

ния под углом 45° в области сотен кэВ имеет форму, изображенную на рис. 5.2. Выброс в кривой при $E = 380$ кэВ имеет интерференционное происхождение и, как доказывается в теории, свидетельствует о том, что ядерные силы носят притягивающий характер.

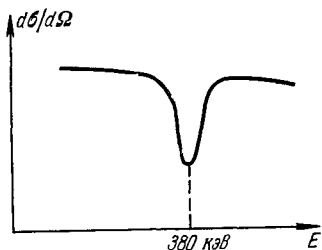


Рис. 5.2. Зависимость сечения рассеяния $p-p$ под углом 45° в ЛИС от энергии E налетающего протона в области $E \approx 380$ кэВ.

4. Величина ядерных сил притяжения в системе $p-p$ такая же, как и в соответствующих состояниях системы $p-p$. Такую же величину, как показывают сравнительно недавние (правда, не очень точные) измерения, имеют силы в системе нейтрон — нейтрон. В этих фактах проявляется изотопическая инвариантность сильных взаимодействий. В дальнейшем мы рассмотрим вопрос об изотопической инвариантности подробнее (см. § 6, а также гл. VII, § 7).

5. Сечение $p-p$ -рассеяния при низких энергиях измеряется с исключительно высокой точностью. Это — наиболее точно измеренное сечение в ядерной физике. Такая точность обеспечивается главным образом высокой степенью монохроматичности по энергии пучков протонов, получаемых в электростатических генераторах, а также легкостью коллимации и регистрации протонов.

§ 5. Рассеяние нуклон — нуклон при высоких энергиях

1. При высоких энергиях рассеяние перестает быть изотропным и начинает зависеть от детальной формы потенциала. Это означает, что при повышении энергии наряду с S -волной заметный вклад в сечение начинают давать и высшие гармоники: P ($l = 1$), D ($l = 2$) и др. Тем самым из вида сечений при высоких энергиях можно извлекать более подробную информацию о виде потенциала взаимодействия. В частности, может оказаться (а так оно и есть в действительности), что потенциал взаимодействия зависит не только от относительной ориентации спинов нуклонов, но и от относительной ориентации орбитального и спинового моментов нуклона (спин-орбитальное взаимодействие), а также от спинов и радиуса-вектора, соединяющего нуклоны (тензорное взаимодействие). Вследствие этого при рассеянии нуклонов появляется поляризация нуклонов, т. е. рассеянные нуклоны характеризуются некоторым преимущественным направлением спина.

Таким образом, переход к высоким энергиям столкновения существенно обогащает наши источники информации о ядерных силах.

2. Посмотрим, каких результатов можно ожидать от опытов при высоких энергиях, если опираться на результаты опытов при

низких энергиях. Мы видели в предыдущих параграфах, что для объяснения всей совокупности экспериментальных данных по взаимодействию нуклон — нуклон при низких энергиях достаточно считать потенциал взаимодействия на расстояниях порядка радиуса действия ядерных сил прямоугольной ямой глубиной порядка 30 МэВ и шириной примерно 2 ферми. О форме потенциала на меньших расстояниях на основе опытов при низких энергиях определенных заключений сделать нельзя. Если потенциал имеет форму потенциальной ямы вплоть до самых малых расстояний, то при больших энергиях рассеяние в основном должно идти на углы, меньшие 90° , т. е. вперед должно рассеиваться больше частиц, чем назад. Действительно, если кинетическая энергия E будет значительно больше потенциальной ($E \gg 30$ МэВ), то потенциальная энергия будет слабо влиять на движение частицы. Сделаем грубую некантовую оценку среднего угла ϑ рассеяния частицы (рис. 5.3). В области действия ядерных сил (заштрихованная область) появление отрицательной потенциальной энергии V должно компенсироваться изменением импульса частицы на величину Δp :

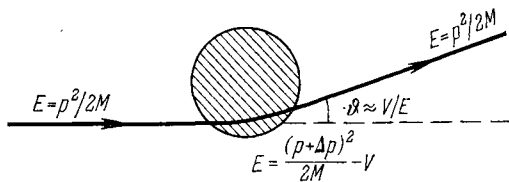


Рис. 5.3. Схематическое изображение отклонения налетающего нуклона полем нуклон-нуклонных сил.

Штрихованная окружность — область, в которой на рассеиваемый нуклон действуют ядерные силы; сплошной линией изображена траектория движения налетающего нуклона.

Из (5.29) следует, что при $E \gg V$ для угла отклонения ϑ справедлива оценка

$$\frac{p^2}{2M} = \frac{(p + \Delta p)^2}{2M} - V \approx \frac{p^2}{2M} + \frac{\Delta p \cdot p}{M} - V. \quad (5.29)$$

Из (5.29) следует, что при $E \gg V$ для угла отклонения ϑ справедлива оценка

$$\vartheta \approx \frac{\Delta p}{p} \approx \frac{V}{E}, \quad (5.30)$$

так что рассеяние при высоких энергиях преимущественно будет происходить вперед*). Однако первые же измерения нуклон-нуклонных сечений при энергиях в сотни МэВ привели к совершенно другим результатам, показав тем самым, что на расстояниях, существенно меньших 1 ферми, потенциал мало похож на потенциальную яму.

3. Сечение рассеяния протон — протон при повышении энергии и сначала падает и приобретает заметную анизотропию, но затем

*) Подчеркнем, что мы все время обсуждаем рассеяние в системе центра инерции. В лабораторной системе сечение всегда вытянуто вперед, но этот чисто кинематический эффект здесь ни при чем,

вплоть до энергии 400 МэВ остается почти не зависящим от энергии и практически изотропным, т. е. одинаковым во всех направлениях:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{d\Omega} = 3,4 \text{ мбарн/ср.} \quad (5.31)$$

И только при энергиях, заметно превышающих 400 МэВ, сечение становится анизотропным и существенно зависящим от энергии. Такое поведение сечения можно объяснить, предположив, что на расстояниях 0,3—0,4 ферми начинают действовать очень интенсивные силы отталкивания. Соответствующий такой физической картине потенциал имеет форму типа изображенной на рис. 5.4. В этом

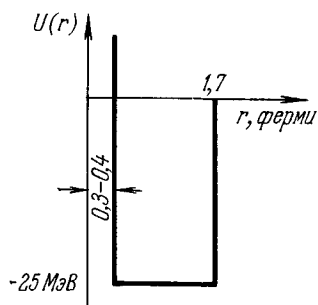


Рис. 5.4. Зависимость потенциала взаимодействия двух протонов от расстояния между ними.

потенциале традиционная яма глубиной в 25 МэВ и радиуса 1,7 ферми на малых расстояниях (0,3—0,4 ферми) переходит в очень высокую (≥ 200 МэВ) «отталкивающую сердцевину», называемую также «кernом». При малых энергиях нуклон не доходит до сердцевины и рассеяние происходит так же, как на простой яме. При больших энергиях, напротив, нуклон почти «не замечает» яму, поскольку его кинетическая энергия значительно превосходит глубину ямы. Поэтому высокоэнергетическое рассеяние в основном идет на «отталкивающей сердцевине». Это рассеяние на сердцевине будет изотропным до тех пор, пока длина волны нуклона не станет меньше радиуса

сердцевины. Мы видим, что предположение об отталкивающей сердцевине хорошо объясняет неожиданное на первый взгляд поведение сечения протон — протон при энергии в сотни МэВ. Это предположение является сейчас общепринятым. Заметим, однако, что оно не является единственным возможным объяснением экспериментальных фактов. Как мы уже говорили в § 1, восстановление потенциала взаимодействия по сечению рассеяния однозначно лишь с точностью до зависимости от скоростей. Поэтому вместо отталкивающей сердцевины можно было бы, например, ввести зависимость потенциала от энергии, такую, чтобы яма постепенно переходила в отталкивающую сердцевину с ростом энергии.

4. Другого рода неожиданность обнаружилась при изучении нейтрон-протонного рассеяния при энергиях в несколько сотен МэВ. Оказалось, что в этом случае угловое распределение уже не изотропно, но не смещено вперед, а симметрично относительно угла 90° . Типичный график такого углового распределения приведен на рис. 5.5. Левая часть этого графика в какой-то мере соответствует выводам, сделанным в п. 2: сечение имеет максимум в направлении

вперед (т. е. под углом 0°). Но точно такой же максимум имеется и в направлении назад (т. е. под углом 180°). Происхождение этого максимума связывают с влиянием *обменных сил*. Обменными называются силы, под действием которых нуклоны могут обмениваться своими характеристиками — проекциями спинов, координатами, зарядами. Под влиянием обменных сил пролетающий мимо протона нейтрон может не только отклониться от своего первоначального пути, но заодно и перехватить у протона его электрический заряд, т. е. стать протоном. Поэтому, если в соответствии с п. 2 рассеяние нейтрон — протон при высоких энергиях происходит преимущественно вперед, но с деятельным участием обменных сил, то в угловом распределении появится максимум и в направлении назад. Этот максимум создадут не исходные нейтроны, а протоны, превратившиеся в нейтроны за счет зарядообменных сил. Обменные силы носят существенно квантовый характер. Поэтому их трудно представить себе наглядно на основе классических макроскопических представлений.

Однако в квантовой теории такие силы вполне естественны, что видно хотя бы из того, что они широко обсуждались теоретиками за много лет до их экспериментального обнаружения. Мы еще вернемся к этим интересным силам в гл. VII, § 5.

5. Посмотрим теперь, что нового могут дать опыты по высоким энергиям в отношении зависимости ядерных сил от спинов. Как мы видели в § 3, п. 2, уже в опытах при низких энергиях удалось установить, что взаимодействие нейтрон — протон различно при параллельных (триплетное состояние) и антипараллельных (синглетное состояние) спинах этих частиц. Однако эта информация была получена лишь благодаря тому, что вид зависимости сечения от энергии оказалось возможным рассчитать теоретически, а не путем раздельных измерений рассеяния в различных спиновых состояниях.

Посмотрим теперь, нельзя ли непосредственно измерять сечения рассеяния нуклон — нуклон при определенных ориентациях спинов. Очевидно, что для этого надо либо в падающем пучке, либо в мишени (а еще лучше и там, и там) создать поляризацию, т. е. ориентировать большинство спинов частиц в определенном направлении. Создание таких, как их называют, поляризованных пучков и мишеней является трудной технической задачей.

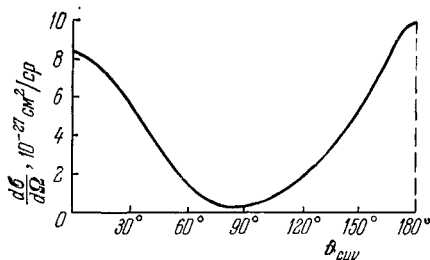


Рис. 5.5. Дифференциальное сечение рассеяния нейтронов на протонах (в СЦИ) при энергии E налетающего нейтрона, равной 315 МэВ.

Поляризованные водородные мишени долгие годы вообще не удавалось получить. Их научились изготавливать сравнительно недавно с помощью магнитных полей, действующих на магнитные моменты протонов. Заметную поляризацию можно получить лишь при очень низких (ниже точки кипения гелия) температурах. Эксперименты с поляризованными водородными мишенями крайне сложны, так как мишень «перегревается» и теряет поляризацию, как только на нее начинает падать пучок рассеиваемых частиц.

Поляризованные пучки нуклонов появились в лабораториях на десяток лет раньше поляризованных водородных мишеней. Для изучения реакций с поляризованными пучками протонов используется *двойное рассеяние*. Двойным рассеянием называется процесс, при котором сначала исходный пучок рассеивается на одной мишени, а затем частицы, рассеиваемые первой мишенью под определенным углом, фокусируются и рассеиваются еще на второй мишени. Смысл двойного рассеяния состоит в том, что при первом рассеянии нуклоны поляризуются. Происхождение этой поляризации рассеянного пучка связано с тем, что если силы взаимодействия зависят от ориентации спинов относительно импульсов частиц, то в определенном направлении частиц с одним направлением спина полетит меньше, чем со спином противоположной ориентации. Согласно гл. IV, § 1, п. 5 поляризация P , определяемая соотношением

$$P = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}, \quad (5.32)$$

где N_+ , N_- — числа нуклонов со спинами, направленными соответственно вверх и вниз, будет разной для различных энергий и углов рассеяния. При рассеянии протон — протон в области энергии в сотни МэВ поляризация P достигает довольно больших значений.

Рассеяние на первой мишени обладает азимутальной симметрией, т. е. симметрично относительно оси падающего пучка. Сечение может зависеть лишь от угла ϑ между направлениями падения и рассеяния частицы. Но во втором рассеянии этой азимутальной симметрии уже не будет. Действительно, посмотрим на схематический рис. 5.6. Пусть после первого рассеяния влево пойдут только частицы со спином, направленным вверх. (Для простоты мы считаем поляризацию стопроцентной. Реально поляризация процентов 40 считается сильной.) Тогда вправо пойдет столько же частиц со спином, направленным вниз, поскольку и в исходном пучке, и в мишени равновероятны все направления спинов. Но во второй рассеиватель попадают уже поляризованные частицы со спином, направленным вверх. Они отклонятся влево. А вправо отклоняться уже нечему. Возникла азимутальная асимметрия. Реальный случай отличается от схемы рис. 5.6 лишь тем, что поляризация никогда не бывает стопроцентной, так что частицы будут рассеиваться второй мишенью

и вправо, и влево, но в разных количествах. По степени асимметрии можно судить о величине поляризации пучка после первого рассеяния.

Очевидно, что даже при хорошей фокусировке интенсивность рассеянного пучка гораздо ниже, чем падающего. Поэтому опыты по двойному рассеянию стали возможными лишь после того, как в ускорителях стали получать достаточно мощные пучки протонов высоких энергий. Сейчас интенсивность этих пучков удалось усилить настолько, что стало возможным проведение опытов даже по тройному рассеянию. Эти опыты дают дополнительную информацию о зависимости сил от спинов, поскольку в них можно получать поляризацию нуклонов и в направлении их движения, а не только перпендикулярно плоскости рассеяния.

На графике (рис. 5.7) приведена зависимость поляризации от угла рассеяния протон — протон при различных энергиях. Из этого графика видно, что поляризация достигает заметных значений и довольно сложным образом зависит от углов и энергий.

Силы могут зависеть от спинов по-разному. Во-первых, возможны силы, зависящие только от ориентации спинов относительно друг друга. С такими силами мы уже сталкивались при изучении низкоэнергетического рассеяния нейтрон — протон. Эти силы — центральные, т. е. направлены вдоль прямой, соединяющей центры частиц. За счет таких сил поляризация возникнуть не может. Другими свойствами обладают тензорные силы, зависящие от ориентации спинов относительно прямой, соединяющей частицы (рис. 5.8). Эти силы уже нецентральны и поэтому могут создавать поляризацию. Кроме тензорных нецентральным характером обладают еще спин-орбитальные силы, интенсивность и направление которых зависят от ориентации спинов относительно орбитального момента относительного движения частиц. Со спин-орбитальными силами мы уже встречались в гл. III, § 4 при анализе оболочечной модели ядра.

Однако там эти силы описывали не взаимодействие двух нуклонов, а движение нуклона в поле модельного силового центра, характеризующего самосогласованное поле ядра.

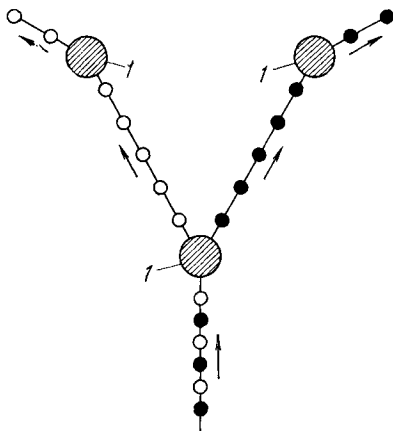


Рис. 5.6. Схема опыта по двойному рассеянию.

1 — ядро-мишень; светлые кружочки — протоны со спинами вверх, темные — со спинами вниз; стрелками показано направление движения протонов.

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

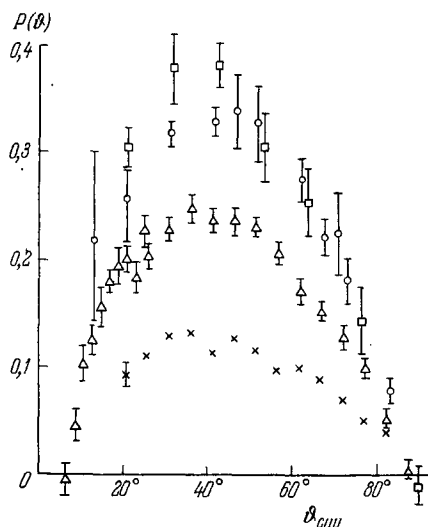


Рис. 5.7. Зависимость поляризации $P(\phi)$ протонов, возникающей в $p-p$ -рассеянии, от угла рассеяния в СЦИ для разных энергий налетающего протона.

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

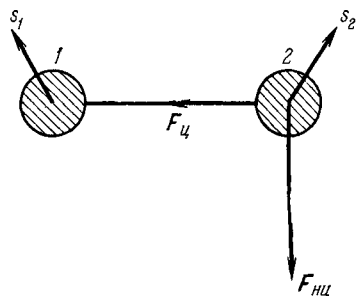


Рис. 5.8. Схематическое изображение нецентральной (тензорной) силы $F_{нц}$ между нуклонами.

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

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

§ 6. Изотопическая инвариантность

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

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