-ядро.

В настоящее время мы можем изучать оба типа реакций. На рис. 12, 13 и 14 приведены характерные примеры. На рис. 12 представлен наблюденный Д. Б. Томсоном в Лос-Аламосе прекрасный испарительный спектр неупруго рассеянных медью нейтронов, падающих с энергией 7 Мэе. Вследствие низкой энергии прямая реакция, очевидно, не идет. На рис. 13 представлен полученный Факчини и сотрудниками в Милане спектр



Рис. 12. Энергетическое распределение выходящих нейтронсв N(E)dE как функция энергия E выходящих нейтронов для (n, n')-реакции на меди; энергия падающего нейтрона 7 Мэв (по измерениям Д. Томсона).

вторичных протонов, испущенных в *пр*-реакции; энергия падающих нейгронов 14 *Мэв*. На рис. 14 приведены спектры вторичных а-частиц от неупругого а-рассеяния, измеренные Лассеном и Поулсеном в Копенгагене. В обоих случаях мы видим характерные низкоэнергетические непрерывные спектры испарения и, при высокой энергии, несколько хорошо выделенных пиков, которые соответствуют прямым взаимодействиям. Ясно видно, что прямые взаимодействия направлены преимущественно вперед.

Стоит заметить, что, по крайней мере в принципе, прямые процессы и реакции с образованием компаунд-ядра могли бы быть подтверждены в экспериментах с пульсирующими пучками. Как показано на рис. 11, прямые процессы имеют место сразу после столкновения в интервалах времени, соответствующих времени пролета входящей частицы (т. е. порядка 10²⁰ сек). Компаунд-реакции должны ждать распада компаундядра, интервал времени которого трудно оценить. но который должен быть порядка 10^{-16} или 10^{-17} сек. Очевидно, эти временные интервалы настолько коротки, что в настоящее время экспериментально недоступны.

Позвольте мне закончить этот обзор философским замечанием. Ядерная физика обнаруживает большое разнообразие явлений, которых можно ожидать в квантовомеханических системах, содержащих несколько сотен нуклонов. Были найдены и объяснены многие неожиданные и необычные формы и движения. Сравним этот вновь открытый мир с миром атомов и молекул. Во многих отношениях ситуация является сходной: в обоих мирах мы имеем дело с квантовомеханическими системами многих частиц. Имеются, однако, важные различия. То, что стабильные единицы в атомном мире не заряжены, открывает возможность композиции единиц таких, как молекулы, макромолекулы и кристаллы; это допускает бесконечное разнообразие материи, живой или мертвой, той, которой мы окружены. Ядерные агрегаты не могут быть образованы таким путем, и, следовательно, мир ядер до некоторой сте-

пени беднее атомного мира. С человеческой точки зрения существует и другое различие. В нашем непосредственном окружении атомные



Рис. 13. Энергетическое распределение протонов от *пр*-реакции при энергии падающих нейтропов 14 *Мав* под различными углами (измерения Л. Колли, У. Факчини, И. Лори, Г. Марказана, А. Сона).

Видно, что прямые реакции наиболее заметны в направлении вперед.



Рис. 14. Энергетическое распределение под различными углами неупруго рассеянных а-частиц от (а, а')-реакции на Си⁶³ и Си⁶⁵ (пунктирная кривая) (измерения Н. О. Лассена и Н. О. Рой Поулсена).

Видно, что прямые взаимодействия наиболее заметны под малыми углами.

ядра существуют только в основном состоянии; они действуют на мир, в котором мы живем, только своим зарядом и массой, а не своими сложными динамическими свойствами. Действительно, все интересные ядерные явления, о которых мы говорили, включаются в рассмотрение только при определенных условиях, которые мы сами создаем в ускорителях. Это некоторая область мира, созданного человеком.

Однако он не полностью создан человеком. Центры всех звезд являются областями Вселенной, где происходят ядерные реакции и где поэтому ядерная динамика играет существенную роль в явлениях природы. Следовательно, ядерные явления служат основой энергетического снабжения как на Земле в реакторах, так и на Солнце. Но ядерная физика является даже более важной для того мира, в котором мы живем, с точки зрения истории Вселенной. Структура материи, какой мы видим ее сегодня, является продуктом ядерных реакций, которые происходили много лет назад в звездах или звездных вспышках, где господствуют условия, которые мы повторяем в микроскопическом объеме в наших ускорителях. Следовательно, материальная основа мира, в котором мы живем, является следствием действия законов ядерной физики. Я не могу лучше проиллюстрировать взаимосвязь всех фактов природы, тесно переплетенных законами физики. чем просто указать на диаграмму распространенности элементов в нашей части Вселенной (рис. 15). Каждый максимум и минимум на кривой



Рис. 15. Диаграмма распространенности элементов во Вселенной по Х. Е. Зюссу и Х. С. Юри.

распространенности соответствует определенной особенности ядерной динамики; здесь заполненная оболочка, там большое нейтронное сечение или низкая энергия связи. Если резонанс при энергии 7,65 Мэв на углероде не существует, тогда, согласно Хайлю и Салпитеру, углерод практически образовываться не будет и мы, вероятно, не готовы к тому, чтобы рассматривать эти проблемы. Всякий раз, когда мы исследуем природу - будь то изучение структуры ядер или исследование макромолекул, изучение элементарных частиц или исследование структуры твердых тел, - мы всегда постигаем какую-либо существенную часть этого великого мира, окружающего нас.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. G. Derrick, D. Mustard, I. M. Blatt, Phys. Rev. Lett. 6, 69 (1961).

- G. Derrick, D. Mustaru, I. M. Diatt, ruys. Rev. Lett. 0, 09 (1901).
 E. E. Salpeter, Ann. Phys. 11, 393 (1960).
 B. Cohen, Phys. Rev. 105, 1549 (1957).
 J. S. Blair, G. W. Farwell, D. K. McDaniels, Nucl. Phys. 17, 641 (1960); M. Crut, N. S. Wall, Phys. Rev. Lett. 3, 520 (1960).
 S. Fallieros, R. A. Farrell, Phys. Rev. 116, 660 (1960).
 H. Cranwell, R. Helm, H. Kendall, I. Oeser, M. Yearian (1970).
- (будет опубликовано).