УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.171 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ С ДЕЙТРОНАМИ

В. М. Колыбасов, М. С. Маринов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение		137
2. Полные сечения и глауберовская поправка		138
3. Формфактор дейтрона		139
4. Угловые распределения упругого pd- и лd-рассеяния		142
5. Неупругое рассеяние на дейтроне		146
6. Неупругое экранирование		148
7. Основные предположения и точность глауберовской теории		151
Приложение. Глауберовская формула с учетом перезарядки и реальной	части	
амплитуды упругого рассеяния		154
Иитированная литература		154

1. ВВЕДЕНИЕ

Сильные взаимодействия исследуют в основном путем облучения различных мишеней пучками быстрых частиц. Наиболее «чистыми» с точки зрения физики элементарных частиц являются опыты, поставленные на водородных (протонных) мишенях. Однако нередко используют и более сложные мишени, по техническим причинам или с целью исследования ядерных взаимодействий. При теоретической интерпретации данных о взаимодействии с ядрами приходится сталкиваться с определенными трудностями, обусловленными необходимостью учета ядерных эффектов.

Особое место занимают опыты с дейтериевой мишенью. Во-первых, взаимодействие с дейтронами можно, как правило, исследовать на установке, предназначенной для измерений с «обычной» водородной мишенью. Во-вторых, протон и нейтрон в дейтроне слабо связаны и ядерные поправки невелики (например, порядка 10% в полных сечениях). В-третьих, ядерные эффекты в рассеянии быстрых частиц могут быть неплохо рассчитаны с помощью теории Глаубера¹⁻⁴. Эта теория исходит из того факта, что взаимодействие между частицами при высоких энергиях носит дифракционный характер. Вследствие этого рассеяние на дейтроне можно представлять как суперпозицию прямого рассеяния на одном из нуклонов (импульсное приближение) и процесса, в котором налетающая частица последовательно взаимодействует с обоими нуклонами (двойное перерассеяние). Эффекты, связанные с перерассеянием, существенно зависят от структуры дейтрона, в первую очередь — от среднего расстояния между протоном и нейтроном.

Цель настоящего обзора — сравнение имеющихся экспериментальных данных о взаимодействии быстрых частиц с дейтронами с теоретическими предсказаниями, основанными на представлении о дифракционном характере элементарных взаимодействий. Вначале рассмотрена «глауберовская поправка» к полному сечению, возникающая в результате взаимного экранирования нуклонов и определяемая структурой дейтрона. При этом используется информация о дейтронном формфакторе, получаемая из упругого рассеяния электронов. Затем проведено сравнение теории с экспериментом для угловых распределений упругого pd-, πd и pd-рассеяния, а также для pd-рассеяния с развалом дейтрона. Рассматриваются поправки к глауберовской теории, возникающие при высоких энергиях из-за виртуального образования частиц (неупругое экранирование). В заключение дан краткий обзор основных предположений глауберовской теории и обсуждается точность теоретических предсказаний.

2. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ И ГЛАУБЕРОВСКАЯ ПОПРАВКА

Полные сечения взаимодействия частиц с дейтронами измеряются обычно с хорошей точностью. Глауберовская теория позволяет вычислить поправку на экранирование, так что теоретическая погрешность в полном сечении ~1%. В результате из данных о дейтронных сечениях удается найти с неплохой точностью сечения взаимодействия частиц с нейтроном. Как показывают эксперименты, сечения взаимодействия частиц с протоном и нейтроном очень близки при высоких энергиях. Это обстоятельство естественно объясняется теорией комплексных моментов. В этой связи интересно знать величину разности полных сечений $\sigma_p - \sigma_n$, в особенности ее энергетический ход.

Полное сечение взаимодействия частицы с дейтроном можно представить в следующем виде:

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n - \Delta, \tag{1}$$

где Δ — «дефект сечения», величина положительная при достаточно высоких энергиях, что соответствует представлению об экранировании нуклонов. При некоторых предположениях, хотя и довольно грубых, но качественно правильных, величина Δ представляется в виде ¹

$$\Delta = (4\pi)^{-1} \langle R^{-2} \rangle \sigma_p \sigma_n, \tag{2}$$

где R — расстояние между протоном и нейтроном в дейтроне, угловые скобки означают усреднение по дейтронному связанному состоянию. Этот результат получен при следующих условиях:

1) Радиус сильных взаимодействий много меньше размера дейтрона. Это довольно грубое предположение, поэтому на самом деле коэффициент $\langle R^{-2} \rangle$ в формуле (2) не только определяется структурой дейтрона, но и зависит от характера элементарных взаимодействий. Однако эта зависимость — слабая, и теоретически коэффициент $\langle R^{-2} \rangle$ в формуле (2) почти постоянен. Подробный анализ дан в гл. 3.

2) Сечение рассеяния с перезарядкой нуклонов мишени много меньше упругого сечения. Из изотопической инвариантности при этом следует, что в формуле (2) можно положить $\sigma_p = \sigma_n$.

3) Амплитуда упругого рассеяния вперед на нуклоне — чисто мнимая. Справедливость двух последних предположений рассмотрена в приложении (стр. 154). Анализ показывает, что соответствующие поправки в области энергий выше 1 Гэе не превышают (0,1-0,2) Δ .

Формула (2) позволяет вычислить ядерную поправку в дейтроне с помощью одного параметра, не зависящего от энергии и общего для всех налетающих частиц: $\langle R^{-2} \rangle$. Эта величина, в принципе, может быть найдена из волновой функции дейтрона. Однако она существенно зависит от поведения волновой функции на малых расстояниях, поэтому ее трудно найти с хорошей точностью (см. подробнее в гл. 3).

В двух случаях величина Δ может быть найдена из опыта:

а) Рассеяние π -мезонов. Величина «дефекта сечения» находится из сравнения полных сечений $\sigma(\pi^-p)$, $\sigma(\pi^+p) = \sigma(\pi^-n)$ и $\sigma(\pi^+d) = \sigma(\pi^-d)$ (равенства с точностью до радиационных поправок). Все три сечения измеряются с хорошей точностью.

б) Рассеяние нуклонов. Необходимо сравнить σ (*pp*), σ (*pd*) и σ (*pn*). Сечение σ (*pn*) определяется путем облучения протонной мишени пучком



Рис. 1. Величина $\langle R^{-2} \rangle$, определенная по формуле (2) из данных о рассеянии л-мезонов и нуклонов на дейтроне ^{5, 6}.

Справа отдельно показаны данные, полученные на основе опытов в Серпухове 56, 66; здесь при определении (R-2) предполагалось σ (pp) = σ (pn).

нейтронов; точность в измерении этой величины несколько хуже, чем для других сечений. При энергиях $\geq 10 \ \Gamma_{36}$ разность $\sigma(pp) - \sigma(pn)$ лежит в пределах экспериментальной погрешности. Поэтому для оценки величины Δ при высоких энергиях можно пренебречь этой разностью *).

На рис. 1 показана величина $\langle R^{-2} \rangle$, вычисленная по формуле (2) с помощью данных, имеющихся в литературе ^{5a, 6a}. (Поведение величин Δ и $\langle R^{-2} \rangle$ для л*d*-рассеяния рассматривалось в работе ⁷.) В пределах довольно больших экспериментальных ошибок величины $\langle R^{-2} \rangle$ слабо зависят от энергии и совпадают в измерениях с л-мезонами и нуклонами. Не исключено, что имеется некоторый рост $\langle R^{-2} \rangle$ с ростом энергии при $E > 20 \ \Gamma_{\mathcal{B}}$. Этот эффект может быть обусловлен неупругой экранировкой (см. гл. 6).

3. ФОРМФАКТОР ДЕЙТРОНА

Глауберовская теория ¹ дает более точный, чем формула (2), результат, учитывающий конечную величину радиуса сильных взаимодействий:

$$\Delta = 2 \int \rho (4\tau) (d\sigma_{\rm el}/d\tau) d\tau, \qquad (3)$$

где $d\sigma_{\rm el}/d\tau$ — упругое дифференциальное сечение рассеяния налетающей частицы на нуклоне (разность сечений на протоне и нейтроне мала), τ —

139

^{*)} Необходимо отметить, что экспериментальная точность равенства $\sigma(pp) = \sigma(pn)$ при энергиях до 30 Гэв, где она измерена, равна 1—1,5 мбн (величина Δ для pd-рассеяния равна 3—3,5 мбн). Ошибки в величине $\langle R^{-2} \rangle$ на рис. 1 не учитывают возможной разности $\sigma(pp) - \sigma(pn)$ при k > 30 Гэв/с.

квадрат переданного импульса ($\tau > 0$), $\rho(\tau)$ — формфактор дейтрона:

$$\rho(\tau) = \int |\varphi_d(\mathbf{r})|^2 \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}/2) d^3r, \quad \tau = \mathbf{q}^2, \quad \rho(0) = 1$$
(4)

(с точностью до некоторых усложнений, связанных со спинами нуклонов и дейтрона).

Для небольших переданных импульсов и при условии, что амплитуда рассеяния — чисто мнимая (это предположение необходимо для получения формулы (3)), сечение сильного взаимодействия представляется в виде

$$d\sigma_{\rm el}/d\tau = (16\pi)^{-1} \sigma_{\rm tot}^2 e^{-A\tau}.$$
 (5)

Если считать, что ρ (4 τ) изменяется значительно быстрее, чем упругое сечение, то можно вынести сечение при $\tau = 0$ за знак интеграла и получить формулу (2), причем, по определению,

$$\langle R^{-2} \rangle \equiv (1/2) \int \rho (4\tau) d\tau.$$
 (6)

Формфактор измеряется при упругом рассеянии электронов на дейтронах:

$$d\sigma \ (ed)/d\tau = [d\sigma_0 \ (ed)/d\tau] \ [\rho \ (\tau) \ G_s \ (\tau)]^2,$$

где $d\sigma_0/d\tau$ — сечение для точечной частицы, $G_s(\tau)$ — изоскалярный формфактор нуклона. Упругое сечение ed-рассеяния измерено ⁸ вплоть до $\tau = 35 \ p^{-2} = 1,37 \ (\Gamma_{\partial \theta}/c)^2$. Опыт проведен при небольших углах рассеяния электронов, поэтому определена только «зарядовая» часть сечения, т. е. некоторая комбинация зарядового и квадрупольного формфакторов. Полученные данные сравнивались с различными теоретическими предсказаниями. В частности, обнаружено удовлетворительное согласие эксперимента с моделью Хамады — Джонстона ⁹ ($\chi^2 = 67$ для 62 степеней свободы). Эта модель использует для вычисления волновой функции дейтрона нуклон-нуклонный потенциал с большим числом параметров, которые определяются из данных о рассеянии при небольших энергиях. На малых расстояниях имеется отталкивание с радиусом $r_c = 0,485 \ p$ ($r_c^2 = 0,16 \ (\Gamma_{\partial \theta}/c)^2$). Модель учитывает спины нуклонов и *D*-волну в дейтроне. Интересующий нас формфактор выражается через радиальные волновые функции *S*- и *D*-волн. *u* (*r*) и *v* (*r*), следующим образом:

$$\rho(\tau) = \int_{0}^{\infty} [u^{2}(r) + v^{2}(r)] j_{0}(r \sqrt{\tau}/2) dr,$$

где j_0 — сферическая функция Бесселя. Результат расчета по модели Хамады — Джонстона показан на рис. 2. Интеграл (6) по области 0 $< < \tau < 20 \ g^{-2}$ приводит к величине $\langle R^{-2} \rangle = 0,039 \ {\rm M}6 {\rm h}^{-1}$, не противоречащей данным, показанным на рис. 1. Разумеется, следует иметь в виду, что неопределенность в величине интеграла может быть значительно больше, чем известная нам из *ed*-рассеяния неопределенность формфактора при конечных τ .

В области 0 < τ < 20 ϕ^{-2} формфактор ρ (τ), вычисленный в модели Хамады — Джонстона, с точностью ~ 0,01 во всем интервале аппроксимируется формулой

$$\rho(\tau) = b e^{-a_1 \tau} + (1 - b) e^{-a_2 \tau}, \qquad (7)$$

где $a_1 = (1,15 \pm 0,01) \ periodside for a = (0,22 \pm 0,01) \ periodside for b = 0,40 \pm 0,01.$ Первая экспонента отвечает размерам дейтрона, вторая — отталкивающей сердцевине.

Формфактор в модели Хамады — Джонстона меняет знак при $\tau \sim 22 \ \beta^{-2}$, и это, конечно, не описывается формулой (7). Однако при $\tau \geq 20 \ \beta^{-2}$ сами понятия нерелятивистской волновой функции и обычного

формфактора (4) теряют смысл. В этой области становятся существенными не только релятивистские поправки, но и поправки, связанные с мезонными токами. Иными словами, при сильном сближении нуклонов в дейтроне с заметной вероятностью можно обнаружить мезоны. излучаемые одним и поглощаемые другим нуклоном. Эти мезоны влияют на распределение заряда в «глубине» дейтрона. Оценки эффекта «обменных токов» делались неоднократно (см., например, ссылки в работе⁸). В недавней работе Бланкенбеклера и Гуниона¹⁰ поправка к формфактору была вычислена на основе гипотезы о доминантности век-



Рис. 2. Формфактор дейтрона в модели Хамады — Джонстона.

торных мезонов. Показано, что подобная поправка не только очень существенна при $\tau \ge 20 \ g^{-2}$, но и вносит заметный вклад в магнитный момент дейтрона. В дальнейшем мы не будем рассматривать отмеченные отклонения от обычной нерелятивистской модели дейтрона, которые мало сказываются на полных сечениях, а также на дифференциальных сечениях при небольших передаваемых импульсах.

Процесс	π^+p	π −p	K+p	K-p	pp	$\overline{p}p$		
k, Гэв/с А*), (Гэв) ⁻²	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	2 10 20 8 10 10	$\begin{array}{ccc} 2 & 10 \\ 3 & 6 \end{array}$	2 10 7 8	$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	2 10 15 13		
*) Во всех случаях ошибки в A меньше 1 (Гэв)-2.								

Наклоны дифференциальных сечений упругого рассеяния

Роль конечного размера дифракционного конуса в рассеянии на нуклонах *) ($A \neq 0$) можно оценить следующим образом. Подставим в формулу (3) выражения (5) и (7). Тогда вместо определения (6) получим

$$\langle R^{-2} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{b}{4a_1 + A} + \frac{1 - b}{4a_2 + A} \right).$$

Для л-мезонов при энергиях >10 Гэв $A = 10 (\Gamma_{\mathcal{B}B}/c)^{-2} = 0.39 g^2$. Используя параметры (7), получаем для л*d*-рассеяния $\langle R^{-2} \rangle =$

^{*)} Величина параметра A в формуле (5) для разных процессов указана в таблице (см., например, обзорную статью ¹¹).

= $(0,028 \pm 0,001)$ мбн⁻¹. Таким образом, измеренная величина дефекта сечения Δ вполне удовлетворительно согласуется с моделью Хамады — Джонстона для волновой функции дейтрона. Как правило, достаточно пользоваться упрощенной формулой для формфактора $\rho(\tau) = \exp(-a\tau)$ (такой формфактор соответствует волновой функции, имеющей гауссовскую форму ¹²). Тогда поправка на экранирование имеет вид

$$\Delta = (4\pi)^{-1} \left[2 \left(4a + A \right) \right]^{-1} \sigma_{\text{tot}}^2.$$

При этом следует принять $4a = 1,36 \ \phi^2 = 35 \ (\Gamma_{\partial e'}c)^{-2}$. Таким образом, эффект конечного радиуса сильных взаимодействий составляет $\sim 20 - 30\%$ поправки на экранирование (эффект особенно заметен в случае pd-рассеяния), причем его учет, по-видимому, улучшает согласие данных о величине $\langle R^{-2} \rangle$, полученных из рассеяния π -мезонов и нуклонов, с данными о ed-рассеянии при больших переданных импульсах. Заметим, что, так как наклоны дифференциальных сечений A для разных частиц одного порядка и медленно (логарифмически) меняются с энергией, эффективную величину параметра $\langle R^{-2} \rangle$ в поправке на экранирование можно считать константой вплоть до энергии порядка 20 Γ эе.

4. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УПРУГОГО pd- И лd-РАССЕЯНИЯ

При выяснении вопроса о том, насколько точна поправка к полному сечению, которую дает глауберовская теория, полезно сравнить предсказания этой теории для угловых распределений с экспериментальными данными. Изучение угловых распределений позволяет выделить вклад двукратного рассеяния. Дело в том, что если глауберовская поправка для полных сечений составляет всего несколько процентов, то при переданных импульсах больше 0,6—0,7 Гэв/с дифференциальное сечение целиком определяется двукратным рассеянием.

Согласно теории Глаубера, амплитуда упругого рассеяния частицы с импульсом k на дейтроне $F(\mathbf{q})$, где \mathbf{q} — переданный импульс, следующим образом выражается через амплитуды рассеяния на протоне $f_p(\mathbf{q})$ и нейтроне $f_n(\mathbf{q})$:

$$F(\mathbf{q}) = [f_p(\mathbf{q}) + f_n(\mathbf{q})] \rho(\mathbf{q}^2) + \frac{i}{2\pi k} \int \rho(4\mathbf{q}'^2) f_n\left(\frac{1}{2}\mathbf{q} + \mathbf{q}'\right) f_p\left(\frac{1}{2}\mathbf{q} - \mathbf{q}'\right) d^2q'; \quad (8)$$

здесь р — формфактор дейтрона (4), интегрирование ведется по импульсам q', лежащим в плоскости, перпендикулярной импульсу налетающей частицы. Амплитуды нормированы следующим образом:

$$d\sigma/d\Omega = |F(\mathbf{q})|^2$$
, $\sigma_{\text{tot}} = (4\pi/k) \operatorname{Im} F(0)$,

где σ — сечение в лабораторной системе координат. В частности, последнее равенство в случае, когда $f_p(\mathbf{q}) = f_n(\mathbf{q})$ — чисто мнимая величина в области небольших \mathbf{q} , приводит к представлению «дефекта сечения» Δ в виде (3).

Угловое распределение упругого рассеяния, получающееся из формулы (8), качественно имеет следующий вид. Члены, соответствующие однократному рассеянию, доминируют при малых q, однако быстро падают с ростом q благодаря множителю ρ (q^2). Член, соответствующий двукратному рассеянию, малый при малых q, падает гораздо медленнее: масштаб падения определяется ходом дифференциального сечения рассеяния на отдельном нуклоне. Дело в том, что основной вклад в интеграл в формуле (8) дает область малых q', где ρ (4q'²) ~ 1, и потому падение, связанное с «рыхлостью» дейтрона, отсутствует; иными словами, двукратное рассеяние, при котором дейтрону передается импульс q, преимущественно происходит таким образом, что частица последовательно передает каждому из нуклонов ядра импульс q/2, а относительный импульс нуклонов при этом остается малым.

Если амплитуды рассеяния на нейтроне и протоне чисто мнимые, то члены, соответствующие однократному и двукратному рассеяниям



Рис. 3. Дифференциальные сечения *pd*-рассеяния. *a)* k = 1,7 Гэв/с¹⁶; 6) k = 2,8 Гэв/с¹⁶ (теория — в работе¹⁴, штриховые кривые построены без учета *D*-волны); *e*) k = 1,7; 4,54 и 6,37 Гэв/с¹⁷.

в формуле (8), имеют противоположные знаки. Таким образом, если учитывать лишь S-состояние дейтрона, амплитуда при некотором импульсе должна проходить через нуль и соответственно должно обращаться в нуль дифференциальное сечение. Учет действительных частей амплитуд f_p и f_n приводит к тому, что амплитуда рассеяния на дейтроне не обращается в нуль, а имеет глубокий минимум, не наблюдающийся экспериментально. Положение исправляется при учете D-волны в дейтроне, которая приводит к заполнению интерференционного минимума^{4, 13, 14}.

На рис. З показано сравнение экспериментальных данных об упругом pd-рассеянии с теоретическим расчетом по формуле (8). В расчетах учитывалась D-волна в дейтроне. Согласие с опытом вполне удовлетворительное. На рис. З, а и б штриховыми линиями приведены результаты расчета, не учитывающего примесь D-волны. Отчетливо видно, что примесь D-сосстояния мало изменяет результат как в области однократного рассеяния (малые углы), так и в области двукратного рассеяния (большие углы), но весьма существенна в районе интерференционного минимума.

Аналогичная ситуация наблюдается и в πd -рассеянии. На рис. 4 дифференциальные сечения упругого $\pi^- d$ рассеяния при трех энергиях ^{18–20} сопоставляются с теоретическим расчетом из работы ²¹. При рассеянии с большими переданными импульсами положение, как можно было ожидать с самого начала, несколько хуже. Теоретические кривые и для π^{-d} , и для *pd*-рассеяния проходят существенно выше экспериментальных точек (см. рис. 5, взятый из работы ²²; экспериментальные данные о π^{-d} -рассеянии — из работы ²⁰, о *pd*-рассеянии — из работы ²³). Причина,



Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого π^{-d} -рассенния при трех начальных вмпульсах: $I = 0.9 \ \Gamma ga/c^{-18}, 2 = 3.75 \ \Gamma ga/c^{-19}, 3 = 9.0 \ \Gamma ga/c^{-20}$ (теоретические кривые взяты из работы ²¹).

Рис. 5. Дифференциальные сечения упругого л⁻d-рассеяния при 9,0 Гэв/с (а) и рd-рассеяния при 12,8 Гэв/с (б) при больших переданных импульсах.



по-видимому, состоит в том, что при больших переданных импульсах $(q^2 \sim 1, 5 - 2, 0 \ (\Gamma_{\partial \theta}/c)^2)$ несправедливы основные предположения теории. Например, делаются большими поправки, связанные с учетом отдачи нуклонов и виртуального перерассеяния нуклонов (гл. 7). К тому же, как отмечалось в гл. 3, мы не имеем надежной информации о волновой функции дейтрона на малых расстояниях, так как при обработке данных о *ed*-рассеянии становятся существенными релятивистские поправки, обменные токи, двукратное рассеяние и т. д. Для того чтобы восстановить согласие теории и эксперимента при больших переданных импульсах в рамках обычной глауберовской теории, нужно было бы считать, что $\langle R^{-2} \rangle = 0,02 \ M 6 m^{-1}$, т. е. гораздо меньше принятого сейчас значения (см. гл. 2 и рис. 1).

Интересно отметить, что предварительный расчет, выполненный Франко и Глаубером⁴, в котором амплитуды πN - и pN-рассеяний брались в экспоненциальном виде (т. е. сечения в виде (5)), причем показатель экспоненты считался константой, не зависящей от переданного импульса, дал результаты, находящиеся в согласии с экспериментом до переданных импульсов $q^2 = 2$ (Γ_{2e}/c)². Однако более точные расчеты, учитывающие изменение наклона конуса в πN - и pN-рассеяниях ^{21, 22}, показали, что это согласие было лишь кажущимся.

Совсем недавно проведено экспериментальное исследование упругого pd-рассеяния при импульсах от 1,6 до 2,0 Гэв/с²⁴. Полученные там дифференциальные сечения при четырех различных начальных импульсах показаны на рис. 6 вместе с результатами расчетов, использующих глау-



Рис. 6. Дифференциальные сечения упругого антипротон-дейтронного рассеяния ²⁴.

Кривые — результат расчета по глауберовской теории с использованием различных значений $\alpha = \operatorname{Re} f/\operatorname{Im} f$, штрих-пунктирная, сплошная и штриховая кривые соответствуют $\alpha_p = \alpha_n = 0, 0, 4$ и 0,6.

беровскую теорию. Сплошная кривая, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальными данными, найдена в предположении, что отношение действительной части амплитуд *pp*- и *pn*-рассеяний к мнимой части равно 0,4.

На всех приведенных рисунках при не очень больших переданных импульсах предсказания теории хорошо согласуются с экспериментальными данными, причем согласие наблюдается даже там, где заведомо перестают быть справедливыми основные предпосылки теории (например, при малых энергиях). Столь же хорошее согласие наблюдается и при анализе данных о лd- и pd-рассеяниях при других энергиях⁴.

Следует отметить, что тем не менее вопрос о причинах заполнения интерференционного минимума вряд ли можно считать решенным. Не исключено, что кроме вклада *D*-волны здесь существенны и другие причины (неупругие процессы в промежуточном состоянии, вклад обычно отбрасываемых членов, которые будут обсуждаться в конце гл. 7, и т. д.). Помочь решению вопроса мог бы эксперимент с поляризованными частицами или с регистрацией поляризации конечных частиц ^{14, 25}.

10 уфн, т. 109, вып. 1

145

Соответствующие исследования только начинаются (см. работу ²⁶, в которой выполнено измерение поляризации протонов в *pd*-рассеянии при 1 $\Gamma_{\partial e/c}$, и работу ^{27а}, в которой определялась поляризация и квадруполяризация дейтронов в *dp*-рассеянии при импульсе дейтронов 3,6 $\Gamma_{\partial e/c}$, а также работы ²⁷⁶, в которых определялись асимметрия и поляризация при энергии 600 *М*_∂. Результаты предварительных расчетов поляризационных эффектов ^{27в} лишь качественно согласуются с экспериментальными данными. Они оказываются сильно чувствительными к возможному изменению отношения Re *f*/Im *f* для амплитуды *NN*-рассеяния с переданным импульсом).

В целом же сравнение теоретических угловых распределений с экспериментальными данными свидетельствует о том, что теория правильно передает основные закономерности упругого рассеяния.

5. НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДЕЙТРОНЕ

Дополнительная возможность исследования рассеяния частиц высокой энергии на нейтронах появляется при изучении процесса, сопровождаемого развалом дейтрона. Здесь может быть получена информация не только о полном сечении, по и о ходе дифферсициального сечения при небольших переданных импульсах.

Дело в том, что если снимать спектр частиц, неупруго рассеянных на дейтроне под фиксированным углом, то при определенных условиях



Рис. 7. Диаграмма Фейнмана, отвечающая неупругому двукратному рассеянию на дейтроне.

в нем появляется ник, соответствующий двукратному рассеянию частицы на нуклонах дейтрона (см. диаграмму рис. 7). Такой пик наблюдался в импульсном спектре протонов с начальным импульсом 19,2 Гэе.'с, которые рассеивались на дейтроне под углами от 40 до 65 мрад ²⁸ (см. рис. 8, где левые пики — однократное, т. е. квазиупругое, рассеяние; правые пики возникают от двукратного рассеяния). Положение пика соответствует упругому *pd*-рассеянию, однако площадь под ним много больше той, которую мог бы дать упругий процесс ^{28, 29}а.

Качественно возникновение пика можно понять следующим образом. Представим, что происходит последовательное рассеяние налетающего протона на двух покоящихся нуклонах, причем угол первого рассеяния θ_1 , а второго θ_2 . Если для простоты рассмотреть случай, когда все импульсы лежат в одной плоскости, то имеется условие

$$\theta_1 + \theta_2 = \theta, \tag{9}$$

где θ — тот угол, под которым снимается спектр вторичных протонов. Допустим сначала, что дифференциальные сечения рассеяния на протоне и нейтроне одинаковы. Сечение *pp*-рассеяния хорошо описывается формулой

$$d\sigma/d\Omega \sim \exp(-Ak^2\theta^2),$$

где k — начальный импульс, θ — угол рассеяния, $A \approx 10 (\Gamma_{3\theta}/c)^{-2}$ при энергии в районе 19 $\Gamma_{3\theta}$. Поэтому сечение двукратного рассеяния содержит множитель

$$d^2\sigma/d\Omega \,dk' \sim \exp\left[-Ak^2 \left(\theta_1^2 + \theta_2^2\right)\right]. \tag{10}$$

Выражение (10) при условии (9) имеет максимум при $\theta_1 = \theta_2 = \theta/2$. Этому отвечает разность начального и конечного импульсов быстрого протона $\Delta k = k^2 \theta^2/4m$. Точно такое же значение Δk имеет место при упругом *pd*-рассеянии под углом θ . Спектр протонов после двукратного рассеяния обрывается при $k' = k - (k^2 \theta^2/4m)$, так как $\Delta k = k^2 (\theta_1^2 + \theta_2^2)/2m$



Рис. 8. Импульсные спектры протонов из неупругого *pd*-рассеяния под углами от 40 до 65 *мрад* при начальном импульсе 19,2 *Гэв/с.*

Экспериментальные данные взяты из работы 28, теоретические кривые — из работы 29 а

не может быть (при учете (9)) меньше $k^2 \Theta^2/4m$, причем при этом значении k' имеется максимум. При меньших величинах импульса k' формулу (10) можно записать в виде

$$d^2\sigma/d\Omega \ dk' \sim \exp(-2Am \ \Delta k).$$

Ширина пика, соответствующего двукратному рассеянию, имеет порядок $(2Am)^{-1} \approx 50 \quad M \partial e/c$. Конечно, движение нуклонов внутри дейтрона и экспериментальное разрешение приводят к тому, что пик размазывается и его граница справа перестает быть резкой.

Детальный расчет формы спектра рассеянных протонов проводился в работе ^{29а}. Результаты показаны на рис. 8 сплошными линиями.

147

Использовалась гауссовская волновая функция дейтрона ¹². Сечения *pp*и *np*-рассеяний считались одинаковыми. Как видно из рис. 8, получилось хорошее согласие теоретических и экспериментальных распределений.

Величина правого пика на рис. 8, а также положение и величина минимума между пиками чувствительны к параметрам амплитуды рассеяния на нейтроне и могли бы показать ее отличие от амплитуды *pp*-рассеяния. Один из выводов, которые делаются в работе ^{29а}, состоит как раз в том, что в пределах точности эксперимента ²⁸ амплитуды *pp*- и *pn*-рассеяний при 19,2 Гэв/с совпадают.

Важным пунктом при рассмотрении неупругого рассеяния является выбор полной системы функций, описывающих нейтрон и протон, образующиеся при развале дейтрона. В работе ²⁹а выбирались две системы: плоские волны (что отвечает как раз диаграмме рис. 7) и функции в осцилляторной яме, параметры которой подбирались так. чтобы гауссовская волновая функция дейтрона описывала основное состояние в этой яме. Результаты с большой точностью совпадают, что, по-видимому, свидетельствует о малой чувствительности к выбору системы функций конечных медленных протона и нейтрона и позволяет падеяться на надежность теоретического расчета.

Из других выводов работы 29a отметим следующие: в пределах точности эксперимента нет необходимости считать, что отношение Re f/Im f для амплитуд pp- и pn-рассеяний меняется при изменении переданного импульса; при рассматриваемых энергиях и переданных импульсах вклад процессов с промежуточными неупругими каналами составляет не более 20%.

Уточнение экспериментальных данных позволит сделать более точные выводы об амплитуде *pn*-рассеяния и об угловой зависимости отношения действительной и мнимой частей амплитуды.

Педавно появилась работа ²⁹⁶, в которой измерены спектры протонов, рассеянных на дейтронах под углами от 13 до 107 мрад (начальный импульс 24,0 $\Gamma_{\partial b}(c)$. Отчетливо наблюдались пики квазиупругого (однократного) рассеяния и двукратного рассеяния. Отдельно измерялось сечение упругого pd-рассеяния при значениях |t| от 0,6 до 1,8 ($\Gamma_{\partial b}(c)^2$. Оно прекрасно согласуется с глауберовской теорией и дает около 1/3 интеграла от сечения под правым пиком в спектре рассеянных протопов (кинематически положения пиков двукратного рассеяния и пика от упругого pd-рассеяния совпадают). Исходя из совокупности данных, авторы работы извлекают дифференциальное сечение упругого pn-рассеяния при |t| от 0,1 до 5,8 ($\Gamma_{\partial b}(c)^2$. В пределах ошибок оно совпадает с дифференциальным сечением упругого pp-рассеяния.

6. НЕУПРУГОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ

Теория Глаубера непосредственно учитывает только упругое перерассеяние на нуклонах, подразумевая, что если налетающая частица переходит в какое-либо возбужденное (например, многочастичное) состояние, то она выбывает из пучка. Однако при высокой энергии возможен процесс неупругого перерассеяния: происходит дифракционное возбуждение частицы на первом нуклоне, образуется ливень, который затем поглощается на втором нуклоне (рис. 9). Неупругие перерассеяния рассматривались в работах ³⁰⁻³³. Этот эффект может сказаться только при достаточно высоких энергиях. Один пуклон не может поглотить импульс больше среднего импульса в дейтронном состоянии $q^2 \sim \langle R^{-2} \rangle$, так как

при этом мала вероятность, что дейтрон не развалится (иными словами, формфактор резко падает при $q^2 \geqslant \langle R^{-2} \rangle$). С другой стороны, минимальный импульс, который должна передать налетающая частица, чтобы возбудиться до состояния с массой w, равен

$$\tau_w = (w^2 - \mu^2)^2/4E^2,$$

где µ и *E* — масса и энергия налетающей частицы в ЛСК. Поэтому неупругая экранировка, связанная с виртуальным образованием частицы с массой *w*, существенна при

$$E \geqslant (1/2) (w^2 - \mu^2) [\langle R^{-2} \rangle]^{-1/2}.$$

Например, если налетающая частица — π-мезон, а виртуальная частица — ρ-мезон, то неупругая экранировка, в принципе, может начать сказываться уже при энергиях в несколько гигаэлектрон-вольт. Для



Рис. 9. Диаграммы Фейнмана, описывающие упругое рассеяние на дейтроне: a) однократное рассеяние; б) упругое двукратное перерассеяние; б) перерассеяние с образованием частиц в промежуточном состоянии.

количественной оценки неупругой экранировки необходимы данные о неупругих процессах взаимодействия с пуклонами, в частности о средней фазе амплитуды рождения виртуальных частиц. Если предположить, что, как в упругом случае, эта амплитуда — чисто мнимая, то получается простой результат ³³:

$$\Delta = 2 \int \rho (4\tau) (d\sigma/d\tau) d\tau; \qquad (11)$$

здесь, в отличие от формулы (3), $d\sigma/d\tau$ — полное сечение всех процессов взаимодействия налетающей частицы с передачей нуклону импульса $\mathbf{q}, \mathbf{q}^2 = \tau$.

В последнее время сложилось представление (см., например. работу Тер-Мартиросяна³⁴), согласно которому неупругие процессы при высокой энергии можно разделить на две основные группы. К первой группе относятся процессы, в которых каждая из сталкивающихся частиц с малой передачей импульса переходит в состояние с небольшой (по сравнению с энергией) массой. Эти процессы, часто называемые *квазиупругими*, во многом аналогичны упругому рассеянию, особенно в тех случаях, когда возбуждение частиц происходит без изменения квантовых чисел и может быть обусловлено обменом вакуумпым полюсом Редже. При этом дифферепциальное сечение имеет дифракционный характер с четко выраженным экспоненциальным максимумом при $\tau = \tau_w$. Естественно предположить, что амплитуда такого «дифракционного возбуждения»— чисто мнимая, хотя непосредственное измерение фазы амплитуды невозможно. Однако основной вклад в полное неупругое сечение дают, по-видимому, процессы, относящиеся ко второй группе, в которых импульсы рождающихся частиц распределены равномерно (процессы типа «гребенки»). Тем не менее основной вклад в экранирование нуклонов вносят дифракционные, упругие и неупругие, процессы, так как, в отличие от «гребенки», они почти целиком сосредоточены в области малых т.

Для оценки вклада дифракционных неупругих процессов в дефект сечения подставим в формулу (11) формфактор в экспоненциальной форме и сечение в виде

$$d\sigma/d\tau = \int_{\mu} dw A(w) \sigma(w) \exp\left[-A(w)(\tau - \tau_w)\right], \qquad (12)$$

где $\int dw \sigma(w) = \sigma_{dif}$ — суммарное сечение всех дифракционных процессов взаимодействия налетающей частицы с нуклоном, в которых нуклон не возбуждается. В результате

$$\Delta = 2 \int_{\mathbf{u}} dw \, \sigma(w) \, \frac{A(w)}{4a + A(w)} \exp\left(-4a\tau_w\right) = 2\sigma_{\text{dif}} \frac{\overline{A}}{4a + \overline{A}} \,,$$

где \overline{A} — среднее значение наклона в неупругом сечении. Экспонента под интегралом, естественно, обрезает интеграл по w.

Численно эффект неупругой экранировки в рассеянии на дейтроне оценивался в работах ^{32, 35, 36} (для *pd*-рассеяния) и в работе ³⁷ (для *nd*-рассеяния). В работе Памплина и Росса ³² непосредственно использовались



Рис. 10. а) Реджеонный механизм образования частиц при высоких энергиях; б) реджеонная диаграмма для взаимодействия частицы с дейтроном при сверхвысоких энергиях ⁴¹.

данные ³⁸, полученные путем регистрации протонов в реакции $p + p \rightarrow p + X$. Если неупругая реакция при малых т целиком описывается пифракционным механизмом. то связанный с нею вклад в Δ при энергии 30 Гэв может достигать 30% νπρνγογο вклала. Позднее эффект неупругого экранирования в pd-рассеянии вычисляли Анисович и др. ³⁵. Эти авторы по-другому экстранолировали данные о неупругом сечении в область больших

w, а также использовали более новые экспериментальные πанные. Их результат: неупругое экранирование составляет 25-30% упругого в интервале энергий 15-30 Гэв, причем мало меняется в этом интервале. Количественные оценки вкладов различных механизмов в полное сечение, полученные Кайдаловым 39 на основе анализа данных эксперимента ³⁸ с помощью теории комплексных моментов, Кайдалов и Кондратюк ³⁶ использовали для вычисления неупругого экранирования. Если считать, что дифракционное возбуждение описывается обменом вакуумным полюсом (рис. 10, a), можно экстраполировать данные о реакции $p + p \rightarrow p + X$ при малых т и $w \leqslant 2$ Гэв в область высоких энергий. В результате при $k = 20 \ \Gamma_{\partial e}/c$ для рассеяния протонов вклад дифракционного возбуждения в дефект сечения Δ_1 составляет ~12% упругого, Δ_{cl} . Это отношение медленно растет с ростом эпергии благодаря уменьшению τ_w при фиксированном w, достигая ~16% при $k \sim 100 \Gamma_{\partial\theta/c}$. Еще раз отметим, что при использовании данных о вероятности неупругих процессов для оценки величины Δ_1 амплитуда реакции $p + p \rightarrow p + X$ считалась чисто мнимой.

Что касается процессов типа «гребенки», то здесь пока нет соображений, которые поволили бы предсказать среднюю фазу амплитуды рождения. Соответствующий вклад в экранирование Δ_2 может быть отрицательным, если средняя фаза мала, и максимален, если амплитуда — чисто мнимая (это, впрочем, весьма сомпительно). В последнем случае Δ_2 может быть порядка $\Delta_{\rm el}$. В работе ³⁶ отмечается также, что $\Delta_2 \sim \langle R^{-3} \rangle$, а не $\langle R^{-2} \rangle$, как для глауберовского члена, а также для Δ_1 . Это объясняется тем, что сечение процесса типа «гребенки» распределено почти равномерно по всей области вторичных масс w, поэтому существенно обрезание формфактором дейтрона как по поперечным компонентам передаваемого импульса, так и по его продольной компоненте.

Для оценки эффекта неупругой экранировки в л*d*-рассеянии в работе ³⁷ использовались данные о л⁻*p*-взаимодействии, полученные с помощью большой водородной камеры в ЦЕРН ⁴⁰. В этой работе для $k = 16 \ \Gamma_{36}/c$ найдены парциальные сечения процессов вида $\pi^-p \rightarrow p\pi^- + m\pi$ ($m = 0, \ldots, 5$) и распределения по переданному протону импульсу $d\sigma_m/d\tau$, которые обладают четко выраженным экспоненциальным пиком вперед. Интеграл в формуле (12) был заменен на сумму по числу л-мезонов m. Процесс $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^-\pi^+$ может происходить дифракционным образом, обладает наибольшей величиной произведения наклона на сечение и дает основной вклад в неупругую экранировку. В итоге при 16 $\Gamma_{36}/c \Delta = \Delta_{\rm el} + \Delta_1 \approx 2 \ Moh (\Delta_{\rm el} = 1,4 \ Moh)$. Пока не существует необходимых данных о неупругих πp -взаимодействиях при более высоких энергиях, поэтому сейчас нет возможности интерпретировать данные о величине Δ при энергиях до 60 Γ_{36} , полученные в Серпухове.

Некоторые соображения об энергетической зависимости Δ предложены в работе Канчели и Матиняна⁴¹. Авторы предполагали, что амплитуда взаимодействия налетающей частицы с двумя нуклонами в дейтроне описывается диаграммой вида рис. 10, б. Если справедлива гипотеза дуальности, то рассеяние реджеона на частице в среднем хорошо описывается однореджеонным обменом также при не очень больших энергиях w. Так как в результат входит лишь интеграл по w, рассматривая различные реджеоны, можно исследовать асимптотику Δ . Авторы пришли к выводу о логарифмическом изменении величины Δ , которая, возможно, достигает максимума при энергии порядка нескольких десятков гигаэлектрон-вольт.

В заключение следует отметить, что достаточно точное экспериментальное определение величины Δ может стать ценным источником информации о неупругом взаимодействии налетающей частицы с нуклоном, в частности о соотношении различных механизмов образования частиц и о средней фазе амплитуд образования.

7. ОСНОВНЫЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ И ТОЧНОСТЬ ГЛАУБЕРОВСКОЙ ТЕОРИИ

В заключение кратко остановимся на основных предположениях и исходных соотношениях глауберовской теории. Таким образом, мы получим представление о теоретической точности результатов, а также о том, на какие вопросы смогут дать ответ более точные измерения.

Глауберовская теория взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами ¹⁻⁴ основана на аналогии с распространением света в неоднородной среде. Считается, что энергия частицы настолько велика, что ее длина волны мала по сравнению с радиусом взаимодействия частицы с нуклоном, который будет в дальнейшем обозначаться через r_N ($r_N^2 \sim A$). При этом в амплитуду взаимодействия с нуклоном дает вклад большое число парциальных волн и рассеяние на нуклоне происходит в основном под малыми углами. Рассматриваются только процессы с небольшой передачей энергии и импульса: $\Delta k/k \ll 1$, $\Delta E/E \ll 1$.

Главные предположения теории таковы:

а) Считается, что на протяжении времени взаимодействия налетающей высокоэнергетичной частицы с ядерной системой нуклоны в ней покоятся («замороженность» нуклонов), т. е. $v_N/v \ll 1$, где v — скорость частицы, v_N — характерная скорость движения нуклонов в ядре.

б) Пренебрегается отклонениями от геометрической оптики, т. е. считается, что частица распространяется сквозь ядро по прямой линии. Для этого требуется выполнение условия $kr_N^2 \gg R$, где k — импульс налетающей частицы, R — радиус ядра.

в) Пренебрегается передачей продольного импульса, что хорошо лишь при рассеянии на очень малые углы. Это предположение не является принципиальным. Можно получить формулы, учитывающие и продольную передачу импульса, однако они громоздки и с ними труднее работать.

г) Столкновение между налетающей частицей и внутриядерным нуклоном считается таким же, как если бы нуклон был свободным.

д) Предполагается справедливость правила аддитивности фаз: сдвиг фазы волны, описывающей частицу, проходящую сквозь ядро, равен просто сумме сдвигов фаз на отдельных нуклонах. Это правило основано на аналогии с оптикой и квазиклассикой и заведомо не может быть точным. Оно нарушается, например, при учете неупругих процессов в промежуточном состоянии (см. гл. 6) и трехчастичных сил.

Если энергия налетающей частицы не очень велика (до нескольких гигаэлектрон-вольт) и можно не учитывать неупругие процессы в промежуточном состоянии, то формула (1) получается также из релятивистскиковариантного формализма при рассмотрении фейнмановских диаграмм рис. 9, $6^{30, 31, 33}$. При малых переданных импульсах легко выполняется интегрирование по нулевым компонентам импульсов в выражении для диаграммы рис. 9, 6, после чего получается формула (для простоты она выписана для рассеяния вперед)

$$M^{(2)} \sim \int \frac{\Phi\left(\mathbf{q}\right) \Phi\left(\mathbf{q}_{1}+\mathbf{q}\right) f_{n}f_{p}}{-2\mathbf{k}\mathbf{q}+q^{2}+(E/m)\left(2q_{1}^{2}+q^{2}+2\mathbf{q}\mathbf{q}_{1}\right)-\imath\eta} \, d\mathbf{q} \, d\mathbf{q}_{1}; \tag{13}$$

здесь E — полная энергия налетающей частицы; **q** — импульс того нуклона, на котором происходит первое соударение (в системе, где покоится дейтрон); **q**₁ — импульс, передаваемый при первом соударении; m масса нуклона; Φ (**q**) — волновая функция дейтрона в импульсном представлении; f_n и f_p — амплитуды рассеяния на нейтроне и протоне, взятые, вообще говоря, вне массовой поверхности. (Заметим, что формула (13) выводится особенно просто, если воспользоваться ядерной диаграммной техникой ⁴².)

Глауберовский результат получается, если пропагатор быстрой частицы между соударениями, стоящий в знаменателе подынтегрального выражения формулы (13), привести к эйкональному виду. Для этого следует пренебречь малыми членами (E/m) $(2q_1^2 + q^2 + 2\mathbf{q}\mathbf{q}_1)$ и q^2 по сравнению с 2kq. Первый из этих членов отвечает отдаче нуклона при виртуальном рассеянии, и его отбрасывание эквивалентно предположению о «замороженности» нуклонов. Отбрасывание члена q^2 отвечает переходу к геометрической оптике при рассмотрении движения частицы внутри ядра. Оставшийся эйкональный пропагатор вида $(2\mathbf{kq} + i\eta)^{-1}$ разрешает быстрой частице двигаться только прямолинейно. Если, кроме того, пренебречь зависимостью от виртуальности амплитуд f_n и f_p вне массовой поверхности и вкладом в (13) интеграла в смысле главного значения (т. е. ограничиться вычетом в полюсе пропагатора), то получается результат, тождественный формуле (8).

Оценки точности формулы (8) показывают следующее. Если использовать «эйкональный» вид пропагатора быстрой частицы, то имеются веские основания считать, что эффекты, свя-

занные с выходом за массовую поверхного знаи учетом интеграла в смысле главного значения, компенсируются вкладом многократных рассеяний $^{43-45}$. Учет «непрямолинейности» распространения частицы приводит при энергиях в районе 1 Гэв к поправкам порядка 10—20% в члене двукратного рассеяния $^{46-48}$. Поправка быстро обращается в нуль при увеличении энергии. Эффекты, связанные с учетом отдачи нуклонов и виртуального перерассеяния нуклонов (см. диаграмму рис. 11), подробно рассматривались в работах 48 . Учет отдачи нуклонов приводит к поправке порядка 10—20% (причем



Рис. 11. Дпаграмма Фейнмана, отвечающая процессу с виртуальным перерассеянием нуклонов.

в ту же сторону, что и отклонение от геометрической оптики), которая не уменьшается с ростом энергии. Интересно, что вклад от эффектов отдачи связан простым соотношением с вкладом от эффектов перерассеяния нуклонов. Более того, если оставить только такие диаграммы типа рис. 11, в которых рассеяние налетающей частицы происходит на разных частицах (т. е. сначала на нейтроне, а потом на протоне или наоборот), то поправки от эффектов отдачи и перерассеяния полностью компенсируются при нулевом переданном импульсе. В этом случае остаются лишь поправки, связанные с двукратным рассеянием налетающей частицы на одной и той же частице (т. е. два раза на нейтроне или два раза на протоне). Для л*d*- и *pd*-рассеяний под малыми углами в районе 500—800 *Мэв* все указанные выше поправки практически полностью компенсируют друг друга. Этим, по-видимому, объясняется успех глауберовской теории и при столь низких энергиях.

Как следует из результатов работы ⁴⁹, поправки к амплитуде двукратного рассеяния приводят к поправкам такого порядка в паблюдаемых величинах:

1) для полных сечений — к поправкам $\sim \alpha/kR$, α/mR , $1/(kR)^2$. $1/(mR)^2$, где k — импульс налетающей частицы, R — радиус дейтрона, α — отношение действительной части амплитуды рассеялия налетающей частицы на нуклоне к мнимой части;

2) кроме этого, для дифференциальных сечений упругого рассеяния при переданных импульсах $\tau \ll R^{-2}$ — также к поправкам порядка $(\tau R/16m)^2$, $(\tau R/8k)^2$, $(\tau/16m^2)^2$ (см. также ⁵⁰);

3) более заметных поправок $\sim 1/kR$, 1/mR следует ожидать в поляризационных эффектах, которые определяются интерференцией действительной и мнимой частей амплитуды.

В заключение авторы выражают благодарность И. С. Шапиро за обсуждение материала, вошедшего в обзор.

приложение

ГЛАУБЕРОВСКАЯ ФОРМУЛА С УЧЕТОМ ПЕРЕЗАРЯДКИ И РЕАЛЬНОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУЛЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

Мы приведем здесь формулы для дефекта сечения Δ , заменяющие формулу (2) в случае, если приходится учитывать различие протонного и нейтронного сечений (и эффект перезарядки), а также отличие фазы амплитуды упругого рассеяния от 90°. Эффект перезарядки впервые был рассмотрен Уилкином ⁵¹ Реальную часть амплитуды легко учесть, исходя из формулы (8), этот результат содержался в первой работе Глаубера ¹

1 Налетающая частица имеет изоспин 1/2 (нуклон, антинуклон, К-мезон) Амплитуда перезарядки выражается через разность упругих амплитуд, например

$$f(K^-p \to \overline{K^0}n) = f(K^-n \to K^-n) - f(K^-p \to K^-p) \tag{II.1}$$

Подставляя эту формулу в отвечающий перезарядке член в формуле вида (8), получим

$$\Delta = (1/4\pi) \langle R^{-2} \rangle \{ 2\sigma_p \sigma_n (1 - \alpha_p \alpha_n) - (1/2) [\sigma_p^2 (1 - \alpha_p^2) + \sigma_n^2 (1 - \alpha_n^2)] \}, \quad (\Pi.2)$$

где σ_p и σ_n — полные сечения взаимодеиствия налетающей частицы с протоном и и неитроном, $\alpha_{p,n} = \operatorname{Re} f_{p,n} / \operatorname{Im} f_{p,n}$ при $\tau = 0$ 2 Налетающая частица имеет изоснин 1 (л-мезон) Вместо формул (П 1) и (П.2)

имеем

$$f(\pi^{-}p \to \pi^{0}n) = (1/\sqrt{2}) [f(\pi^{-}n \to \pi^{-}n) - f(\pi^{-}p \to \pi^{-}p)],$$

$$\Delta = 1/4\pi \langle R^{-2} \rangle \{ (3/2) \sigma_{p}\sigma_{n} (1 - \alpha_{p}\alpha_{n}) - (1/4) [\sigma_{p}^{2} (1 - \alpha_{p}^{2}) + \sigma_{n}^{2} (1 - \alpha_{n}^{2})] \}.$$

Поправки к формуле (2), связанные с эффектом перезарядки, — порядка р², где $\rho = (\sigma_p - \sigma_n)/\sigma_p$ (если пренебречь неизвестной величиной $\alpha_p - \alpha_n$) Величина ρ может быть найдена сравнительно точно для π -мезонов (так как σ (π n) = σ (π p)), а также для нейтронов из данных нейтронных экспериментов Для других частиц при вычислении р приходится использовать теоретическую формулу для глауберовскои поправки

$$\rho \approx (\sigma_d / \sigma_p) - 2 + (4\pi)^{-1} \langle R^{-2} \rangle \sigma_p (1 - \rho) \tag{II 3}$$

Для л-мезонов $\rho \approx 0.3$ при $k = 5 \Gamma_{\partial \theta}/c$ и медленно падает с ростом k, так что при $k > 10 \Gamma_{\partial \theta}/c$ $\rho < 0.1$ Для протонов | $\rho | < 0.05$ при $k > 4 \Gamma_{\partial \theta}/c$ Оценка с помощью формулы (П 3) дает | $\rho | < 0.1$ для *К*-мезонов при импульсах, превышающих несколько Гэв/с

Примерно такого же масштаба поправки, связанные с величиной α Для протонов величина α_p^2 максимальна при $k \sim 5 \Gamma_{\partial B}/c$, затем медленно падает с ростом энерии Вообще для всех частиц при высоких энергиях α_p^2 мало. Наибольшее значение принимает эта величина для K^+p -рассеяния при $k \sim 10$ Гэв/с $\alpha_p^2 \approx 0,16$ (см., например, работы ⁵², а также доклад Джакомелли ⁵³).

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1 R J Glauber, Phys Rev 100, 242 (1955) 2 R J Glauber, сборник Lectures in Theoretical Physics, v 1, ed. by W. E Brit-
- tin and L G Dunham, N Y L, Interscience, 1959 R J Glauber, сборник High Energy Physics and Nuclear Structure, ed by G Alexander, Amsterdam, North-Holland, 1967 P Γ π a y 6 e p, V Φ H 103, 641 (1971) 3
- 4
- G Alexander, Amsterdam, North-Holland, 1967 P $\Gamma \pi a y \delta e p$, $V\Phi H 103$, 641 (1974) a) E Flaminio, J D Hansen, D R O Morrison, N Tovey, Compilation of Cross Sections IV π^+ Induced Reactions, CERN/HERA Preprint 70 5 (1970), VI π^- Induced Reactions, CERN/HERA Preprint 70 5 (1970), VI π^- Induced Reactions, CERN/HERA Preprint 70 7 (1970), W F Baker E W Jenkins, T F Kycia, R H Phillips, A L Read, K F Riley, H Ruderman, Proc of the Sienna Intern Conference on Elementary Particles, Bologna, 1963 W Galbraith, E W Jenkins, T F Kycia, B A Leontic, R H Phillips, A L Read, R Rubinstein, Phys Rev B138 913 (1965) A A Caiter, K F Riley, R J Tapper, D V Bugg, R S Gilmore, .5

K. M. Knight, D. C. Salter, G. H. Stafford, E. J. N. Wilson, J. V. Davies, J. D. Dowell, P. M. Hattersley, R. J. Homer, A. W. O'Dell, ibid. 168, 1457 (1968); J. V. Allaby, Yu. B. Bushin, S. P. Denisov, A. N. Diddens, P. W. Dobinson, S. V. Donskov, G. Giacomelli, Yu. P. Gorin, A. Klovning, A. I. Petrukhin, Yu. D. Prokoshkin, R. S. Shuvalov, C. A. Stahlbrand, D. A. Stovanova, Phys. Lett. B30, 500 (1969); 6) Ю. П. Горин, С. П. Де-инсов, С. В. Болсков, А. И. Потрухин, Ю. П. Покошкин

- (1961); M. N. Khachaturyan, V. S. Pantuev, Phys. Lett. 7, 80 (1963); H. Palevsky, J. L. Friedes, R. J. Sutter, R. E. Chrien, H. R. Muether, Congr. Intern. Physique Nucleaire, v. 2, ed. by P. Gugenberger, P., CNRS, 1964; G. Belletini, G. Cocconi, A. N. Diddens, E. Lil-lethun, G. Matthiae, J. P. Scanlon, A. M. Wetherell, Phys. Lett. 19, 341 (1965); D. V. Bugg, D. C. Salter, G. H. Stafford, R. F. George, K. F. Riley, R. J. Tapper, Phys. Rev. 146, 980 (1966); K. F. Foley, R. S. Jones, S. J. Lindenbaum, W. A. Love, S. Oza-ki, E. D. Platner, C. A. Quarles, E. H. Willen, Phys. Rev. Lett. 19, 857 (1967); J. Engler, K. Horn, J. Konig, F. Monning, P. Schu-decker, H. Schopper, P. Sievers, H. Ullrich, Phys. Lett. B27, 599 (1968); M. N. Kreisler, N. Michael, L. W. Jones, M. J. Longo, J. R. O'Fallon. Phys. Rev. Lett. 20, 468 (1968); E. F. Parker, 599 (1968): M. N. Kreisler, N. Michael, L. W. Jones, M. J. Longo, J. R. O'Fallon, Phys. Rev. Lett. 20, 468 (1968): E. F. Parker, H. R. Gurtafron, L. W. Jones, M. J. Longo, P. V. Bamana Mur-thy, F. E. Ringia, B. Cork, Phys. Lett. B31, 246 (1970); R. J. Abrams, R. L. Cool, G. Giacomelli, T. F. Kycia, B. A. Leontic, K. K. Li, D. N. Michael, Phys. Rev. D1, 2477 (1970); δ) S. P. Denisov, S. V. Don-skov, Yu. P. Gorin, A. I. Petrukhin, Yu. D. Prokoshkin, D. A. Stoyanova, J. V. Allaby, G. Giacomelli, Phys. Lett. B36, 445 (4074) 415 (1971).
- 7. G. Alberi, L. Bertocchi, P. J. R. Soper, ibid. **B32**, 367 (1970).
- 8. J. E. Elias, J. I. Friedman, G. C. Hartman, H. W. Kendall, P. N. Kirk, M. R. Sogart, L. P. van Speybroeck, J. K. de Pagter, Phys. Rev. 177, 2075 (1969). 9. T. Hamada, I. D. Johnston, Nucl. Phys. 34, 382 (1962).
- 10. R. Blankenbecler, J. F. Gunion, Phys. Rev. D4, 718 (1971).
- 11. T. Lasinski, R. Levi-Setti, B. Schwarzschild, P. Ukleja,

- I. Lasinski, R. Levi-Setti, B. Schwarzschild, P. Okleja, Nucl. Phys. B37, 1 (1972).
 M. Verde, Helv. Phys. Acta. 22, 339 (1949).
 D. R. Harrington, Phys. Rev. Lett. 21, 1496 (1968).
 V. Franco, R. J. Glauber, ibid. 22, 370 (1969).
 G. W. Bennett, J. L. Friedes, H. Palevsky, R. J. Sutter, G. J. Igo, D. W. Simpson, G. C. Phillips, R. L. Stearns, D. M. Corley, Phys. Rev. Lett. 19, 387 (1967).
 E. Coleman, R. M. Heinz, O. E. Overseth, D. E. Pallet, ibid. 16, 761 (1966).
- 16, 761 (1966).
- J. L. Friedes, S. T. Emerson, H. Palevsky, D. W. Simpson, R. J. Sutter, R. L. Stearns, W. von Witsch, ibid. 24, 677 (1970).
 F. Bradamante, S. Conetti, G. Fidecaro, M. Fidecaro, M. Giorgi, A. Penzo, L. Piemontese, F. Sauli, P. Schiavon, Phys. Lett. B28, 191 (1968).
 M. Balling, P. C. Lamb, F. C. Batagan,
- 19. M. Fellinger, E. Gutman, R. C. Lamb, F. C. Peterson, L.S.Schroeder, R.C.Chase, E.Coleman, T.G.Rhoades, Phys. Rev. Lett. 22, 1265 (1969).
- 20. F. Bradamante, G. Fidecaro, M. Fidecaro, M. Giorgi, P. Palazzi, A. Penzo, L. Piemontese, F. Sauli, P. Schiavon,

- P. Palazzi, A. Penzo, L. Piemontese, F. Sauli, P. Schlavon, A. Vascotto, Phys. Lett. B31, 87 (1970).
 21. G. Alberi, L. Bertocchi, Nuovo Cimento A63, 285 (1969).
 22. F. Bradamante, S. Conetti, G. Fidecaro, M. Giorgi, A. Penzo, L. Piemontese, P. Schiavon, Nucl. Phys. B33, 165 (1971).
 23. F. Bradamante, G. Fidecaro, M. Fidecaro, M. Giorgi, P. Palazzi, A. Penzo, L. Piemontese, F. Sauli, P. Schiavon, A. Vascotto, Phys. Lett. B32, 303 (1970).
 24. Z. Ming Ma, G. A. Smith, Phys. Rev. Lett. 27, 344, 1550 (1971).

25. D. R. Harrington, Phys. Lett. B29, 188 (1969).

- 26. N. E. Booth, C. Dolnick, B. J. Esterling, J. Parry, J. Scheid,
- 2b. N. E. Booth, C. Dornter, B. J. Esterring, J. Farry, J. Scherd, D. Sherden, Phys. Rev. D4, 1261 (1971).
 27. a) G. Bunce, O. E. Overseth, J. Walker, H. Halpern, R. Handler, L. Pondrom, S. Olsen, Phys. Rev. Lett. 28, 120 (1972); δ) M. G. Albrow, M. Borghini, B. Bosnjakovic, F. C. Erne, Y. Kimura, J. P. Lagnaux, J. C. Sens, F. Udo, Phys. Lett. B35, 247 (1972); E. T. Boschitz, Proc. of Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei Trieste. Scatt 4770; c. A. h. bror, L. Bortocchi, M. C. Albori, L. Bortocchi, M. C. Albori, L. Bordocchi, C. Sens, F. Udo, Phys. Lett. B35, 247 (1972); E. T. Boschitz, Proc. of Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei Trieste. Scatt 4770; c). C. Albori, L. Bortocchi, M. C. Albori, L. Bortocchi, M. C. Albori, L. Bortocchi, M. C. Albori, C. M. Borghin, C. M. Borghin, C. Albori, L. Bortocchi, M. C. Albori, C. M. Borghin, C. M. Borghin, C. M. Borghin, C. Albori, L. Borghin, C. M. Borghin, C. M
- E. T. Boschitz, Proc. of Topical Seminar on Interactions of Elementary Particles with Nuclei, Trieste, Sept. 1970; e) G. Alberi, L. Bertocchi, M. A. Gregorio, Nuovo Cimento A10, 37 (1972).
 28. J. V. Allaby, A. N. Diddens, R. J. Glauber, A. Klovning, O. Kofoed-Hansen, E. J. Sacharidis, K. Schlupmann, A. M. Thorndike, A. M. Wetherell, Phys. Lett. B30, 549 (1969).
 29. a) R. J. Glauber, O. Kofoed-Hansen, B. Margolis, Nucl. Phys. B30, 220 (1971); 6) U. Amaldi, R. Biancastelli, C. Bosio, G. Matthiae, J. V. Allaby, A. N. Diddens, R. W. Dobinson, A. Klovning, G. Kofoed, S. Rochester, K. Schlupmann, A. M. Wetherell, Biancastelli, C. Bosio, G. Matthiae, J. V. Allaby, A. N. Diddens, R. W. Dobinson, A. Klovning, J. Litt, L. S. Rochester, K. Schlupmann, A. M. Wetherell, ibid. B39, 39 (1972).
 30. E. S. Abers, H. Burkhardt, V. L. Tenlitz, C. Willein, Nuclei, Nuclei, Schlupmann, Schler, Schlupmann, Schlapping, Schler, Schlupmann, Schlupmann, Schlapping, Sc
- 30. E. S. Abers, H. Burkhardt, V. L. Teplitz, C. Wilkin, Nuovo Cimento A42, 365 (1966).
 31. L. Bertocchi, A. Capella, ibid. A51, 369 (1967).
 32. J. Pumplin, M. Ross, Phys. Rev. Lett. 21, 1778 (1968).

- 32. В. Н. Грибов, ЖЭТФ 56. 892 (1969). 34. К. А. Тер-Мартиросян, сборник «Материалы VI зимней школы ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР», Л., ФТИ АН СССР, 1971. 35. В. В. Анисович, П. Э. Волковицкий, Л. Г. Дахно, ЯФ 15, 168
- (1972).

- 36. А. Б. Кайдалов, Л. А. Кондратюк, Письма ЖЭТФ 15, 170 (1972).
 37. S. A. Gurvits, M. S. Marinov, Phys. Lett. B32, 55 (1970).
 38. E. W. Anderson, E. J. Bleser, G. B. Collins, T. Fujii, J. Menes, F. Turkot, R. A. Carrigan, R. M. Edelstein, N. C. Hien, T. J. Mc Mahon, I. Nadelhaft, Phys. Rev. Lett. 16, 855 (1966); 19, 198 (4087), 25 600 (4070) (1967); 25, 699 (1970).
- (1967); 25, 699 (1970).
 39. А. Б. Кайдалов, ЯФ 13, 401 (1971).
 40. R. Honecker, B. Junkmann, R. Schulte, R. Steinberg, N. Tsanos, J. Klugow, S. Nowak, E. Ryseck, M. Walter, K. Bockmann, H. Drevermann, W. Johnssen, K. Steinber-ger, B. Wagini, H. Bottcher, V. T. Cocconi, J. D. Hansen, G. Kellner, D. R. O. Morrison, K. Paler, A. Mihul, V. Moska-lev, T. Coghen, O. Czyzewski, K. Eskreys, J. Loskiewicz, J. Zaorska, S. Brandt, O. Braun, V. Luth, T. P. Shah, H. Wen-ninger, M. Bardadin-Otwinowska, T. Hofmokl, L. L. Mi-chejda, S. Otwinowski, R. Sosnowski, M. Szeptycka, W. Wojcik, A. Wroblewski, Nucl. Phys. B13, 571 (1969).
 41. О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЯФ 13, 143 (1971).
- 41. О. В. Канчели, С. Г. Матинян, ЯФ 13, 143 (1971). 42. И. С. Шапиро, Теория прямых ядерных реакций, М., Атомиздат, 1963; УФН 92, 549 (1967).
- 43. D. R. Harrington, Phys. Rev. 184, 1745 (1969).
- 44. R. L. Sugar, R. Blankenbecler, ibid. 183, 1387; R. Blankenbecler, R. L. Sugar, ibid. D2, 3024 (1970).
 45. T. A. Osborn, Ann. Phys. (N. Y.) 58, 417 (1970).
 46. J. Pumplin, Phys. Rev. 173, 1651 (1968).
 47. K. G. Atfaria de Amerikan Phys. (N. Y.) 56 (1974).

- 47. K. Gottfried, Ann. Phys. (N. Y.) 66, 868 (1971).
- 48. В. М. Колыбасов, Труды IV Международной конференции по физике высоких энергий и структуре ядра (Дубна, 1971), Дубна, ОИЯИ, 1972. 49. V. M. Kolybasov, L. A. Kondratyuk, Phys. Lett. **B39**, 77 (1972). 50. G. Faldt, Nucl. Phys. **B29**, 16 (1971).

- 53. G. G i a c o m e l l i, Report to the Amsterdam Conference on Elementary Particles, 1971.