

122, 12

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

*Л. А. Арцимович, Ленинград*

Одной из основных задач физики атомного ядра является изучение сил, действующих между элементарными ядерными частицами — нейтронами и протонами. Характер этих сил определяет, в конечном счете, структуру и свойства всех атомных ядер.

Запас имеющихся в настоящее время экспериментальных данных явно недостаточен для построения исчерпывающей картины взаимодействия элементарных частиц. Современные теории сами по себе бессильны дать нам руководящую идею для понимания этих новых видов взаимодействия. Поэтому изучение ядерных сил находится еще в самой начальной стадии своего развития. Однако, уже сейчас мы можем извлечь из экспериментальных данных ряд важных сведений о характере ядерных сил. Мы постараемся проанализировать эти сведения, опираясь, насколько это возможно, только на хорошо установленные факты для того, чтобы отделить твердо закрепленные результаты от сезонных теоретических построений.

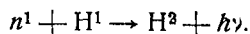
Так как существуют два сорта тяжелых элементарных частиц — нейтроны и протоны, то должно существовать три типа элементарных взаимодействий: нейтрон — протон, протон — протон и нейтрон — нейтрон. Из этих трех типов взаимодействия непосредственному экспериментальному исследованию в настоящее время доступны только первые два; о взаимодействии двух нейтронов мы можем судить сейчас только на основании косвенных данных.

Рассмотрим взаимодействие нейтрона и протона. Для выяснения характера этого взаимодействия в нашем распоряжении имеются, во-первых, данные, относящиеся к процессам столкновения свободных нейтронов с протонами, и, во-вторых, данные о структуре и свойствах атомных ядер. Прежде всего можно сделать одно замечание. Так как все ядра состоят из нейтронов и протонов, то, следовательно, силы между нейтронами и протонами, при определенных состояниях движения этих частиц, являются силами притяжения. Это утверждение становится совершенно очевидным, если заметить, что простейшая ядерная система — дейтрон — состоит только из одного протона и одного нейтрона.

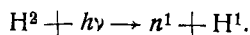
Перейдем теперь к анализу данных о столкновениях нейтронов с протонами. Изучение столкновений частиц является, как известно, одним из наиболее прямых и плодотворных методов анализа сил, действующих между ними. В настоящее время известны следующие типы столкновений нейтронов с протонами:

1. Упругое рассеяние нейтронов протонами.

2. Захват нейтрона протоном, сопровождающийся испусканием  $\gamma$ -лучей. В результате образуется устойчивая система — дейтон. Этот процесс описывается простейшей ядерной реакцией:



3. Фоторасщепление дейтона — процесс, обратный захвату нейтрона протоном. Ядерная реакция:



Все эти процессы наблюдаются на опыте. Из этих элементарных процессов относительно лучше всего изучено упругое рассеяние нейтронов. Для того чтобы наблюдать это явление, пучок нейтронов пропускают через вещество, содержащее водород (вода, парафин). В результате отдельного столкновения нейтрон отклоняется от первоначального направления движения, а протон, который до столкновения покоился, испытывает отдачу и приобретает кинетическую энергию (рис. 1). Так как нейтрон и протон имеют почти в точности одинаковую массу, то после столкновения угол между направлениями их движения должен быть равен  $90^\circ$ . Этот вывод следует из законов сохранения энергии и импульса.



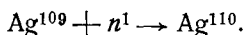
Рис. 1

1 — первоначальное направление движения нейтрона, 2 — направление движения после столкновения с атомом водорода, 3 — протон отдачи

Очевидно, что измерения рассеяния нейтронов протонами могут быть основаны либо на регистрации отклоненных нейтронов, либо на регистрации протонов отдачи. Протоны отдачи обычно регистрируются при помощи камеры Вильсона, в которой помещается вещество, содержащее водород. Через камеру пропускается параллельный пучок нейтронов. При помощи камеры Вильсона можно получить сведения прежде всего о характере углового распределения протонов отдачи (а следовательно, и рассеянных нейтронов). Указанный метод применяется, однако, только в том случае, когда нейтроны обладают достаточно большой кинетической энергией (порядка нескольких сот кило-электрон-вольт и выше). Если нейтроны имеют малую скорость, то протоны отдачи будут иметь очень маленький пробег, и их нельзя будет заметить в камере Вильсона.

Пользуясь другим методом, основанным на регистрации самих рассеянных нейтронов, мы не встречаемся с этим неудобством, так как у нас имеются индикаторы для нейтронов самых разнообразных энергий (от 0,01 V до нескольких миллионов вольт). Регистрация нейтронов возможна благодаря разнообразным ядерным реакциям, которые они вызывают. Наиболее употребительными индикаторами являются те вещества, в которых нейтронная бомбардировка приводит к созданию искусственно-радиоактивных элементов. Так, например,

прекрасным индикатором медленных нейтронов может служить серебряная пластинка. Нейтроны, прилипая к ядрам серебра, приводят к образованию неустойчивого изотопа, согласно реакции:



Ядра  $\text{Ag}^{110}$  распадаются с испусканием электронов и превращаются в ядра  $\text{Cd}^{110}$ . Число электронов, испускаемых радиоактивным серебром, пропорционально интенсивности потока нейтронов, падающих на пластинку. Удобными индикаторами медленных нейтронов являются также бор, литий, родий, иод и т. д. Для регистрации быстрых нейтронов можно использовать медь, алюминий и т. д. Кроме углового распределения можно измерять также абсолютную величину эффективного поперечного сечения для рассеяния нейтронов протонами. Для этой цели необходимо измерять уменьшение интенсивности прямого пучка нейтронов, прошедшего через слой вещества, содержащего водород. Если пучок нейтронов обладает малой расходимостью и достаточно монохроматичен, а индикатор нейтронов находится на достаточно большом расстоянии от рассеивателя, то уменьшение интенсивности нейтронного потока выражается следующей простой формулой:

$$I = I_0 e^{-N\sigma x}.$$

Здесь  $I_0$  — начальная интенсивность пучка нейтронов,  $I$  — интенсивность пучка, прошедшего через слой вещества толщиной  $x$ ,  $N$  — число атомов в  $1 \text{ см}^3$  и  $\sigma$  — эффективное сечение рассеяния. Эта формула справедлива в таком толковании, конечно, только в том случае, если рассеянием от других атомов, входящих в состав данного вещества, можно пренебречь. Если этого сделать нельзя, то необходимо ставить специальные контрольные измерения для того, чтобы определить, какая доля эффективного сечения  $\sigma$  приходится на столкновения с протонами. Такую проверку обычно можно легко произвести.

Указанными методами было исследовано угловое распределение и определено эффективное сечение рассеяния для очень широкого интервала энергии нейтронов — от 0, 03 eV до нескольких миллионов электрон-вольт (угловое распределение до 4 MeV, величина сечения — до 16 MeV). Прежде всего удалось найти закон углового распределения рассеянных нейтронов, который можно сформулировать следующим образом: число нейтронов, рассеянных в единичном телесном угле под углом  $\vartheta$  к первоначальному направлению движения, пропорционально  $\cos \vartheta$ . Этот закон принимает еще более простую форму, если перейти от обычной системы координат, в которой протон перед столкновением покоится, к координатной системе, в которой покоится центр тяжести двух сталкивающихся частиц. Такая система координат лучше приспособлена для изучения закономерностей рассеяния, так как в ней устранена несимметричность в начальных условиях для нейтрона и протона. Простой пересчет показывает, что в этой естественной системе координат угловое распределение рассеянных нейтронов и протонов отдачи обладает сферической симметрией.

Из этого основного факта можно вывести вполне определенное заключение о характере сил взаимодействия между нейтроном и протоном. Согласно принципам квантовой механики из изотропии углового распределения рассеянных нейтронов следует, что силы между нейтроном и протоном обладают очень малым радиусом действия. Область, в пределах которой сосредоточены эти силы, должна быть меньше, чем де-броглевская длина волны падающего нейтрона, для того чтобы рассеяние обладало изотропией в пространстве.

Опыт показывает, что даже для нейтронов, имеющих очень большую энергию и, следовательно, очень малую длину волны ( $E_0 = 4-6$  мВ,  $\lambda = 3-4 \cdot 10^{-13}$  см), рассеяние изотропно. Поэтому радиус действия сил между нейтроном и протоном должен быть меньше, чем  $4 \cdot 10^{-13}$  см. Понятие о «силах с малым радиусом действия» имеет, разумеется, скорее качественный, чем количественный характер. Оно означает, что потенциальная яма, при помощи которой можно изобразить энергию взаимодействия нейтрона и протона, имеет вид глубокого колодца, за пределами которого энергия взаимодействия практически равна нулю.

Связь между радиусом действия сил и угловым распределением рассеянных частиц вытекает из основных принципов квантовой теории столкновения частиц. Частица, двигающаяся в поле неподвижного рассеивающего центра<sup>1)</sup>, может иметь различные значения момента вращения. В центральном поле сил момент вращения проквантован и может принимать только ряд дискретных значений, соответствующих азимутальным квантовым числам  $l=0, 1, 2, 3, \dots$  ( $S, P, D, F$  — состояния по оптической терминологии). Значения момента вращения равны соответственно:

$$0, \frac{\hbar}{2\pi}, 2 \frac{\hbar}{2\pi}, 3 \frac{\hbar}{2\pi}, \dots$$

[Точнее, азимутальному квантовому числу  $l$  соответствует момент вращения  $R = \frac{\hbar}{2\pi} \sqrt{l(l+1)}$ ]. Чем больше момент вращения, тем дальше в среднем проходит от центра рассеиваемая частица. Наличие момента вращения, не равного нулю, эквивалентно существованию фиктивного потенциального барьера (барьер центробежной силы), не допускающего частицу к рассеивающему центру.

Если радиус действия сил  $r_0$  мал по сравнению с длиной волны падающей частицы  $\lambda$ , то этот добавочный потенциальный барьер почти целиком изолирует поле рассеивающего центра. Следовательно, частица с длиной волны, большой по сравнению с радиусом действия сил, будет рассеиваться только в том случае, когда ее момент вращения равен нулю, т. е. когда она находится по отношению к центру сил в  $S$ -состоянии.

<sup>1)</sup> Когда мы рассматриваем столкновение нейтрона и протона, пользуясь «симметричной» координатной системой, то роль неподвижно рассеивающего центра играет центр тяжести, так как мысленно мы можем сделать его источником сил, действующих на каждую из сталкивающихся частиц.

В квантовой механике рассеяние от центра сил рассматривается как дифракция плоской волны от сферического препятствия (если пользоваться оптической аналогией, то надо добавить, что это препятствие сделано из прозрачного материала с переменным показателем преломления). Плоскую волну, соответствующую падающей частице, очевидно, можно рассматривать как наложение ряда сферических волн, соответствующих квантованным значениям момента вращения с  $l=0, 1, 2, 3, \dots$ . На основании изложенного выше мы заключаем, что влияние рассеивающего центра при  $\lambda \gg r_0$  будет сказываться только на компоненте с  $l=0$ . Таким образом, только волна с  $l=0$  будет испытывать рассеяние и в рассеянном излучении будут присутствовать только частицы с нулевым моментом. Но нулевому моменту вращения соответствует сферическая симметрия волновой функции (вспомним сферическую симметрию основного состояния водородного атома с  $l=0$ ). Поэтому волновая функция рассеянных частиц также будет обладать сферической симметрией и угловое распределение будет характеризоваться полной изотропией в пространстве. Этот результат совершенно не зависит от конкретных представлений о форме потенциальной ямы; детали ее внутренней структуры не сказываются на характере углового распределения рассеянных частиц.

Не следует думать, что такая связь между размерами области, рассеивающей волну, и угловым распределением рассеяния обусловлена специфическими квантовыми законами. Она является свойством рассматриваемой дифракционной задачи. Аналогичный результат получится, если, например, изучать дифракцию звуковых волн от твердого шарика достаточно малых размеров.

Остановимся теперь на свойствах простейшей ядерной системы — дейтона, отложив пока анализ тех данных, которые дают измерения величины эффективного сечения рассеяния нейтронов протонами. Опыты по фоторасщеплению дейтона позволяют найти его энергию связи; она определяется следующим путем.

Пучок  $\gamma$ -лучей заданной длины волны (например,  $\gamma$ -лучи,  $\text{ThC}''$  с энергией 2,62 MeV) освещает ионизационную камеру или камеру Вильсона, наполненную тяжелым водородом. При расщеплении ядра дейтона связь между нейтроном и протоном разрывается, и обе частицы разлетаются во взаимно противоположных направлениях с одинаковой кинетической энергией, равной

$$E = \frac{h\nu - \epsilon}{2}.$$

В этом выражении  $\epsilon$  обозначает энергию связи дейтона. Равенство кинетических энергий нейтрона и протона вытекает из того, что полное количество движения системы равно нулю как до, так и после столкновения. Импульсом фотона можно пренебречь. Кинетическая энергия протона может быть измерена либо по его пробегу в камере Вильсона, либо по создаваемому им ионизационному толчку в ионизационной камере. Этот толчок тока пропорционален полному числу ионов, образованных протоном, а следовательно, и его

кинетической энергии. Измерив кинетическую энергию протона, можно определить  $\epsilon$  на основании приведенного выше соотношения. По измерению Чадвика она оказывается равной 2,18 MeV.

Таким образом, имеется два основных факта, на которых можно базироваться при попытках выяснения характера сил взаимодействия нейтрона с протоном. Во-первых, радиус действия этих сил должен быть меньше, чем  $4 \cdot 10^{-13}$  см. Во-вторых, потенциальная яма должна иметь такие параметры, чтобы энергия основного уровня дейтона была равна 2,18 MeV. Этих данных, конечно, совершенно недостаточно для того, чтобы определить математическое выражение потенциальной энергии взаимодействия. Однако, пользуясь ими, можно получить качественные сведения о глубине потенциальной ямы. Для того чтобы при радиусе порядка  $10^{-13}$  см в этой потенциальной яме мог поместиться уровень с энергией 2,18 MeV, необходимо, чтобы ее глубина была порядка нескольких десятков MeV. Этот вывод не связан ни с какими конкретными предположениями о форме потенциальной ямы и вытекает из анализа решений задачи о квантовании движения частицы в поле сил с малым радиусом действия. Если выбрать какой-нибудь определенный вид зависимости потенциальной энергии от расстояния между нейтроном и протоном, то можно установить соотношение между константами, характеризующими

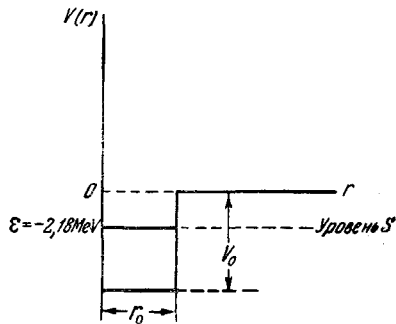


Рис. 2. Потенциальная яма, характеризующая взаимодействие нейтрона с протоном

потенциальную яму. Так, например, если мы предположим, что яма имеет вид прямоугольного колодца (рис. 2), то сразу же можно найти соотношение между глубиной и ее радиусом. Если добавок одну из этих констант зафиксировать, то другая однозначно определяется из условия  $\epsilon = 2,18$  MeV. Если, в частности, радиус  $r_0$  принять равным классическому электронному радиусу, т. е. равным  $2,8 \cdot 10^{-13}$  см, то глубина ямы оказывается равной 21,2 MeV. При других значениях  $r_0$  получаются следующие числа:

$$r_0 = 1, 2, 3 \dots \times 10^{-13} \text{ см},$$

$$V_0 = 100, 40, 15 \dots \text{ MeV}.$$

Все эти значения совершенно равноценны, так как каждая пара величин  $V_0$  и  $r_0$  подобрана таким образом, чтобы удовлетворить условию  $\epsilon = 2,18$  MeV. Если выбрать какое-нибудь другое математическое выражение для потенциальной энергии, например, гауссову

кривую  $V = V_0 e^{-\frac{r^2}{r_0^2}}$ , то получится несколько другое соотношение между  $V_0$  и  $r_0$ . Имеется почти неограниченный произвол в отношении выбора вида функции  $V(r)$ . Единственное условие, которому

должен подчиняться этот выбор, заключается в том, что функция  $V(r)$  должна достаточно быстро стремиться к нулю при увеличении  $r$  далее известных границ.

Однако, как бы мы ни выбирали форму потенциальной ямы дейтона, нам никак не удастся поместить в нее еще хотя бы один уровень, кроме нормального уровня с  $\epsilon = 2,18$  MeV, соответствующего наинизшему энергетическому состоянию с азимутальным квантовым числом  $l=0$  (основное  $S$ -состояние дейтона). Уровни с  $l=1, 2, 3, \dots$ , а также более высокие уровни с  $l=0$  не помещаются внутри потенциальной ямы, если только не увеличивать ее радиус до  $r_0 > 5 \cdot 10^{-13}$  см, что запрещено симметрией углового распределения рассеяния. Мы приходим к выводу, что дейтон не может иметь дискретных возбужденных состояний.

Энергия связи дейтона характеризует силы, действующие между нейтроном и протоном с параллельными спинами. Это следует из того экспериментального факта, что дейтон имеет ядерный спин, равный единице, т. е. момент количества движения, равный  $\frac{h}{2\pi}$ . Так как нейтрон и протон, каждый по отдельности, имеют спины, равные  $\frac{1}{2}$ , то, следовательно, в дейтоне спины обеих частиц параллельны. Уже самый факт отсутствия дейтонов со спином, равным нулю, указывает на то, что энергетический уровень для такого дейтона, в котором спины обеих частиц антипараллельны, лежит выше, чем нормальный энергетический уровень дейтона со спином, равным единице. Однако, на основании этого еще ничего нельзя сказать о том, насколько велика разница между энергиями связи для этих двух случаев. Она может быть совершенно ничтожна и вызываться вторичными обстоятельствами, вроде магнитного расщепления уровней. Поэтому из данных о структуре и энергии связи дейтона нельзя извлечь никаких сведений о взаимодействии нейтрона и протона с антипараллельными спинами. Иначе обстоит дело с исследованием рассеяния нейтронов протонами. В этом явлении зависимость сил от направления спинов должна сказаться достаточно отчетливо. При рассеянии нейтронов протонами на три случая столкновения частиц с параллельными спинами должен приходиться один случай столкновения с антипараллельным расположением спинов. Такое соотношение связано со статистическими весами обоих состояний. Антипараллельное состояние дает суммарный спин, равный нулю, и, следовательно, только одно состояние во внешнем поле. Параллельное состояние дает суммарный спин, равный единице, и поэтому распадается на три «подсостояния» во внешнем поле (проекция спина:  $-1, 0, +1$ ). Измеряемое на опыте эффективное сечение  $\sigma$  равно:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_p + \frac{1}{4} \sigma_a.$$

В этом выражении  $\sigma_p$  и  $\sigma_a$  обозначают эффективное сечение для случаев параллельного и антипараллельного расположения спинов. Оказывается, что при  $\lambda \gg r_0$  эти сечения могут быть вычислены из общей теории рассеяния без каких-либо новых предположений о форме потенциальной ямы. Для приближенного вычисления каждого из них

необходимо знать единственную константу, а именно, энергию связи. Расчет дает без всяких других допущений следующие формулы:

$$\sigma_p = \frac{h^2}{\pi M} \frac{1}{|\varepsilon_p| + \frac{1}{2} E},$$

$$\sigma_a = \frac{h^2}{\pi M} \frac{1}{|\varepsilon_a| + \frac{1}{2} E}.$$

Здесь  $E$  — энергия нейтрона,  $M$  — его масса,  $\varepsilon_p$  и  $\varepsilon_a$  — соответственно энергия связи для дейтонов с параллельными и антипараллельными спинами. Следовательно,

$$\sigma = \frac{h^2}{4\pi M} \left\{ \frac{3}{|\varepsilon_p| + \frac{1}{2} E} + \frac{1}{|\varepsilon_a| + \frac{1}{2} E} \right\}.$$

Значение  $\varepsilon_p$  известно. Оно равно 2,18 MeV. Измеряя  $\sigma$  при различных энергиях нейтронов, можно найти абсолютную величину  $\varepsilon_a$ . Измерения при очень малых энергиях нейтронов, где  $\sigma$  наиболее чувствительно к разности  $|\varepsilon_p|$  и  $|\varepsilon_a|$ , дали:

$$|\varepsilon_a| = 105\,000 \text{ eV}.$$

Чувствительность  $\sigma$  к изменениям  $|\varepsilon_a|$  видна из того, что если положить  $|\varepsilon_p| - |\varepsilon_a|$ , то для очень малых энергий вычисленное  $\sigma$  будет равно  $2,4 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ , в то время как измеренное значение  $\sigma$  равно  $14,8 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ .

Эти измерения доказывают, что уровень энергии дейтона с нулевым спином лежит гораздо выше, чем у дейтона со спином, равным единице. Отсюда следует, что силы между нейтроном и протоном довольно резко зависят от ориентации спинов. Различие между обоими видами взаимодействия можно охарактеризовать разностью глубин потенциальной ямы при одинаковом радиусе действия. Для взаимодействия при параллельных спинах  $\varepsilon = 2,18 \text{ MeV}$  и при радиусе  $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  глубина прямоугольной ямы равна 21 MeV. Для взаимодействия при антипараллельной ориентации спинов энергию связи можно считать практически равной нулю, и при радиусе действия  $2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$  глубина ямы оказывается равной 11,5 MeV.

Значение для  $|\varepsilon_a|$  получено на основании измерения рассеяния очень медленных нейтронов с энергиями порядка 1 eV. Подставляя эту величину в формулу для эффективного сечения рассеяния, можно вычислить  $\sigma$  для нейтронов любой энергии. Вычисленные и измеренные значения  $\sigma$  приведены в табл. 1. При сравнении их между собой следует иметь в виду, что расчетная формула является приближенной, а экспериментальные значения измерены с точностью, не превышающей 10—15%. Только для малых энергий  $\sigma$  измерено с точностью до 3—5%. При этих условиях можно констатировать хорошее согласие между теорией и экспериментом, доказывающее правильность основного допущения о том, что потенциальная яма имеет вид глубокого колодца.



В формулу для рассеяния входит не сама величина энергии связи  $\epsilon_a$ , а ее абсолютное значение. Поэтому остается нерешенным вопрос о существовании стационарного состояния для дейтона с антипараллельными спинами. Если  $\epsilon_a$  положительно, то такое стационарное состояние может существовать. Если  $\epsilon_a$  отрицательно, то соответствующий энергетический уровень является «виртуальным», и дейтон

Таблица 1

Энергия нейтронов в eV	Измеренное $\sigma \cdot 10^{24}$	Вычисленное $\sigma \cdot 10^{24}$
1	14,8	14,8
$1,3 \cdot 10^5$	11,5	9,4
$2,0 \cdot 10^5$	7,5	8,1
$9,0 \cdot 10^5$	5,5	3,9
$2,2 \cdot 10^6$	2,4	2,2
$16 \cdot 10^6$	0,6	0,55

с антипараллельными спинами частиц не может быть реализован. Ответ на вопрос о знаке  $\epsilon_a$  дают измерения рассеяния нейтронов в пара- и орто-водороде. Процесс рассеяния очень медленных нейтронов ( $E \approx 0,02$  eV) в пара- и орто-водороде должен быть различен по следующим причинам.

1. В пара-водороде для очень медленных нейтронов может иметь место только упругое рассеяние. Молекулы пара-

водорода при низкой температуре находятся на уровнях с нулевым вращательным квантовым числом  $j$ . Для того чтобы возбудить молекулу, т. е. поднять ее на более высокий энергетический уровень, нейтрон должен иметь достаточную энергию. Поэтому для очень медленных нейтронов неупругое рассеяние, сопровождающееся возбуждением вращательных уровней молекул, невозможно. Напротив, для молекул орто-водорода, которые при низких температурах занимают уровни с вращательным квантовым числом  $j=1$ , возможен при ударе нейтрона переход от  $j=1$  к  $j=0$  с превращением молекулы орто-водорода в молекулу пара-водорода. Такой переход возможен, так как силы между нейтроном и протоном зависят от ориентации спинов.

2. Второе различие в рассеянии нейтронов от молекул пара- и орто-водорода связано с различием в характере интерференции нейтронных волн от двух протонов с параллельными и антипараллельными спинами. В орто-водороде оба протона имеют одинаковое направление спинов и поэтому дают одинаковую амплитуду рассеянных волн. В пара-водороде спины протонов направлены в противоположные стороны. Поэтому, когда нейтрон испытывает рассеяние в молекуле пара-водорода, он сильно взаимодействует с одним из протонов и слабее взаимодействует с другим. Амплитуды волн, рассеянных обоими протонами, будут различны. Поэтому волны, рассеянные обоими протонами, будут по-разному интерферировать между собой в случае пара- и орто-водорода. Кроме того, интерференция в пара-водородной молекуле очень сильно зависит от знака  $\epsilon_a$ . Если  $\epsilon_a$  положительно (устойчивый уровень), то волны, рассеянные обоими протонами пара-водородной молекулы, будут иметь одинаковую фазу. Если же  $\epsilon_a < 0$  (виртуальный уровень), волны, рассеянные обоими протонами, будут сдвинуты по фазе на  $180^\circ$ . В послед-

нем случае имеет место деструктивная интерференция, значительно уменьшающая вероятность рассеяния нейтронов от пара-водородной молекулы. Деструктивная интерференция должна тем сильнее проявляться, чем больше длина волны нейтрона, т. е. чем меньше его скорость. Это связано с тем, что при больших длинах волн сдвиг фаз, возникающий из-за геометрической разности хода волн, рассеянных обоими протонами, стремится к нулю, и нейтронные волны, рассеянные обоими протонами по любому направлению, будут иметь противоположные фазы. Поэтому, если уровень дейтона с антипараллельными спинами виртуальный, то следует ожидать, что интенсивность рассеяния в орто-водороде будет значительно превышать интенсивность рассеяния в пара-водороде и, кроме того, рассеяние в пара-водороде должно быстро уменьшаться при уменьшении скорости нейтронов. Эти соображения были высказаны впервые Теллером и Швингером, которые дали также количественную теорию рассеяния нейтронов орто- и пара-водородными молекулами.

Эксперименты по рассеянию нейтронов с тепловыми скоростями, выполненные Штерном и его сотрудниками, а также Деннингом, Брикведде и др., показали, что интенсивность рассеяния в орто-водороде значительно больше, чем в пара-водороде, и отношение эффективных сечений рассеяния в обеих модификациях водорода растет с уменьшением энергии нейтронов. По Деннингу при средней энергии нейтронов, равной  $5 \cdot 10^{-2}$  eV,

$$\begin{aligned}\sigma_{орто} &= 56 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \\ \sigma_{пара} &= 29 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

При средней энергии, равной  $2 \cdot 10^{-2}$  eV,

$$\begin{aligned}\sigma_{орто} &= 79 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2, \\ \sigma_{пара} &= 18 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2.\end{aligned}$$

Отсюда следует, что уровень дейтона с антипараллельной ориентацией спинов является виртуальным. Пользуясь спектроскопической терминологией, мы можем выразить этот результат следующим образом: единственным стационарным состоянием дейтона является нормальный уровень  $^3S$ ; уровень  $^1S$  реализуется только в сплошном спектре.

Таковы основные выводы, которые могут быть извлечены из опытов по рассеянию нейтронов в водороде и из данных о структуре и энергии связи дейтона. Главным недостатком этих результатов является невозможность установить сколько-нибудь точно форму потенциальной ямы. Кроме того, они характеризуют силы взаимодействия нейтрона и протона только для определенного состояния движения этих частиц, описываемого симметричной волновой функцией ( $S$ -состояние). Из ряда фактов, о которых речь будет ниже (насыщение ядерных сил), повидимому, следует, что силы взаимодействия нейтрона и протона не могут быть описаны с помощью простой потенциальной функции  $V(r)$ . Вид этой потенциальной функции,

вероятно, должен быть различен для симметричных и антисимметричных состояний системы нейтрон—протон. Поэтому тот случай взаимодействия, который мы до сих пор рассматривали, является очень специальным, и его изучение совершенно недостаточно для выяснения полной картины взаимодействия нейтрона и протона.

Для того чтобы конкретизировать форму потенциальной ямы и выяснить характер взаимодействия при  $l$ , не равном нулю, необходимо прежде всего перейти к изучению рассеяния нейтронов с очень большой энергией—порядка 20 MeV и выше. Для таких нейтронов  $\lambda$  уже не велико по сравнению с  $r_0$ , и поэтому здесь должно проявиться влияние  $P$ ,  $D$ ,  $F$ ... волн. Изотропия углового распределения, маскирующая детали структуры потенциальной ямы, должна исчезнуть при таких энергиях. Простая формула для  $\sigma$ , выведенная почти без всяких предположений о характере взаимодействия и благодаря своей внутренней бессодержательности так хорошо согласующаяся с экспериментом, тоже должна потерять значение для нейтронов достаточно больших энергий. Кроме повышения энергии нейтронов в опытах по рассеянию необходимо также повышение точности измерения величины эффективного сечения рассеяния и вида углового распределения. Для этого необходимо в первую очередь создать более мощные потоки нейтронов. Обе эти экспериментальные задачи—увеличение энергии нейтронов и увеличение интенсивности нейтронных пучков—в настоящее время тесно связаны с прогрессом в строительстве мощных циклотронов. Наконец, следует отметить, что интересных результатов можно ожидать от сравнительного изучения рассеяния нейтронов и протонов дейтонами.

Другие процессы взаимодействия нейтронов с протонами изучены гораздо хуже, чем упругое рассеяние.

Захват нейтронов протонами ведет к образованию дейтонов и испусканию  $\gamma$ -лучей. Этот процесс имеет тем большую вероятность, чем меньше энергия нейтронов. При малых энергиях нейтронов эффективное сечение изменяется приблизительно обратно пропорционально квадратному корню из энергии. Методы исследования захвата нейтронов протонами основаны либо на регистрации  $\gamma$ -лучей, возникающих при прохождении нейтронов через вещество, содержащее водород, либо на измерении диффузии медленных нейтронов в таких веществах. На последнем методе стоит остановиться несколько подробнее, так как он является типичным для той области экспериментальной ядерной физики, в которой изучаются свойства медленных нейтронов.

Для того чтобы получить очень медленные нейтроны, пучок быстрых нейтронов заставляют проходить через какое-либо водородосодержащее вещество. Нейтрон, двигающийся в толще такого вещества, испытывает многократные упругие столкновения с протонами. Легко показать, что в среднем на одно столкновение нейтрон теряет половину своей кинетической энергии. Поэтому после нескольких десятков столкновений энергия нейтрона становится сравнимой с энергией теплового движения атомов того вещества,

в котором происходит замедление нейтронов. После этого энергия нейтрона уже не уменьшается, так как он находится в тепловом равновесии с атомами вещества. Если бы захват нейтронов не происходил, то тепловые нейтроны могли бы проходить в веществе очень большие пути и существовать в свободном виде неограниченное время. Однако, так как медленный нейтрон имеет довольно большую вероятность прилипнуть к протону, то время его жизни в веществе, содержащем водород, будет ограничено. Длина его пробега также будет ограничена. Длину пробега медленного нейтрона можно измерить и отсюда определить эффективное сечение захвата. Для нейтронов со скоростью порядка  $3 \cdot 10^{-2}$  V эффективное сечение захвата оказывается равным  $4 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup>. Менее точные измерения, основанные на регистрации  $\gamma$ -лучей, возникающих при захвате, дают для эффективного сечения захвата величину  $\sim 3 \cdot 10^{-25}$  см<sup>2</sup> (для той же энергии нейтронов).

А priori возможны два механизма захвата нейтронов протонами: а) обычный дипольный переход, б) магнитный дипольный переход.

При простом дипольном переходе нейтрон с моментом вращения, равным единице (*P*-нейтрон), переходит сразу в состояние *S*, т. е. на основной уровень дейтона. При этом в соответствии с обычными оптическими правилами отбора *l* изменяется на единицу. Однако, такой переход должен быть очень мало вероятен, так как нейтроны в *P*-состоянии практически не взаимодействуют с ядерным полем протона (см. выше). Поэтому следует ожидать, что эффективное сечение для захвата, происходящего путем дипольного перехода, должно быть очень мало. Кроме того, оно должно уменьшаться с уменьшением энергии нейтрона, так как при этом увеличивается длина волны нейтрона и роль *P*, *D*, *F*... состояний в процессе взаимодействия сводится к нулю.

Однако, благодаря зависимости сил взаимодействия от ориентации спинов нейтрона и протона возможен не только электрический дипольный переход нейтрона в связанное состояние, но также и переход, сопровождающийся магнитным дипольным излучением. Предположение о возможности такого перехода не является теоретической новинкой, так как с магнитными дипольными переходами мы встречаемся и в обычной спектроскопии. Как известно, в спектрах ряда атомов наблюдаются линии, не подчиняющиеся обычным спектроскопическим правилам запрета, справедливым для переходов, сопровождающихся электрическим дипольным излучением. Эти линии во многих случаях обязаны своим происхождением магнитному дипольному излучению (таково, например, происхождение ряда линий в спектре дважды ионизированного кислорода). С точки зрения классической электродинамики электрический дипольный переход связан с колебанием электрического диполя в атоме; магнитный дипольный переход — с колебаниями магнитного диполя.

Правила запрета для магнитных дипольных переходов являются значительно менее жесткими, чем для электрических дипольных переходов. В частности, возможен переход из одного *S*-состояния в другое *S*-состояние, т. е. переход типа  $l=0 \rightarrow l=0$ . Легко сообра-

зить, каким образом может осуществиться магнитный дипольный переход при взаимодействии нейтрона и протона. Если нейтрон, сталкивающийся с протоном, имеет момент вращения, равный нулю ( $l=0$ ), и спины обеих частиц ориентированы в противоположные стороны, то вся система в начальный момент находится в  $^1S$ -состоянии. Так как силы между нейтроном и протоном зависят от ориентации спинов, то в момент столкновения ориентация спинов может измениться с антипараллельной на параллельную. В результате вся система может перейти на основной уровень дейтона  $^3S$  с испусканием магнитного дипольного излучения. Благодаря тому, что в этом случае захватывается нейтрон с  $l=0$ , взаимодействие между обеими частями будет достаточно велико (в противоположность тому случаю, когда захват происходит при  $l=1$ ). Вероятность этого процесса должна быстро возрастать при уменьшении скорости нейтрона, так как при уменьшении скорости увеличивается время столкновения.

Предположение о таком механизме захвата нейтронов протонами было впервые высказано Ферми. Им разработана также количественная теория этого явления, которая, в частности, приводит к выводу, что для медленных нейтронов сечение захвата должно изменяться обратно пропорционально скорости нейтронов. Такой результат является почти очевидным и на основании приведенных выше качественных соображений Ферми дал также формулы для вычисления абсолютной величины сечения захвата.

Вычисленные по этим формулам значения коэффициентов поглощения нейтронов в парафине и воде совпали с измеренными значениями. Однако, этому совпадению между расчетом и экспериментом не следует придавать очень большого значения, так как коэффициенты поглощения измерены с точностью, не превышающей 30—40%.

Обратный процесс — расщепление дейтона  $\gamma$ -лучами — также изучен еще очень слабо. Главная трудность в определении величины эффективного сечения для этого процесса заключается в том, что необходимо знать абсолютную интенсивность  $\gamma$ -лучей (число фотонов), вызывающих расщепление. Определение абсолютной интенсивности  $\gamma$ -лучей, испускаемых данным источником, представляет собой очень трудную задачу, которая в настоящее время решена более или менее удовлетворительно только для ограниченного числа случаев. Второе затруднение связано с тем, что в нашем распоряжении имеется очень мало источников, дающих монохроматическое  $\gamma$ -излучение. Из естественных радиоактивных источников для изучения фоторасщепления дейтонов может быть использован только источник  $\text{ThC}''$ , дающий интенсивную  $\gamma$ -линию с энергией 2,62 MeV. Искусственные источники  $\gamma$ -лучей, в частности различные ядерные реакции, сопровождающиеся  $\gamma$ -излучением, еще очень плохо изучены и пока не могли служить для точного количественного определения эффективного сечения ядерного фотоэффекта. Поэтому на кривой зависимости сечения ядерного фотоэффекта от энергии фотонов сейчас определена только одна точка: при  $h\nu = 2,62$  MeV сечение равно  $\sim 5 \cdot 10^{-28}$  см<sup>2</sup>.

Теория этого явления до известной степени аналогична теории, рассматривающей фотоионизацию атомов. Электромагнитное поле  $\gamma$ -кванта, взаимодействуя с электрическим моментом дейтона, вызывает переход всей системы из устойчивого состояния  ${}^3S$  в состояние  ${}^3P$  в сплошном спектре. Наряду с такими процессами возможно также взаимодействие  $\gamma$ -кванта с магнитным дипольным моментом дейтона, ведущее к переходу из состояния  ${}^3S$  в состояние  ${}^1S$ . Полное эффективное сечение складывается из эффективных сечений для электрического и магнитного перехода. При  $h\nu = 2,62$  MeV сечение должно равняться  $\sim 1 \cdot 10^{-27}$ . Таким образом, теоретическая величина вдвое превышает экспериментальное значение, что, однако, может объясняться ошибками опыта.

Некоторое противоречие имеется сейчас между данными теории и опыта по отношению к угловому распределению продуктов фоторасщепления дейтона. Как известно, при обычном атомном фотоэффекте фотоэлектроны в основном летят в направлении, перпендикулярном к направлению движения фотона. Интенсивность фотоэлектронного испускания на единицу телесного угла пропорциональна  $\sin^2 \vartheta$ , где  $\vartheta$  — угол с направлением движения фотона. То же самое должно было бы иметь место и для углового распределения фотопротонов и фотонейтронов, если бы расщепление дейтона происходило только путем взаимодействия фотона с электрическим моментом дейтона.

Для магнитных дипольных переходов получается другая картина. В этом случае дейтон переходит с уровня  ${}^3S$  на уровень  ${}^1S$ , для которого характерна сферическая симметрия волновой функции. Поэтому фотопротоны и фотонейтроны, получающиеся при этом переходе, должны обладать изотропным распределением в пространстве. При  $h\nu = 2,62$  MeV магнитные дипольные переходы должны составлять 35% всех фоторасщеплений, и поэтому угловое распределение продуктов распада дейтона должно сильно отличаться от того, которое соответствует чисто электрическому взаимодействию. Однако, опыты Чадвика и др., исследовавших угловое распределение фотопротонов с помощью камеры Вильсона, дают для углового распределения картину, которая полностью соответствует чистому случаю фотоэлектрического расщепления. Нельзя, однако, быть полностью уверенным в том, что это расхождение не связано со статистической игрой малых чисел, характерной для опытов с камерой Вильсона.

Данные, рассмотренные нами, дают в целом следующую картину:

1. Силы между нейтроном и протоном проявляются только на расстояниях порядка  $2 \cdot 10^{-13}$  см и меньших. На больших расстояниях они практически равны нулю. Потенциальная яма, с помощью которой можно изобразить энергию взаимодействия, имеет вид глубокого колодца с резким обрывом. Средняя глубина потенциальной ямы порядка нескольких единиц, умноженных на  $10^7$  MeV.

2. Силы взаимодействия зависят от относительной ориентации спинов обеих частиц. Они больше при параллельной, чем при антипараллельной ориентации спинов. Единственный стационарный уро-

вень дейтона есть уровень  ${}^3S$ . Дейтон не имеет дискретных возбужденных состояний. Уровень  ${}^1S$ , соответствующий объединению протона с нейтроном при антипараллельных спинах, реализуется только в сплошном энергетическом спектре.

3. Все рассмотренные факты укладываются в схему центральных сил.

Такая картина сложилась, примерно, к 1938 г. Однако, если учесть самые последние экспериментальные факты, то приходится констатировать, что в некоторых пунктах она не удержится.

В прошлом году Раби и его сотрудники, исследуя поведение молекулярного пучка тяжелого водорода в магнитном поле, установили, что наблюдаемое расщепление уровней молекулы  $\text{H}_2^2$  может быть объяснено только при предположении, что дейтон не является электрически вполне симметричной системой (т. е. не имеет сферического распределения плотности заряда). Этот вывод Раби основан на том, что наблюдаемое методом магнитного анализа расщепление уровней молекулы  $\text{H}_2^2$  оказывается более сложным, чем это следовало бы, если бы оно обуславливалось исключительно лишь ранее известными видами внутримолекулярных взаимодействий. Поэтому неизбежно приходится допустить новый вид взаимодействия между элементами структуры молекулы. Потенциальная энергия этого нового вида взаимодействия такова, что она может быть приписана внутримолекулярным силам такого типа, которые существуют между зарядом и квадруполем. В данном случае это означает, что это новое взаимодействие вызывается силами притяжения между зарядом одного из дейтонов, входящих в молекулу  $\text{H}_2^2$ , и квадрупольным моментом другого дейтона.

Результаты, полученные Раби в этих опытах, заставили его приписать дейтону в нормальном состоянии квадрупольный электрический момент, равный  $2 \cdot 10^{-27}e$  ( $e$  — заряд протона). Из измерений Раби определяется, однако, не только величина, но и знак квадрупольного момента. Оказывается, что квадрупольный момент дейтона положителен, т. е. электрический заряд вытянут вдоль спиновой оси. Если бы мы захотели представить себе распределение зарядов в дейтоне при помощи сильно упрощенной электрической модели, то для этой цели могла бы служить модель равномерно заряженного эллипсоида вращения, имеющего удлиненную форму (рис. 3). Степень асимметрии в этой модели выражается отношением осей. Из данных Раби для нашей модели следует, что большая ось на  $3\text{—}4\%$  больше малой. Таким образом, асимметрия имеет достаточно ощутимую величину.

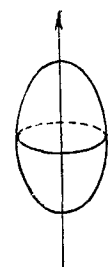


Рис. 3

Открытие электрической асимметрии дейтона имеет очень большое принципиальное значение. Раз у дейтона в нормальном состоянии отсутствует сферическая симметрия, значит, силы, которыми держится эта простейшая ядерная система, не являются строго центральными. Модель взаимодействия нейтрона с протоном, основанная на пред-

ставлении о центральных силах, рушится и должна быть заменена другой моделью, в которой потенциальная энергия является функцией не только расстояния между обеими частицами, но зависит также и от угла между радиусом-вектором и направлением спинов.

Далее отсюда следует, что так как исчезает сферическая симметрия волновой функции, то нельзя уже говорить о квантованном значении орбитального момента количества движения. В частности основное состояние  ${}^3S$ , которому мы приписывали квантовое число  $l=0$ , на самом деле должно рассматриваться, как некоторая квантово-механическая смесь простых состояний. Однако, так как отклонения от сферической симметрии невелики, то практически они не сказываются на рассмотренной выше модели дейтона, которая может попрежнему рассматриваться как хорошее первое приближение. Открытие квадрупольного момента дейтона также мало осложняет наши представления о механизме рассеяния и захвата нейтрона. Во всяком случае это открытие еще больше осложняет задачу построения единой теории ядерных сил.

Для характеристики взаимодействия протона с протоном в настоящее время может быть привлечена только одна группа фактов, относящаяся к столкновениям протонов между собой. Но зато неоспоримым достоинством этих фактов является большая точность экспериментального материала, неизмеримо превышающая точность материала, добытого во всех опытах по изучению столкновения нейтронов с протонами. Это вполне естественно, потому что пучком протонов мы можем управлять в очень широких пределах, в то время как с пучком нейтронов мы можем сделать очень мало — хотя бы в отношении его монохроматизации.

Схема всех основных опытов, в которых изучалось рассеяние протонов протонами, почти совершенно одинакова. Параллельный пучок монохроматических протонов, разогнанных в высоковольтной вакуумной трубке, проходит через камеру рассеяния, наполненную водородом при низком давлении (рис. 4). На определенную точку пучка нацеливается приемник рассеянных протонов (мультипликационный счетчик или ионизационная камера, соединенная с линейным усилителем). Приемник может вращаться вокруг оси, проходящей через эту точку пучка и перпендикулярной к пучку. Поэтому угол, под которым наблюдается рассеяние, может изменяться в широких пределах. Объем рассеяния выделяется диафрагмами, неподвижно

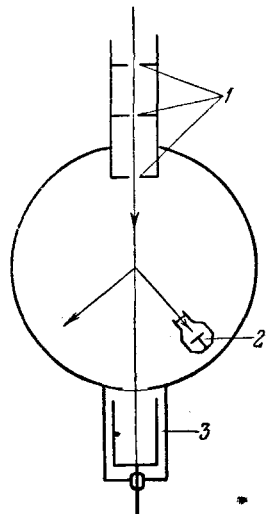


Рис. 4. Схема прибора для исследования рассеяния протонов протонами. 1 — диафрагмы, выделяющие пучок, 2 — ионизационная камера для измерения числа рассеянных протонов, 3 — ионизационная камера для измерения интенсивности прямого пучка



связанными с приемником. Первичный пучок, пройдя через камеру рассеяния, попадает в ионизационную камеру или фарадеев цилиндр. Измеряя число протонов, попавших в приемник, а также число протонов в первичном пучке, можно определить вероятность рассеяния для любого заданного угла. При этом, конечно, необходимо знать геометрические данные прибора и давление водорода. Опыты такого типа были впервые произведены Гертсеном в 1929 г., причем изучалось рассеяние сравнительно медленных протонов с энергией около 40 KeV. В 1936—1939 гг. появился ряд работ американских исследователей: Тюва и Хафстада, Херба и его сотрудников, в которых с большой точностью исследовались рассеяния протонов с энергией от 220 до 2392 KeV.

Прежде чем говорить о результатах экспериментов, необходимо выяснить, какую картину рассеяния следует ожидать, если предположить, что ядерные силы малы и не проявляются при столкновении протонов. В таком случае взаимодействие протонов должно сводиться к кулоновскому отталкиванию двух точечных зарядов. Вероятность рассеяния в этом случае дается формулой Мотта, представляющей квантово-механическое обобщение классической формулы Резерфорда, применительно к столкновению двух тождественных частиц, имеющих спин, равный  $1/2$ . Формула Мотта имеет следующий вид:

$$f(\vartheta) = N \frac{e^4}{m^2 v^4} \left\{ \frac{1}{\sin^4 \vartheta} + \frac{1}{\cos^4 \vartheta} - \frac{1}{\sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta} \cos \left( \frac{2\pi e^2}{h\nu} \lg \operatorname{tg}^2 \vartheta \right) \right\} \cdot 4 \cos \vartheta.$$

Здесь  $\vartheta$  — угол рассеяния,  $f(\vartheta)$  — число рассеянных частиц на единицу телесного угла,  $v$  — скорость протона,  $m$  — его масса,  $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$  CGSE,  $N$  — число атомов водорода на  $1 \text{ см}^2$  рассеивающего слоя. Наличие ядерных сил должно видоизменять функцию  $f(\vartheta)$  и приводить к отклонениям от формулы Мотта.

Гертсен, работавший с медленными протонами, получил при исследовании рассеяния результаты, вполне согласные с формулой Мотта. Тем самым формула Мотта впервые получила экспериментальное оправдание. От-

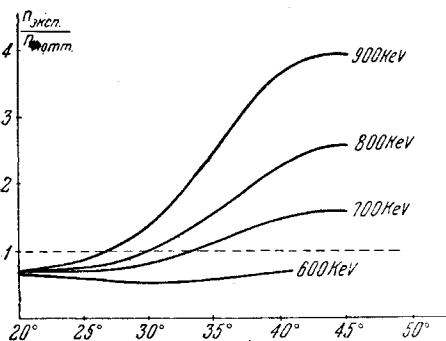


Рис. 5

сутствие отклонений от формулы Мотта в этом случае вполне понятно. Медленные протоны не могут из-за кулоновского отталкивания подходить близко друг к другу, и поэтому ядерные силы изолированы от участия в рассеянии.

Однако, первые же эксперименты Тюва, Хафстада и Гайденбурга, произведенные для протонов с энергией от 600 до 900 KeV, дали резкое расхождение с формулой Мотта. Характер этого расхождения проще всего выяснить с помощью графиков. На рис. 5 по оси

абсцисс отложена энергия протонов, а по оси ординат — отношение величины наблюдаемой интенсивности рассеяния к величине, вычисленной по формуле Мотта. При малых углах для всех энергий рассеяние меньше вычисленного по формуле Мотта, при больших энергиях и больших углах оно, напротив, значительно превышает теоретическое значение. Впоследствии эти измерения Тюва и его сотрудников были ими же значительно уточнены и, кроме того, расширены в области меньших энергий — до 220 KeV. Оказалось, что при уменьшении энергии до 450 KeV рассеяние резко падает (при всех углах) и становится во много раз меньше, чем это требуется формулой Мотта. При энергии, равной 450 KeV, и  $\vartheta = 45^\circ$  оно доходит до  $\frac{1}{30}$  теоретического значения. При дальнейшем уменьшении энергии измеренные значения вероятности рассеяния стремятся к теоретическим значениям. Таким образом, при заданном угле отношение  $\frac{n_{\text{эксп}}}{n_{\text{Мотт}}}$  с увеличением энергии сначала уменьшается, проходит через минимум и затем возрастает, переходя через единицу. Особенно рельефно это проявляется при  $\vartheta = 45^\circ$  (рис. 6).

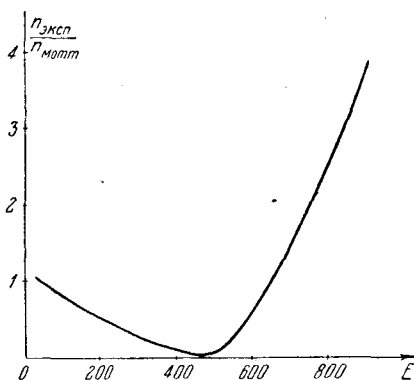


Рис. 6

Результаты этих измерений с полной очевидностью указывают на наличие сильного ядерного взаимодействия между двумя протонами. При этом характер отклонений от формулы Мотта говорит о том, что здесь проявляются силы притяжения. Качественно при этом предположении сразу объясняется вся картина изменения  $\frac{n_{\text{эксп}}}{n_{\text{Мотт}}}$ . На больших расстояниях действуют только кулоновские силы отталкивания. Поэтому малым углам рассеяния и малым энергиям соответствует  $\frac{n_{\text{эксп}}}{n_{\text{Мотт}}} = 1$ . Если при заданном угле рассеяния увеличивать начальную кинетическую энергию протонов, то при этом параметр удара будет уменьшаться. Для того чтобы рассеяться на тот же угол, быстрому протону надо ближе подойти к ядру, чем медленному. Однако, на малых расстояниях начнут сказываться силы притяжения, а потенциальная энергия этих сил частично скомпенсирует потенциальную энергию кулоновского поля. Силы, действующие на протон, ослабнут и рассеяние уменьшится. При дальнейшем увеличении кинетической энергии протонов мы имеем дело со столкновениями на очень малых расстояниях, где потенциальная энергия ядерного взаимодействия во много раз превышает кулоновское отталкивание. Поэтому при достаточно больших энергиях рассеяние начинает быстро возрастать.

Херб и его сотрудники изучили рассеяние еще значительно более быстрых протонов с начальной энергией до 2392 KeV. Эти эксперименты, выполненные с исключительной тщательностью, редкой в физике атомного ядра, привели к результатам, полностью согласующимся с результатами Тюва. При увеличении энергии протонов от 860 до 2392 KeV отклонения от формулы Мотта резко возрастают. Отношение  $\frac{n_{\text{эксп}}}{n_{\text{Мотт}}}$  достигает при  $\vartheta = 45^\circ$  и  $E = 2392 \text{ KeV}$  значения, равного 42,9. Данные, полученные Тювом и Хербом, образуют прочную базу для построения модели взаимодействия двух протонов. Количественная интерпретация этих данных была дана Брейтом.

Оказывается, что наблюдаемые на опыте отклонения от формулы Мотта могут быть объяснены, если в качестве модели взаимодействия выбрать узкую потенциальную яму с радиусом порядка  $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ . Выбрав определенную форму этой потенциальной ямы (гауссова, прямоугольная), можно так же, как и в случае взаимодействия нейтронов с протонами, получить на основании экспериментальных данных о рассеянии соотношение между константами ямы (например, глубиной и шириной). О конкретной форме потенциальной функции мы не можем и в этом случае получить более детальные сведения ввиду того, что имеющиеся экспериментальные данные о рассеянии протонов протонами относятся к такой области энергии, где  $\lambda \gg r_0$ . Однако, выбрав определенную форму функции  $V(r)$  и задав один из параметров (например, радиус действия сил), можно определить другой параметр (глубину потенциальной ямы) и сравнить полученную потенциальную яму с потенциальной ямой, характеризующей взаимодействие нейтрон — протон.

Вычисления параметров потенциальной функции  $V(r)$ , произведенные на основании данных Тюва и Херба, привели к замечательному результату. Оказалось, что энергия взаимодействия двух протонов почти в точности равна энергии взаимодействия протона с нейтроном при антипараллельных спинах. Если принять для потенциальной ямы прямоугольную форму, то при радиусе действия сил, равном  $2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ , глубина потенциальной ямы, характеризующей взаимодействие двух протонов, равна  $11,3 \text{ MeV}^1$ , в то время как глубина потенциальной ямы для нейтрона и протона с антипараллельными спинами при том же радиусе равна  $11,5 \text{ MeV}$ . При истолковании этого результата следует прежде всего обратить внимание на то, что в опытах Тюва и Херба по рассеянию протонов протонами сказываются только силы, действующие между двумя протонами с антипараллельными спинами. Это вытекает из того, что рассеяние в ядерном поле испытывает только  $S$ -волна с азимутальным квантовым числом  $l = 0$  (так как при этих энергиях протонов  $\lambda \gg r_0$ ).

<sup>1</sup> Полная потенциальная энергия для двух протонов будет, очевидно, представлять собой результат наложения кулоновского барьера на потенциальную яму, характеризующую специфическое ядерное взаимодействие.

Но при  $l=0$  волновая функция обоих протонов симметрична по отношению к координатам и поэтому должна быть антисимметрична по отношению к спинам, так как протоны подчиняются статистике Ферми. Проще это можно выразить так: при  $l=0$  оба протона находятся в одинаковом состоянии по отношению к координатам и, следовательно, по принципу Паули они должны иметь противоположно направленные спины.

Поэтому можно сформулировать следующий основной результат: потенциальная энергия ядерного взаимодействия для двух протонов с антипараллельными спинами почти в точности равна потенциальной энергии взаимодействия нейтрона и протона при той же ориентации спинов. Для того чтобы проверить, распространяется ли это правило и на случай параллельной ориентации спинов, необходимо обладать данными о рассеянии значительно более быстрых протонов с энергией порядка  $10^7$  eV. Таких данных пока еще нет. Тем не менее, представляется чрезвычайно вероятным, что и в этом случае энергия взаимодействия для двух протонов и протона с нейтроном будет одинакова. Таким образом, повидимому, устанавливается фундаментальный результат: специфические ядерные силы не зависят от заряда частиц. Из соображения симметрии этот результат естественно распространить и на случай взаимодействия двух нейтронов между собой, хотя у нас и нет прямых экспериментальных данных об этом взаимодействии.

Попутно следует отметить, что полученные результаты делают очевидным отсутствие устойчивой системы из двух протонов ( $\text{He}^2$ ). В такой системе в наименьшем энергетическом состоянии ( $l=0$ ) протоны, по принципу Паули, должны иметь противоположно направленные спины. При этом условии их энергия взаимодействия равна энергии взаимодействия нейтрона и протона с антипараллельными спинами. В этом случае, как уже говорилось выше, устойчивого энергетического состояния системы не существует. Поэтому не может также существовать и  $\text{He}^2$ . Кулоновское отталкивание работает, очевидно, в ту же сторону и только увеличивает трудности объединения двух протонов.

До сих пор мы оставляли в стороне ту группу экспериментальных данных, которая относится к строению сложных ядер. Пользуясь этими данными, можно сделать дальнейшие заключения о характере ядерных сил. Наиболее важными являются данные об энергетике ядер. Запас энергии ядер можно определять либо на основании масспектроскопических измерений, так как масса ядра  $M$  прямо связана с его энергией  $W$  соотношением  $W=Mc^2$ , либо по балансам энергии многочисленных ядерных реакций. Второй метод дает особенно хорошие результаты для легких ядер, для которых известно громадное число реакций и измерены энергетические балансы. Для тяжелых ядер в основном приходится пользоваться данными масспектроскопического анализа.

Основной энергетической характеристикой ядра является его энергия связи, равная разности между суммой энергий элементарных частиц, на которые может быть разложено ядро, и энергией ядра.

Херб и его сотрудники изучили рассеяние еще значительно более быстрых протонов с начальной энергией до 2392 KeV. Эти эксперименты, выполненные с исключительной тщательностью, редкой в физике атомного ядра, привели к результатам, полностью согласующимся с результатами Тюва. При увеличении энергии протонов от 860 до 2392 KeV отклонения от формулы Мотта резко воз-

растают. Отношение  $\frac{n_{\text{эксп}}}{n_{\text{Мотт}}}$  достигает при  $\vartheta = 45^\circ$  и  $E = 2392 \text{ KeV}$

значения, равного 42,9. Данные, полученные Тювом и Хербом, образуют прочную базу для построения модели взаимодействия двух протонов. Количественная интерпретация этих данных была дана Брейтом.

Оказывается, что наблюдаемые на опыте отклонения от формулы Мотта могут быть объяснены, если в качестве модели взаимодействия выбрать узкую потенциальную яму с радиусом порядка  $2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ . Выбрав определенную форму этой потенциальной ямы (гауссова, прямоугольная), можно так же, как и в случае взаимодействия нейтронов с протонами, получить на основании экспериментальных данных о рассеянии соотношение между константами ямы (например, глубиной и шириной). О конкретной форме потенциальной функции мы не можем и в этом случае получить более детальные сведения ввиду того, что имеющиеся экспериментальные данные о рассеянии протонов протонами относятся к такой области энергии, где  $\lambda \gg r_0$ . Однако, выбрав определенную форму функции  $V(r)$  и задав один из параметров (например, радиус действия сил), можно определить другой параметр (глубину потенциальной ямы) и сравнить полученную потенциальную яму с потенциальной ямой, характеризующей взаимодействие нейтрон — протон.

Вычисления параметров потенциальной функции  $V(r)$ , произведенные на основании данных Тюва и Херба, привели к замечательному результату. Оказалось, что энергия взаимодействия двух протонов почти в точности равна энергии взаимодействия протона с нейтроном при антипараллельных спинах. Если принять для потенциальной ямы прямоугольную форму, то при радиусе действия сил, равном  $2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ , глубина потенциальной ямы, характеризующей взаимодействие двух протонов, равна  $11,3 \text{ MeV}^1$ , в то время как глубина потенциальной ямы для нейтрона и протона с антипараллельными спинами при том же радиусе равна  $11,5 \text{ MeV}$ . При истолковании этого результата следует прежде всего обратить внимание на то, что в опытах Тюва и Херба по рассеянию протонов протонами сказываются только силы, действующие между двумя протонами с антипараллельными спинами. Это вытекает из того, что рассеяние в ядерном поле испытывает только  $S$ -волна с азимутальным квантовым числом  $l = 0$  (так как при этих энергиях протонов  $\lambda \gg r_0$ ).

1) Полная потенциальная энергия для двух протонов будет, очевидно, представлять собой результат наложения кулоновского барьера на потенциальную яму, характеризующую специфическое ядерное взаимодействие.

Но при  $l=0$  волновая функция обоих протонов симметрична по отношению к координатам и поэтому должна быть антисимметрична по отношению к спинам, так как протоны подчиняются статистике Ферми. Проще это можно выразить так: при  $l=0$  оба протона находятся в одинаковом состоянии по отношению к координатам и, следовательно, по принципу Паули они должны иметь противоположно направленные спины.

Поэтому можно сформулировать следующий основной результат: потенциальная энергия ядерного взаимодействия для двух протонов с антипараллельными спинами почти в точности равна потенциальной энергии взаимодействия нейтрона и протона при той же ориентации спинов. Для того чтобы проверить, распространяется ли это правило и на случай параллельной ориентации спинов, необходимо обладать данными о рассеянии значительно более быстрых протонов с энергией порядка  $10^7$  eV. Таких данных пока еще нет. Тем не менее, представляется чрезвычайно вероятным, что и в этом случае энергия взаимодействия для двух протонов и протона с нейтроном будет одинакова. Таким образом, повидимому, устанавливается фундаментальный результат: специфические ядерные силы не зависят от заряда частиц. Из соображения симметрии этот результат естественно распространить и на случай взаимодействия двух нейтронов между собой, хотя у нас и нет прямых экспериментальных данных об этом взаимодействии.

Попутно следует отметить, что полученные результаты делают очевидным отсутствие устойчивой системы из двух протонов ( $\text{He}^2$ ). В такой системе в наименьшем энергетическом состоянии ( $l=0$ ) протоны, по принципу Паули, должны иметь противоположно направленные спины. При этом условии их энергия взаимодействия равна энергии взаимодействия нейтрона и протона с антипараллельными спинами. В этом случае, как уже говорилось выше, устойчивого энергетического состояния системы не существует. Поэтому не может также существовать и  $\text{He}^2$ . Кулоновское отталкивание работает, очевидно, в ту же сторону и только увеличивает трудности объединения двух протонов.

До сих пор мы оставляли в стороне ту группу экспериментальных данных, которая относится к строению сложных ядер. Пользуясь этими данными, можно сделать дальнейшие заключения о характере ядерных сил. Наиболее важными являются данные об энергетике ядер. Запас энергии ядер можно определять либо на основании масспектроскопических измерений, так как масса ядра  $M$  прямо связана с его энергией  $W$  соотношением  $W=Mc^2$ , либо по балансам энергии многочисленных ядерных реакций. Второй метод дает особенно хорошие результаты для легких ядер, для которых известно громадное число реакций и измерены энергетические балансы. Для тяжелых ядер в основном приходится пользоваться данными масспектроскопического анализа.

Основной энергетической характеристикой ядра является его энергия связи, равная разности между суммой энергий элементарных частиц, на которые может быть разложено ядро, и энергией ядра.

ство между этими двумя видами взаимодействия носит, конечно, чисто формальный характер, так как механизм ядерных и химических взаимодействий совершенно различен. Однако, в обоих случаях, хотя и по разным причинам, потенциальная энергия является функцией не только от  $r$ , но и от состояния движения частиц, т. е. от свойств симметрии или антисимметрии волновой функции.

Необходимо еще раз подчеркнуть, что полное выяснение характера взаимодействия элементарных частиц будет возможно только после того, как в нашем распоряжении будут данные о поведении частиц в различных квантовых состояниях. Все то, что нам было известно до сих пор, относится только к  $S$ -состоянию.

В настоящее время наши основные сведения о свойствах ядерных сил могут быть сведены к следующим итогам:

1. Силы между тяжелыми элементарными частицами имеют малый радиус действия. Энергия взаимодействия составляет несколько десятков миллионов электрон-вольт внутри области действия этих сил и практически равна нулю вне этой области — на расстояниях свыше  $3 \cdot 10^{-13}$  см.

Конкретный вид энергии взаимодействия сейчас не может еще быть установлен. Но соотношение между глубиной и шириной потенциальной ямы может быть найдено для каждой конкретной формы потенциальной функции  $V(r)$ .

2. Силы между элементарными частицами не зависят от заряда, т. е. они одинаковы для двух протонов, двух нейтронов и протона и нейтрона.

3. Силы взаимодействия зависят от относительного расположения спинов обеих частиц. Они имеют большую величину при параллельных спинах.

4. Силы взаимодействия не являются строго центральными.

5. Силы взаимодействия дают насыщение при взаимодействии четырех партнеров между собой.

## ЛИТЕРАТУРА

### 1. Рассеяние нейтронов протонами

#### а) Исследование углового распределения

1. P. G. Kruger, W. E. Shoupp and F. W. Stallman, Phys. Rev., **52**, 678, 1937.
2. Н. А. Добротин, Изв. Акад. наук СССР, сер. физ., № 1—2, 199, 1938.
3. P. I. Dee and C. W. Gilbert, Proc. Roy. Soc., **A 163**, 264, 1937.

#### б) Измерение эффективного сечения рассеяния

4. L. Simons, Phys. Rev., **55**, 792, 1939.
5. W. H. Zinn, S. Seely and V. H. Cohen, Phys. Rev., **56**, 260, 1939.
6. H. Aoki, Phys. Rev., **55**, 795, 1939.
7. E. O. Salant, R. B. Roberts and P. Wang, Phys. Rev., **55**, 984, 1939.

#### в) Исследование рассеяния в пара- и орто-водороде

8. E. Teller, Phys. Rev., **49**, 420, 1936.
9. J. Schwinger and E. Teller, Phys. Rev., **52**, 286, 1937.

10. J. Halpern, I. Estermann, O. C. Simpson, O. Stern, Phys. Rev., **52**, 142, 1937.
11. F. G. Brickwedde, J. R. Dunning, H. J. Hoge and J. H. Manley, Phys. Rev., **54**, 266, 1938.
12. W. F. Libby and E. A. Long, Phys. Rev., **55**, 339, 1939.

### II. Расщепление дейтона $\gamma$ -лучами.

3. J. Chadwick and M. Goldhaber, Proc. Roy. Soc., A **151**, 479, 1935.
14. J. Chadwick, N. Feather and E. Bretscher, Proc. Roy. Soc., A **163**, 366, 1937.
15. H. v. Halban, Nature, **141**, 644, 1938.
16. F. T. Rogers and M. M. Rogers, Phys. Rev., **55**, 262, 1939.

### III. Захват нейтронов протонами

17. R. Fleischmann, Z. Physik, **97**, 242, 1935.
18. L. Arzimowitsch, I. Kurtschatow, G. Latyschew u. W. Chramow, Sow. Phys., **8**, 472, 1935.
19. E. Fermi, Phys. Rev., **48**, 570, 1935.
20. E. Amaldi and E. Fermi, Phys. Rev., **50**, 899, 1936.

### IV. Квадрупольный электрический момент дейтона

21. J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey, J. R. Zacharias, Phys. Rev., **55**, 318, 1939.
22. J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey and J. R. Zacharias, Phys. Rev., **57**, 677, 1940.

### V. Рассеяние протонов протонами

23. M. A. Tuve, N. P. Heidenburg and L. R. Hafstad, Phys. Rev., **50**, 806, 1936.
24. L. R. Hafstad, N. P. Heidenburg and M. A. Tuve, Phys. Rev., **53**, 239, 1938.
25. R. G. Herb, D. W. Kerst, D. B. Parkinson and G. J. Plain, Phys. Rev., **55**, 998, 1939.
26. G. Breit, H. M. Thaxton and L. Eisenbud, Phys. Rev., **55**, 1018, 1939.