

Из (5.24) и (5.6) получается оценка U_{0s} — глубины потенциальной ямы в синглетном состоянии:

$$U_{0s} \approx \frac{\pi^2 \hbar^2}{4Mr_s^2} \approx 20 \text{ МэВ.} \quad (5.25)$$

Мы видим, что из низкоэнергетического рассеяния нейтрон — протон удастся извлечь до крайности бедную информацию о виде ядерных сил, сводящуюся к четырем цифрам (E_d , E_s , r_{0t} , r_{0s}), одна из которых представляет собой энергию связанного состояния, т. е. не является новой. Такая скудность информации обусловлена совместным действием двух причин: коротким радиусом действия сил (сравнительно с длиной дебройлевских волн) и высокой прочностью (или, выражаясь макроскопическим языком, высокой «твердостью») нуклона, для заметной деформации которого требуются энергии свыше 100 МэВ.

§ 4. Рассеяние протон — протон при низких энергиях

1. Система протон — протон обладает тремя характерными особенностями, отличающими ее от системы нейтрон — протон.

Во-первых, между двумя протонами действуют не только ядерные силы, но и кулоновские силы отталкивания. Кулоновские силы, хотя и значительно более слабые на малых расстояниях, чем ядерные, становятся преобладающими на больших расстояниях вследствие их дальнегодействующего характера. Налетающая частица подвергается действию кулоновских сил задолго до вступления в сферу действия ядерных сил. Поэтому роль кулоновских эффектов особенно существенна при рассеянии на малые углы (периферические столкновения) и при очень низких энергиях. Потенциал кулоновского взаимодействия известен с большой точностью. Поэтому по кулоновскому рассеянию можно точно калибровать абсолютную величину сечения, обусловленного одними ядерными силами. Напомним, что обычно в ядерной физике абсолютные значения сечений измерять гораздо труднее, чем относительные.

2. Второй особенностью системы протон — протон является одинаковость сталкивающихся частиц. Протоны, как и любые одинаковые частицы полуцелого спина, подчиняются принципу Паули (см. гл. II, § 8), согласно которому в каждом состоянии может находиться не более одной частицы. В силу принципа Паули многие состояния, разрешенные в системе $n-p$, запрещены в системе $p-p$. Например, в S -состоянии относительного движения, в котором обе частицы симметрично распределены в пространстве, спины двух протонов могут быть только антипараллельными, что соответствует синглетному состоянию с нулевым суммарным спином. Триплетное S -состояние с параллельными спинами запрещено, так как в нем оба протона находятся в одном и том же состоянии.

Рассмотрим вопрос о возможных состояниях систем протон — протон и нейтрон — протон подробнее. В обоих случаях волновая функция относительного движения имеет вид $\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r})$, где через $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ обозначен радиус-вектор, соединяющий точки, в которых находятся частицы, m_1 и m_2 — проекции спинов частиц. Для системы протон — протон волновая функция меняет знак при перестановке частиц, т. е. удовлетворяет условию

$$\Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}) = -\Psi_{m_2 m_1}(-\mathbf{r}). \quad (5.26)$$

Это условие и уменьшает число состояний. При перестановке только пространственных координат волновая функция умножается на $(-1)^l$, где l — орбитальный момент относительного движения (см. гл. II, § 9, п. 3):

$$\Psi_{m_1 m_2}(-\mathbf{r}) = (-1)^l \Psi_{m_1 m_2}(\mathbf{r}). \quad (5.27)$$

При перестановке только спиновых координат волновая функция не меняется для триплетных состояний и меняет знак для синглетных. Поэтому в системе протон — протон возможны только такие состояния:

$$\begin{aligned} S=0, \quad l=0, \quad 2, \quad 4, \quad \dots; \\ S=1, \quad l=1, \quad 3, \quad 5, \quad \dots, \end{aligned} \quad (5.28)$$

где через S обозначен суммарный спин.

Полный момент J получается векторным сложением спинового и орбитального моментов. Для синглетных состояний полный момент равен орбитальному: $J=0, 2, 4, \dots$ Для триплетных состояний при каждом l полный момент может иметь три значения: $l-1, l, l+1$. Для системы нейтрон — протон орбитальный момент может иметь любое целое положительное значение в каждом мультиплете.

3. Третья особенность системы $p-p$ состоит в том, что у нее нет связанного состояния. В некантовой теории отсутствие связанного состояния указывает на то, что силы носят отталкивающий характер. В квантовой теории, как мы видели в § 2, связанный уровень может отсутствовать и для притягивающих сил. Именно, при слишком узкой яме уровень может в ней не «уместиться». Поэтому возникает вопрос о том, являются ли силы между двумя протонами притягивающими или отталкивающими.

Знак ядерных сил в $p-p$ -системе можно определить, изучая интерференцию кулоновского и ядерного рассеяний. Явление интерференции рассеяний является чисто квантовым и состоит в том, что рассеянные дебройлевские волны, возникающие вследствие действия двух типов сил, когерентны и могут интерферировать друг с другом как конструктивным, так и деструктивным образом. При этом определяющая интерференцию относительная фаза волны зависит от знака сил. Экспериментальные данные в отношении интерференции кулоновских и ядерных сил таковы. Сечение рассея-

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.

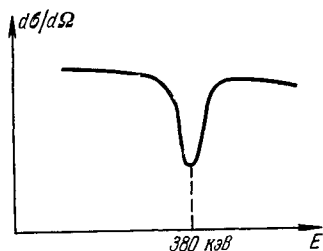


Рис. 5.2. Зависимость сечения рассеяния $p-p$ под углом 45° в ЛИС от энергии E налетающего протона в области $E \approx 380$ кэВ.

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