

А. М. БАЛДИН

ФОТОРОЖДЕНИЕ π -МЕЗОНОВ ВБЛИЗИ ПОРОГА

I. ВВЕДЕНИЕ

Исследование взаимодействий элементарных частиц может привести к существенному прогрессу в разработке центральной проблемы физики — проблемы построения квантовой теории взаимодействующих полей. Среди взаимодействий элементарных частиц фоторождение мезонов играет особую роль, как одно из простейших и доступных экспериментальному изучению явлений.

Этому эффекту уделяется все большее внимание в литературе и на конференциях по физике высоких энергий. Все сколько-нибудь серьезные попытки построения приближенной теории сильных взаимодействий с 1950 по 1960 г. проверялись путем сопоставления с данными по фоторождению π -мезонов. Теория сильных взаимодействий сделала за эти годы относительно скромные успехи. Только в последние годы появились некоторые надежды на возможность построения теории в области малых энергий.

Экспериментальные данные по фоторождению также оставляют желать много лучшего: данные о дифференциальных сечениях весьма неполны и точность их редко выходит за пределы 10%, проведение поляризационных опытов только начинается. Таким образом, несмотря на большой объем работы, проделанной физиками разных стран, изучение эффекта находится все еще в предварительной стадии.

Фронт работ по фоторождению за последние годы существенно расширился. В строй вступили новые электронные ускорители, основным пунктом программы которых является образование мезонов γ -квантами. Число физиков, занимающихся изучением фоторождения мезонов, постоянно растет. Состояние проблемы и ее значение в физике наводят на мысль, что эта тенденция сохранится в ближайшие годы.

Фоторождение π -мезонов было одной из основных проблем, привлекавших внимание автора в период с 1950 по 1961 г. Это было обусловлено не только важностью проблемы, но и тем, что автору довелось работать в тесном контакте с группой экспериментаторов, изучавших взаимодействие фотонов с нуклонами в области энергий до 250 Мэв на синхротроне Физического института АН СССР.

Ввиду предварительного характера как теории, так и эксперимента реальные цели, которые мог поставить перед собой теоретик, работающий в области физики сильных взаимодействий, представлялись нам следующими.

1. Получение указаний на основе существовавших методов квантовой теории поля об особенностях того или иного процесса. Такие указания

из-за несовершенства методов, конечно, не имеют силы теории эффекта, но обладают большой эвристической ценностью, ориентируя эксперимент. Как оказалось впоследствии, практически все основные особенности фоторождения π -мезонов в околопороговой области, обсуждавшиеся в 1950—1951 гг., были подтверждены экспериментально, а затем получили обоснование в методе дисперсионных соотношений.

2. Построение теории отдельных эффектов на основе существующих методов теоретической физики и небольшого числа гипотез, легко проверяемых экспериментально (имеются в виду применение для разработки теории фоторождения на связанных нуклонах общей теории S -матрицы, импульсного приближения и т. п.).

3. Анализ совокупности экспериментальных данных, чтобы заострить внимание экспериментаторов на наиболее актуальных для теории поля эффектах.

Этим целям и были посвящены работы, которым мы хотим подвести итог. Это отнюдь не означает, что настало время, когда мы имеем количественную теорию фоторождения π -мезонов. Попытки построения такой теории наталкиваются на фундаментальные трудности квантовой теории поля. Тем не менее можно утверждать, что в небольшой области энергий вблизи порога фоторождения мезонов уже в настоящее время имеется ряд хорошо установленных закономерностей, для которых существует надежное теоретическое объяснение и которые несомненно сохранятся в будущей теории. Можно даже сказать, что сечения фоторождения π -мезонов в околопороговой области с ограниченной точностью ($\sim 20\%$) предсказываются существующей теорией, и в настоящее время стоит вопрос о дальнейшем количественном уточнении теории и экспериментальных данных. Период десять лет существенно превышает «среднее время жизни» научных работ в такой быстро развивающейся области, как физика элементарных частиц, и изложение заново всех наших работ по фоторождению, естественно, не входит в задачи этой статьи.

Главные цели статьи:

а) подчеркнуть органическую связь группы наших работ, объединенных общей точкой зрения;

б) выделить результаты, которые сохранили актуальность и играют определенную роль в мезонной физике (используются для анализа экспериментальных данных или для разработки программ исследований на электронных ускорителях, обсуждаются в литературе и на конференциях и т. п.);

в) обратить внимание экспериментаторов на наиболее существенные, по нашему мнению, эффекты. Мы не будем подробно останавливаться на работах, опубликованных в легко доступных журналах. Подробно излагаются только те результаты, которые либо вообще не опубликованы, либо опубликованы в иностранных журналах и материалах конференций. Статья рассчитана на экспериментаторов, в связи с этим мы несколько утилитарно и упрощенно изложили некоторые вопросы теории. Особенно это относится к главе III.

II. КАЧЕСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОТОРОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ НА НУКЛОНАХ ВБЛИЗИ ПОРОГА

Околопороговую область мы определяем как область энергий фотонов k , для которой импульс мезона η удовлетворяет условию *

$$\eta < 1 \quad (2.1)$$

* Мы всюду используем единицы $\hbar = \mu = c = 1$, где μ — масса мезона.

(система центра инерции). Это соответствует области энергий фотонов в лабораторной системе координат от порога до ~ 230 Мэв.

Условие (2.1) сильно упрощает проблему по следующим причинам.

1. В этой области амплитуды с хорошей точностью (5%-ная ошибка в сечении) можно считать действительными, ибо из условия унитарности S -матрицы следует известное выражение парциальных амплитуд фоторождения через фазы рассеяния мезон — нуклон δ_m :

$$N_m e^{i\delta_m}. \quad (2.2)$$

Фазы рассеяния в области (2.1) сильно убывают с уменьшением η , и даже резонансная фаза не превышает 0,23.

2. В области (2.1) можно эффективно пользоваться разложением амплитуд по степеням η (см. гл. III), что упрощает анализ экспериментальных данных.

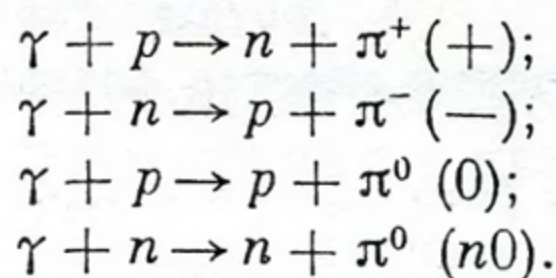
3. При рассмотрении фоторождения на дейтерии можно пользоваться импульсным приближением, так как эффект многократного рассеяния мал.

Отметим обозначения, которые встречаются в этой статье: θ — угол между импульсами мезона и фотона в системе центра инерции M — масса нуклона; $\omega = \sqrt{1 + \eta^2}$ — энергия мезона; f — константа связи мезон — нуклон, ϵ — вектор поляризации фотона; σ — матрицы Паули; k — энергия фотона; $\mu_n = g_n \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент нейтрона; $\mu_p = g_p \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент протона. Остальные обозначения объясняются по ходу изложения.

В первых работах по теории фоторождения почти исключительно использовалась теория возмущений в применении как к электромагнитному, так и к мезон-нуклонному взаимодействию. Оснований для такого подхода не было никаких, приводились лишь качественные аргументы в пользу того, что характерные черты процесса фоторождения в существенной степени определяются электромагнитными взаимодействиями и поэтому должны сохраниться в будущей теории.

С точки зрения теории дисперсионных соотношений в настоящее время вполне понятен успех этого подхода, так как неоднородный член в дисперсионных соотношениях, совпадающий с борновским приближением теории возмущений (при учете аномальных магнитных моментов нуклонов), играет основную роль в амплитуде фоторождения в области (2.1). Обзор первых работ по фоторождению π -мезонов [1], включающий наши ранние работы [2, 3], был написан в 1950—1951 гг., но в нем содержится описание практически всех основных качественных особенностей фоторождения псевдоскалярных мезонов. Все последующие теоретические попытки вплоть до настоящего времени не дали более точного описания эффекта фоторождения для области (2.1) по сравнению с первым приближением теории возмущений.

Рассмотрим следующие процессы фоторождения:



Амплитуды процессов фоторождения (+) и (—), полученные в первом исчезающем приближении теории возмущений, имеют вид [верхний знак для (+), нижний знак для (—)]

$$\begin{aligned}
\left[\frac{1 + \frac{\omega}{M}}{ef \sqrt{2}} \right] \hat{G} = & i(\sigma \epsilon) \left[1 - \frac{\eta k}{2M\omega} (g_p - g_n) \cos \theta \pm \frac{(g_p + g_n)}{2M} \omega \left(1 - \frac{\omega}{2M} \right) \mp \right. \\
& \mp \frac{(g_p + g_n)}{2M} \eta \cos \theta \left(1 + \frac{\omega}{2M} \right) \pm \frac{\eta^2 \cos^2 \theta}{M^2} \left. \right] + \frac{(\hat{\sigma} \eta) (\sigma [k \epsilon])}{\eta k} \left[-\eta \frac{g_p - g_n}{2M} \pm \right. \\
& \pm \frac{g_p + g_n}{2M^2} + (\omega - \eta \cos \theta) \eta \left. \right] + i \frac{(\sigma k) (\eta \epsilon)}{k \eta} \left[\frac{2\eta k}{(k - \eta)^2 + 1} + \right. \\
& \left. + \eta \frac{g_p - g_n}{2M} \pm \frac{g_p + g_n}{2M} \eta \left(1 - \frac{\eta \cos \theta}{M} \right) \right] + \\
& + \frac{i(\sigma \eta) (\eta \epsilon)}{\eta^2} \left[-\frac{2\eta^2}{(k - \eta)^2 + 1} - \frac{\eta^2}{2M\omega} \mp \frac{\eta^2}{2M\omega} \left(1 + \frac{1}{2M\omega} - \eta \frac{\cos \theta}{M} \right) \right]. \quad (2.3)
\end{aligned}$$

Амплитуда для процесса (0) будет

$$\begin{aligned}
\frac{1}{ef} \hat{G} = & i(\sigma \epsilon) (-\omega + \eta \cos \theta) \frac{g_p}{M} \left(1 - \frac{\omega + 2\eta \cos \theta}{2M} \right) + \\
& + \frac{(\sigma \eta) (\sigma [k \epsilon])}{\eta k} \cdot \frac{g_p}{2M^2} \eta (\omega - \eta \cos \theta) - \frac{i(\sigma k) (\eta \epsilon)}{k \eta} \cdot \frac{g_p}{M} \left(1 - \frac{\omega + 2\eta \cos \theta}{2M} \right) \eta + \\
& + \frac{i(\sigma \eta) (\eta \epsilon)}{\eta^2} \eta^2 \frac{1}{M\omega} \left(1 - \frac{\omega}{2M} g_p - \frac{\eta^2}{2M\omega} - \frac{\eta \cos \theta}{M} \right). \quad (2.4)
\end{aligned}$$

Амплитуда для процесса ($n0$) получается из (2.4) заменой $g_p \rightarrow g_n$ и отбрасыванием членов, не зависящих от g . В этих амплитудах для простоты отброшены члены $\sim \frac{1}{M^3}$. Для получения сечений из амплитуд (2.3) и (2.4) следует сопоставить их с формулой (3.1) и воспользоваться (3.2).

Основные свойства сечений нетрудно усмотреть из формул (2.3) и (2.4), а также из простых соображений, основанных на пропорциональности матричных элементов электрическим токам разлетающихся частиц.

Сечения процессов (—) и (+) относятся как $\frac{\sigma^-}{\sigma^+} \approx \left(1 + \frac{1}{M} \right)^2$. Величина этого отношения изменяется в связи с тем, что в случае процесса (—) ток заряженных частиц больше, чем в случае процесса (+), на величину тока протона отдачи. Отношение σ^-/σ^+ при заданной энергии фотона несколько возрастает к большим углам θ из-за возрастания импульса отдачи протона. Величины сечений процессов (0) и ($n0$) при $\eta \rightarrow 0$ много меньше сечений процессов (+) и (—) (примерно, в 50 раз). Однако из-за влияния аномальных магнитных моментов нуклонов* в процессах (0) и ($n0$) сечения этих процессов резко увеличиваются с ростом энергии фотона и при $\eta \rightarrow 1$ сечения процессов (0) и ($n0$) делают одного порядка величины с сечениями процессов (—) и (+), которые слабо зависят от энергии ($\sigma \pm \pm \infty g$). Угловые распределения процессов (—) и (+) приблизительно изотропны, отклонения от изотропии связаны с запаздыванием во взаимодействии фотон — мезон, когда скорость мезона приближается к скорости света. В выражении для сечения имеется слагаемое $\frac{\eta^2 \sin^2 \theta}{k^4 \left(1 - \frac{\eta}{\omega} \cos \theta \right)^2}$, характерное для явлений типа фотоэффекта и отражающее это отклонение от изотропии («член с запаздыванием»).

Угловые распределения нейтральных мезонов представляют собой

* Роль аномальных магнитных моментов в фоторождении, помимо работ [1—3], изучалась также в работе [4].

слишком тонкий эффект (существенны члены порядка $\frac{1}{M^2}$), и надежных теоретических предсказаний относительно них нет и по настоящее время.

Измерение сечений фоторождения дало первую оценку константы взаимодействия мезон — нуклон.

Перечисленные закономерности интенсивно изучались экспериментально, однако и до настоящего времени исследование их представляет одну из наиболее актуальных задач физики элементарных частиц, особенно в связи с подходом к фоторождению на основе дисперсионных соотношений, давших надежный теоретический базис этим закономерностям. Одна из них — зависимость σ^-/σ^+ от угла и энергии вблизи порога — экспериментально совсем не изучена.

Во время написания обзора [1] наиболее актуальной проблемой было определение основных квантовых чисел π -мезонов (спин, четность, изотопический спин). Поэтому в обзоре содержится описание расчетов по различным вариантам мезонных теорий. Фоторождение было первым эффектом, давшим указания на явную выделенность псевдоскалярного варианта теории. Вскоре эти аргументы были заменены строгими аргументами, основанными на прямых опытах по определению спина и четности π -мезона.

За рассматриваемый период после написания обзора [1] появилось много работ, в которых даны различные теоретические подходы к описанию фоторождения. Ни один из них не был достаточно строг и не мог претендовать на то, чтобы считаться окончательной теорией фоторождения. Важный шаг в обосновании справедливости применения борновского приближения для описания фоторождения вблизи порога был сделан Кроллем и Рудерманом [5].

После открытия резонансного взаимодействия мезон — нуклон в состоянии ($3/2, 3/2$) возникла задача объяснить его на основе теории поля. Наиболее удачная попытка объяснить и учесть это резонансное взаимодействие была предпринята Чу и Лоу [6] в теории с протяженным источником.

Однако в области (2.1) учет резонансного взаимодействия не дал новых качественных результатов. Это прежде всего объясняется тем, что подход Чу — Лоу был существенно нерелятивистским, так как отдача нуклона не учитывалась. Поправки же на резонансное взаимодействие в области (2.1) имеют тот же порядок величины, что и члены, связанные с отдачей нуклона. Для фоторождения заряженных мезонов эти поправки лежали за пределами точности как теории, так и эксперимента. В фоторождении нейтральных мезонов эффекты отдачи нуклонов играют основную роль, и теория Чу — Лоу не могла претендовать на объяснение процессов (0) и ($n 0$) при $\eta < 1$.

Существенно новый этап в теории фоторождения начался с развитием метода дисперсионных соотношений. Применение этого метода не только дало возможность подойти к описанию фоторождения на основе приближения слабой связи, но и позволило по-новому рассмотреть всю проблему сильных взаимодействий частиц.

III. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ π -МЕЗОНОВ

1. Дисперсионные соотношения

Дисперсионные соотношения в π -мезонной физике, как известно, впервые были успешно применены рядом авторов для анализа экспериментальных данных по πN -рассеянию. Развитие математического аппарата тео-

рии дисперсионных соотношений Н. Н. Боголюбовым и его сотрудниками дало возможность исследовать новым методом целый ряд процессов. Вывод дисперсионных соотношений для фоторождения пионов и математическая часть теории этих соотношений были даны в работах А. А. Логунова и его соавторов [7]. Эти соотношения до наших работ [8—10] в основном применялись для получения приближенных уравнений для амплитуд процесса.

Среди работ этого направления необходимо отметить работу [11], где был исследован также ряд свойств дисперсионных соотношений для фоторождения π -мезонов. Впервые эту программу выполнили Чу, Гольдбергер, Лоу и Намбу [12] *. Они получили уравнения и нашли приближенные решения этих уравнений, в значительной степени совпадающие с амплитудами Чу — Лоу. Амплитуды фоторождения π -мезонов, которые были найдены таким образом, содержат по сравнению с амплитудами Чу — Лоу поправки порядка $1/M$, и авторы высказывали надежду, что их амплитуды должны описывать эксперимент в области от порога до первого резонанса с точностью 5—10%. Сравнение амплитуд Ч. Г. Л. Н. с экспериментом [11] по фоторождению π -мезонов обнаружило некоторые расхождения. Эти расхождения можно было объяснить влиянием неизвестных малых фаз рассеяния.

Амплитуды Ч. Г. Л. Н. использовались во многих работах для анализа экспериментальных данных и, в частности, для экстраполяции сечений к порогу.

Однако анализ новых данных ФИАН'а по фоторождению π -мезонов вблизи порога, проведенный Б. Б. Говорковым и автором [8], показал, что амплитуды Ч. Г. Л. Н. существенно расходятся с экспериментальными данными. Частично это противоречие удалось объяснить недостаточным учетом релятивистских эффектов в работе [12]. Однако величина несоответствия осталась далеко выходящей за пределы экспериментальных ошибок. Поскольку авторы использовали при выводе своих амплитуд ряд предположений частного порядка, было неясно, какое из этих предположений неверно.

Для составления уравнений, описывающих процесс, у нас еще слишком мало информации. Замена этой информации большим количеством гипотез обесценивает сравнение теоретических выводов с экспериментом. Поэтому в работах [8—10] было высказано и проанализировано предложение о необходимости прямого сравнения дисперсионных соотношений для фоторождения с экспериментальными данными. Такое сравнение позволяет составить количественное представление о влиянии различных эффектов, высказать ряд предсказаний о поведении амплитуд процессов фоторождения и указать области изменения параметров (углы, энергии, спиновые переменные), дающие наиболее ценную для теории информацию.

Прежде чем переходить к изложению некоторых результатов такого анализа, рассмотрим кратко основные свойства амплитуд фоторождения π -мезонов на нуклонах и одномерные дисперсионные соотношения для этих амплитуд.

Амплитуда любого из процессов (+), (0), (--) и ($n0$) имеет в системе центра инерции следующую структуру:

$$G = i(\sigma\varepsilon)G_1 + \frac{(\sigma\eta)(\sigma[k\varepsilon])^2}{\eta k}G_2 + i\frac{(\sigma k)(\eta\varepsilon)}{\eta k}G_3 + i\frac{(\sigma\eta)(\eta\varepsilon)}{\eta^2}G_4, \quad (3.1)$$

* В дальнейшем цитируется как Ч. Г. Л. Н.

где σ — матрица Паули, ε — вектор поляризации фотона, η и \mathbf{k} — соответственно импульс мезона и γ -кванта.

Скалярные величины G_i являются комплексными функциями угла θ и энергии $\sqrt{1 + \eta^2}$. Вместо η и θ в теории дисперсионных соотношений используются переменные $t = 1 - 2k(\sqrt{1 + \eta^2} - \eta \cos \theta)$ и $S = W^2 = (\sqrt{1 + \eta^2} + \sqrt{M^2 + \eta^2})^2$.

С помощью (3.1) легко найти выражения для сечения, поляризации нуклона отдачи, рассмотреть случай фоторождения мезонов поляризованными γ -квантами.

Ниже мы рассмотрим сечение фоторождения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\eta}{k} \left\{ |G_1|^2 + |G_2|^2 - 2\text{Re } G_1^* G_2 \cos \theta + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \sin^2 \theta [|G_3|^2 + |G_4|^2 + 2\text{Re } G_2^* G_3 + 2\text{Re } G_1^* G_4 + 2\text{Re } G_3^* G_4 \cos \theta] \right\}. \quad (3.2)$$

Дисперсионные соотношения представляют собой интегральные соотношения, которым должны удовлетворять амплитуды. Эти соотношения вытекают из самых общих постулатов квантовой теории поля. Для того чтобы записать дисперсионные соотношения, необходимо исследовать структуру амплитуд G_i по изотопическому спину. Оператор, описывающий переход с поглощением (или испусканием) фотона, имеет вид $(S + V_3)$, где S — изотопически скалярная часть оператора, V_3 — изотопически векторная часть.

В силу теоремы Вигнера — Эккарта находим

$$\langle T't' | S + V_3 | Tt \rangle = S^T \delta_{T'T} \delta_{t't} + V^T (T't | 10 Tt),$$

где T и T' — изотопические спины начального и конечного состояний, а t и t' — их проекции, $(T't | 10 Tt)$ — коэффициент Клебша — Гордана.

Поскольку $T = 1/2$, а T' — (состояние мезон + нуклон) может принимать значения $3/2$ и $1/2$, то четыре процесса $(+)$ $(-)$, (0) и $(n0)$ описываются тремя амплитудами по изотопическому спину, причем это справедливо для каждой амплитуды G_i . Таким образом, четыре процесса фоторождения описываются 12 независимыми амплитудами — комплексными функциями W и t .

Дисперсионные соотношения записываются для 12 функций F_i^I ; F_i^{II} ; F_i^{III} (римской цифрой обозначен изотопический индекс), которые связаны с амплитудами четырех процессов фоторождения следующим образом.

Для процессов $(+)$ и $(-)$

$$\left. \begin{aligned} G_1^{(\pm)} &= \frac{(W - M)(W + M)^2}{4W^2} \cdot \sqrt{2} (F_1^{III} \pm F_1^I); \\ G_2^{(\pm)} &= \frac{(W - M)}{2W} q \sqrt{2} (F_2^{III} \pm F_2^I); \\ G_3^{(\pm)} &= \frac{(W - M)(W + M)^2}{4W^2} q \sqrt{2} (F_3^{III} \pm F_3^I); \\ G_4^{(\pm)} &= \frac{W - M}{2W} q^2 \sqrt{2} (F_4^{III} \pm F_4^I). \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Для процессов (0) и (n0)

$$\left. \begin{aligned} G_1^{(0)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} (F_1^{\text{II}} \pm F_1^{\text{III}}); \\ G_2^{(0)} &= \frac{W-M}{2W} q (F_2^{\text{II}} \pm F_2^{\text{III}}); \\ G_3^{(0)} &= \frac{(W-M)(W+M)^2}{4W^2} q (F_3^{\text{II}} \pm F_3^{\text{III}}); \\ G_4^{(0)} &= \frac{(W-M)}{2W} q^2 (F_4^{\text{II}} \pm F_4^{\text{III}}). \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

Дисперсионные соотношения для F_i^{I} ; F_i^{II} и F_i^{III} имеют вид (верхние знаки для III и II, нижние — для I)

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_1(W, t) &= F_1^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_1(W', t) \left[\frac{1}{W'-W} \pm \frac{W'+W - \frac{1-t}{W-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] - \right. \\ &- \operatorname{Im} F_2(W', t) \left[\frac{1}{W'+W} \pm \frac{W'-W + \frac{1-t}{W-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \\ &\left. + \binom{0}{1} \operatorname{Im} \left[\frac{F_3(W', t)}{W'-M} + \frac{F_4(W', t)}{W'+M} \right] \frac{1-t}{W-M} \right\}; \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_2(W, t) &= F_2^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_2(W', t) \left[\frac{1}{W'-W} \pm \frac{W'+W - \frac{1-t}{W+M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] - \right. \\ &- \operatorname{Im} F_1(W', t) \left[\frac{1}{W'+M} \pm \frac{W'-W + \frac{1-t}{W+M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \\ &\left. + \binom{0}{1} \operatorname{Im} \left[\frac{F_3(W', t)}{W'-M} + \frac{F_4(W', t)}{W'+M} \right] \frac{1-t}{W-M} \right\}; \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_3(W, t) &= F_3^{\text{B}} + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ &\times \left\{ \operatorname{Im} F_3(W', t) \left[\frac{1}{W'-W} \pm \frac{-W'+W - 2M + \frac{1-t}{W'-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \right. \\ &+ \operatorname{Im} F_4(W', t) \left[\frac{1}{W'+W} \pm \frac{2M - W' - W + \frac{1-t}{W'-M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] \mp \\ &\left. \mp 2 \operatorname{Im} [F_1(W', t) + F_2(W', t)] \cdot \frac{1}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right\}; \end{aligned} \quad (3.7)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} F_4(W, t) = & F_4^B + \frac{1}{\pi} \int_{M+1}^{\infty} dW' \times \\ & \times \left\{ \operatorname{Im} F_4(W', t) \left[\frac{1}{W' - W} \pm \frac{-W' + W + 2M + \frac{1-t}{W' + M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] + \right. \\ & + \operatorname{Im} F_3(W', t) \left[\frac{1}{W' + W} \pm \frac{-2M - W' - W + \frac{t-1}{W' - M}}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right] \mp \\ & \left. \mp 2 \operatorname{Im} \left[F_1(W', t) + F_2(W', t) \right] \frac{1}{W'^2 + W^2 - 2M^2 + t - 1} \right\}, \end{aligned} \quad (3.8)$$

где F_i^B — борновские части амплитуд. Они имеют вид

$$\begin{aligned} F_1^B = & \frac{ef}{2} \left[\frac{2M}{W^2 - M^2} \mp \frac{2M}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] - \\ & - \frac{\mu f}{2} \left[\frac{2M}{W + M} \mp \frac{2M(W - M) - \frac{2M(1-t)}{W - M}}{W^2 - M^2 + t - 1} \right]; \end{aligned} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} F_2^B = & - \frac{ef}{2} \left[\frac{2M}{W^2 - M^2} \mp \frac{2M}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] - \\ & - \frac{\mu f}{2} \left[\frac{2M}{W - M} \mp \frac{2M(W + M) - \frac{2M(1-t)}{W + M}}{W^2 - M^2 + t - 1} \right]; \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$F_3^B = \frac{ef}{2} \cdot \frac{2}{1-t} \cdot \left[\frac{2M}{W + M} \mp \frac{2M(W - M)}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] \mp \frac{\mu f}{2} \cdot \frac{4M}{W^2 - M^2 + t - 1}; \quad (3.11)$$

$$F_4^B = - \frac{ef}{2} \cdot \frac{2}{1-t} \left[\frac{2M}{W - M} \mp \frac{2M(W + M)}{W^2 - M^2 + t - 1} \right] \mp \frac{\mu f}{2} \cdot \frac{4M}{W^2 - M^2 + t - 1}, \quad (3.12)$$

где $\mu = \begin{cases} \mu'_p - \mu_n & \text{для индексов I и II;} \\ \mu'_p + \mu_n & \text{для индекса III;} \end{cases}$ $\mu'_p = 1,78 \frac{e}{2M}$ — аномальная часть магнитного момента протона; $\mu_n = -1,91 \frac{e}{2M}$ — аномальный магнитный момент нейтрона, f — константа связи мезон — нуклон, e — электрический заряд.

Для работы с формулами, приведенными выше, полезны соотношения

$$\left. \begin{aligned} k &= \frac{W^2 - M^2}{2W}; \\ \sqrt{1 + \eta^2} &= \frac{W^2 - M^2 + 1}{2W}. \end{aligned} \right\} \quad (3.13)$$

Выписанные дисперсионные соотношения являются строгими следствиями фундаментальных постулатов квантовой теории поля и единственного, но довольно естественного физического допущения, что амплитуды $F_i(W, t)$ при $W \rightarrow \infty$ стремятся к нулю. Если предположить, что $\lim_{W \rightarrow \infty} F_i/W = \text{const.}$, то, как нетрудно видеть из приведенных выше формул, сечение фоторождения для угла $\theta = 0$ стремилось бы к бесконечности при $W \rightarrow \infty$.

2. Анализ экспериментальных данных на основе дисперсионных соотношений

Мы попытаемся сравнить соотношения (3.5)—(3.8) с экспериментом. Такая попытка встречает ряд трудностей. Во-первых, нам необходимо иметь полную информацию об амплитуде фоторождения: о действитель-

ных и мнимых частях всех 12 амплитуд, причем интервал интегрирования в правой части простирается до бесконечности. Во-вторых, в районе нижнего предела у дисперсионного интеграла имеется нефизическая область. Действительно, под знак интеграла входят амплитуды при фиксированном t и $M + 1 \leq W' < \infty$. Такому интервалу изменения перемен-

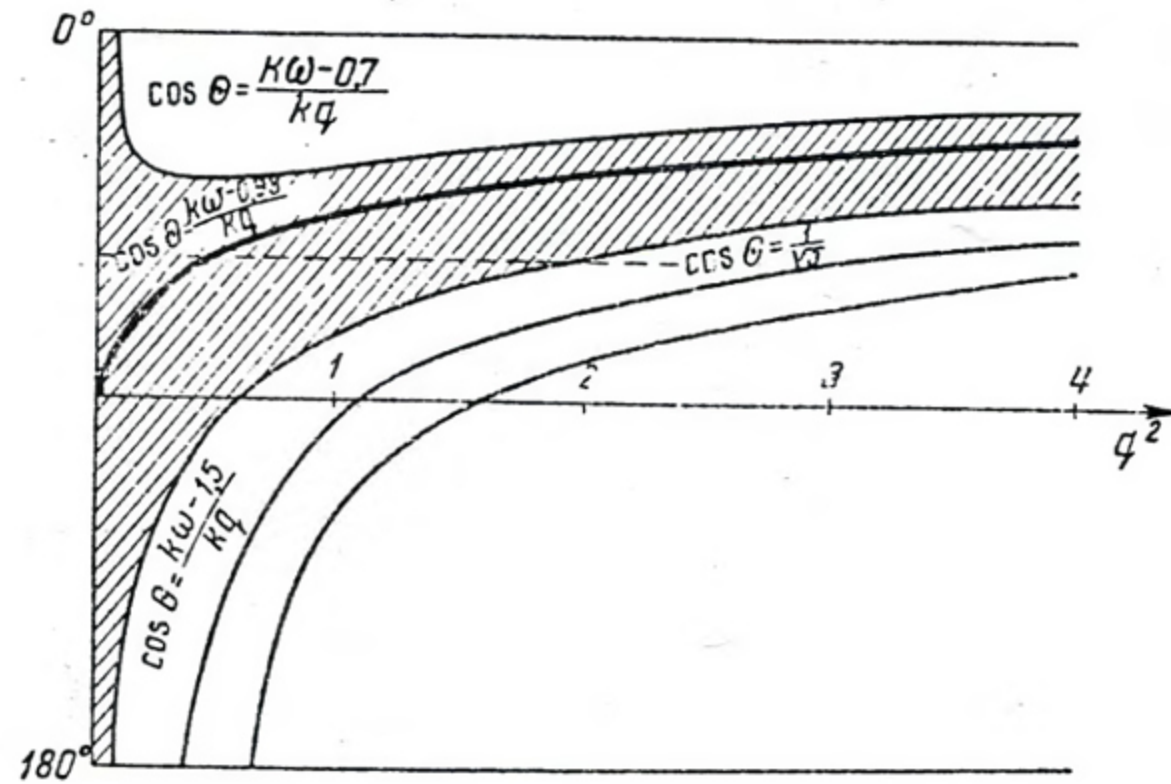


Рис. 1.

ных соответствует изменение $\cos \theta'$ в пределах, превышающих интервал $(-1, +1)$, что видно из формулы

$$\cos \theta' = \frac{k(W') \sqrt{1 + \eta^2(W')} + (t - 1) \frac{1}{2}}{k(W') \eta(W')} \quad (3.14)$$

и из формулы (3.13).

При $W \rightarrow M + 1$ величина $\eta' \rightarrow 0$, если при этом $t \neq t_0 = 1 - 2 \frac{2M + 1}{2(M + 1)}$, то $\cos \theta' \rightarrow \infty$ или $-\infty$. Очевидно, что мы не можем получить из экспериментов по фоторождению амплитуду при нефизических углах. Вкладом нефизической области обычно пренебрегают, однако строгих оснований для такого пренебрежения нет. Существует способ выяснения роли нефизической области. При $t = t_0$ нефизическая область стягивается в точку. Сопоставление формул (3.5)–(3.8) с экспериментальными данными при $t = t_0$ и при $t \neq t_0$ может помочь оценить роль нефизической области. Условие $t = t_0$ соответствует определенному соотношению между углом и энергией.

На рис. 1 кривая, соответствующая этому значению t , проведена жирной линией. Тонкие линии соответствуют другим значениям t . Малую окрестность линии $t = t_0$ (заштрихована) назовем «горном». Внутри «горна» можно вычислять действительную часть амплитуд, не заботясь о нефизической области. Величина нефизической области для заданного t определяется из рис. 1 по расстоянию от $\eta = 0$ до η , соответствующему точке пересечения линии $t = t_0$ с линией $\theta = 0$ или 180° . Как видно из графика, размер нефизической области, вообще говоря, мал. Однако на границе этой области $\cos \theta \rightarrow \pm \infty$. Исследование дисперсионных соотношений внутри «горна» обладает еще одним преимуществом: вклад области $W' \gg W$ в дисперсионные интегралы сводится здесь с хорошей точностью к константам (к одной константе для каждой амплитуды).

Главная трудность при сопоставлении дисперсионных соотношений с экспериментом заключается в вычислении дисперсионных интегралов. Мнимая часть амплитуды фоторождения единичных мезонов в настоящее время плохо известна. Однако эта задача не так уже безнадежна, как это

представляется на первый взгляд, особенно если ограничиться рассмотрением окологороговой области ($\eta \leq 1$).

Во-первых, как уже отмечалось выше, первое исчезающее приближение теории возмущений с феноменологическим учетом аномальных магнитных моментов уже дает хорошее описание главных особенностей фоторождения π -мезонов в области ($\eta \leq 1$). Но поскольку первое приближение в точности совпадает с борновской частью амплитуды, то отсюда можно заключить, что вклад дисперсионных интегралов в сечение велик и его можно вычислять даже с весьма ограниченной точностью.

Во-вторых, из-за особой роли знаменателей $\frac{1}{W'-W}$ в подинтегральных функциях основной вклад в дисперсионные интегралы дает область $W' \sim W$, и можно надеяться, что мало изученная область высоких энергий не дает большого вклада. В области же энергий до порога парного фоторождения мезонов вычисление мнимой части существенно упрощается требованием унитарности S -матрицы: парциальные амплитуды в этой области имеют вид $N e^{i\delta}$, где N — действительное число, а δ — фаза πN — рассеяния.

В-третьих, в области ($\eta \leq 1$) можно воспользоваться разложением амплитуды по степеням η , при этом мы будем иметь дело с амплитудой и ее производными при $\eta = 0$, где нефизическая область исчезает.

Разложение по степеням η сильно облегчает и анализ экспериментальных данных для получения левой части дисперсионных соотношений. Если представить экспериментальные данные в виде

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m, n} b_{mn} \eta^m (\cos \theta)^n, \quad (3.15)$$

то коэффициенты при различных степенях η дают дополнительные системы уравнений. При этом оказывается возможным получить довольно полную информацию об амплитуде, не прибегая к данным поляризационных опытов. Например, в работе [8] на основе такого подхода было проведено два независимых определения S -волновой амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Если учесть, что в настоящее время мы не обладаем достаточными данными даже для анализа на основе (3.15), то вряд ли можно ожидать в ближайшее время подробных данных поляризационных опытов.

В области ниже порога парного фоторождения существующая точность экспериментальных данных позволяет установить присутствие в этой области только S - и P -волн. [Особой оговорки требует «член с запаздыванием», дающий вклад высоких орбитальных моментов в фоторождение заряженных мезонов, — он целиком дается борновской частью амплитуды — см. формулы (3.11) и (3.12)].

В связи с этим весьма полезно разложение амплитуд по парциальным волнам. Такое разложение имеет вид [12].

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} \{ [lM_{l+} + E_{l+}] P'_{l+1}(\cos \theta) + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1}(\cos \theta) \}; \\ G_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+} + lM_{l-}] P'_l(\cos \theta); \\ G_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} \{ [E_{l+} - M_{l+}] P''_{l+1}(\cos \theta) + [E_{l-} + M_{l-}] P''_{l-1}(\cos \theta) \}; \\ G_4 &= \sum_{l=1}^{\infty} [M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-}] P''_l(\cos \theta), \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

где $M_{l\pm}$ и $E_{l\pm}$ — парциальные амплитуды, описывающие соответственно магнитные и электрические переходы, причем мезон образуется в состоянии полного момента $l \pm 1/2$, l — орбитальный момент, P_l , P'_l , P''_l — полиномы Лежандра и их производные.

Сформулируем теперь вопросы, на которые желательно получить ответ в результате анализа экспериментальных данных на основе дисперсионных соотношений.

Если бы в нашем распоряжении была полная информация о мнимых и действительных частях амплитуд фоторождения вплоть до высоких энергий ($W' \gg W$), то сравнение с экспериментом действительной части, полученной на основе формул (3.5) — (3.8) вдоль линии $t = t_0$ было бы проверкой самих дисперсионных соотношений. Этой цели в настоящее время можно достигнуть лишь в весьма узкой области энергий и с очень ограниченной точностью. Чтобы провести проверку на уровне той точности, которая была достигнута при анализе дисперсионных соотношений для π -рассеяния для угла $\theta = 0$, необходимо существенно увеличить экспериментальный материал.

В первую очередь, необходимы поляризационные опыты в широкой области энергий.

Более ограниченная задача заключается в выяснении возможности огрубления дисперсионных соотношений и превращения их в интегральные уравнения для амплитуд. Для выяснения этой возможности в ряде случаев можно либо ограничиться существующим экспериментальным материалом, либо предложить относительно нетрудные эксперименты.

Есть и еще одна задача такого анализа — внесение ясности в значение основных параметров π -мезонной физики малых энергий. Этот вопрос обсуждается в главе III.

Для всех этих целей необходимо оценить возможную точность вычисления дисперсионных интегралов. Во всех работах мы оценивали дисперсионные интегралы на основе следующего допущения: $(3/2, 3/2)$ -резонанс дает главный вклад в дисперсионный интеграл, все остальные амплитуды и область высоких энергий дают лишь поправки. Этому допущению соответствуют следующие значения мнимых частей амплитуды [см. формулы (3.3), (3.4), (3.14) и (3.16)]:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Im} F_1^{\text{II}} &= \frac{4W^2}{(W-M)(W+M)^2} \operatorname{Im} 3M_{1+}^0 \frac{k\sqrt{1-\eta^2} - \frac{1}{2}(1-t)}{k\eta} = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_1^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_2^{\text{II}} &= \frac{2W}{W-M} \cdot \frac{1}{q} \operatorname{Im} 2M_{1+}^0 = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_2^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_3^{\text{II}} &= \frac{4W^2}{(W-M)(W+M)^2} \cdot \frac{1}{q} \frac{1}{2} \operatorname{Im} (-3M_{1+}^0) = -\frac{1}{2} \operatorname{Im} F_3^{\text{I}}; \\ \operatorname{Im} F_i^{\text{III}} &= 0 \quad (i = 1, 2, 3, 4) \\ \operatorname{Im} F_4^{\text{I}} &= \operatorname{Im} F_4^{\text{II}} = \operatorname{Im} F_4^{\text{III}} = 0. \end{aligned} \right\} (3.17)$$

Для нахождения $\operatorname{Im} M_{1+}$ воспользуемся тем обстоятельством, что сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ хорошо описывается одной резонансной M_{1+} амплитудой с небольшой добавкой E_{0+} . Остальные амплитуды пока не удалось обнаружить даже по интерференции с амплитудой M_{1+} . В связи с этим величину амплитуды M_{1+} можно с хорошей точностью вычислить из интегрального сечения процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, из которого выпа-

дают интерференционные добавки * и даже вклад амплитуды E_{0+} очень мал ($\sim 5\%$ при $\eta = 1$ и $\sim 0,5\%$ в районе резонанса). В работах [8, 17] мнимая часть $M_{1+}^{(0)}$ бралась в виде

$$\text{Im } M_{1+}^{(0)} = \sqrt{\frac{1}{8\pi} \sigma_t^0 \frac{k}{\eta} \sin \alpha_{33}}, \quad (3.18)$$

где $\sigma_t^{(0)}$ полное сечение процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ и α_{33} — резонансная фаза πN -рассеяния бралась из эксперимента [15, 16].

График функции $\text{Im } M_{1+}^{(0)}$ приведен на рис. 2. Интегралы в (3.5) — (3.8) берутся в смысле главного значения, поэтому при проведении численного интегрирования необходимо соблюдать осторожность, т. е. выбрасывать небольшой интервал интегрирования в окрестности $W' = W$.

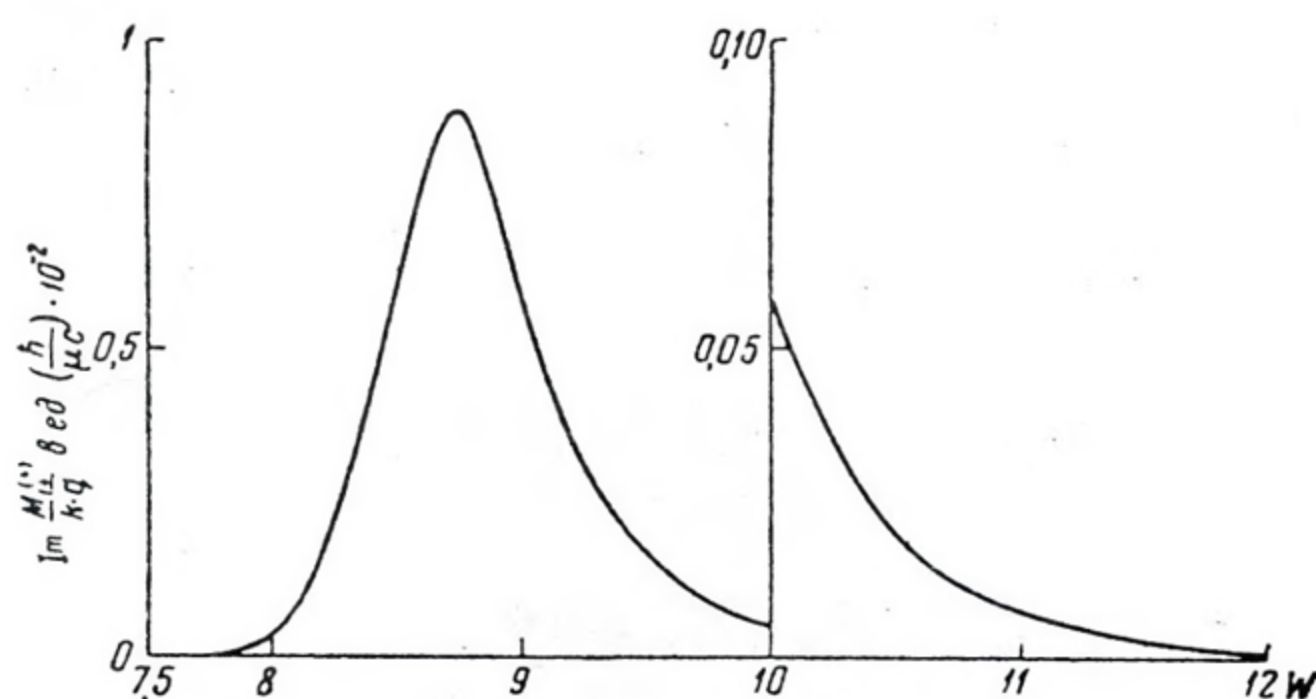


Рис. 2.

Размер этого интервала зависит от точности расчета и от величины производной числителя у дроби $\frac{f(W')}{W' - W}$. Эта задача существенно упрощается, если вычислять не саму амплитуду, а коэффициенты ее разложения по степеням η .

Вопрос о поправках к дисперсионным интегралам из-за мнимых частей малых амплитуд и областей высоких энергий тесно связан с точностью, с которой известны левые части дисперсионных соотношений. Поскольку до самого последнего времени не было экспериментальных данных, из которых можно было бы надежно определить левые части дисперсионных соотношений, то вопрос о точности решался упрощенно; дисперсионные интегралы определялись с точностью, лучшей чем 7—10%. При этом высказывалась надежда, что примерно с той же точностью вычисляется сечение (так как велик вклад борновских частей амплитуд, вычисляемых с хорошей точностью).

В таком методе решения при вычислении сечений может произойти потеря точности. Более детальный анализ причин обнаруженных расхождений и плохих точностей вычисления дисперсионных интегралов был проведен в работе [17]. В этой работе исследовались амплитуды для углов $\theta = 0$ и 180° без разложений по степеням $\cos \theta$. Результаты численных расчетов [9, 10, 18] амплитуд G_i , разложенных по степеням $\cos \theta$, приведены на рис. (3—5).

* Интерференционные члены между компонентами амплитуды M_{1+} с разными состояниями по изотопическому спину, конечно, остаются, и поправки на них к формуле (3.18) для некоторых эффектов оказываются заметными.

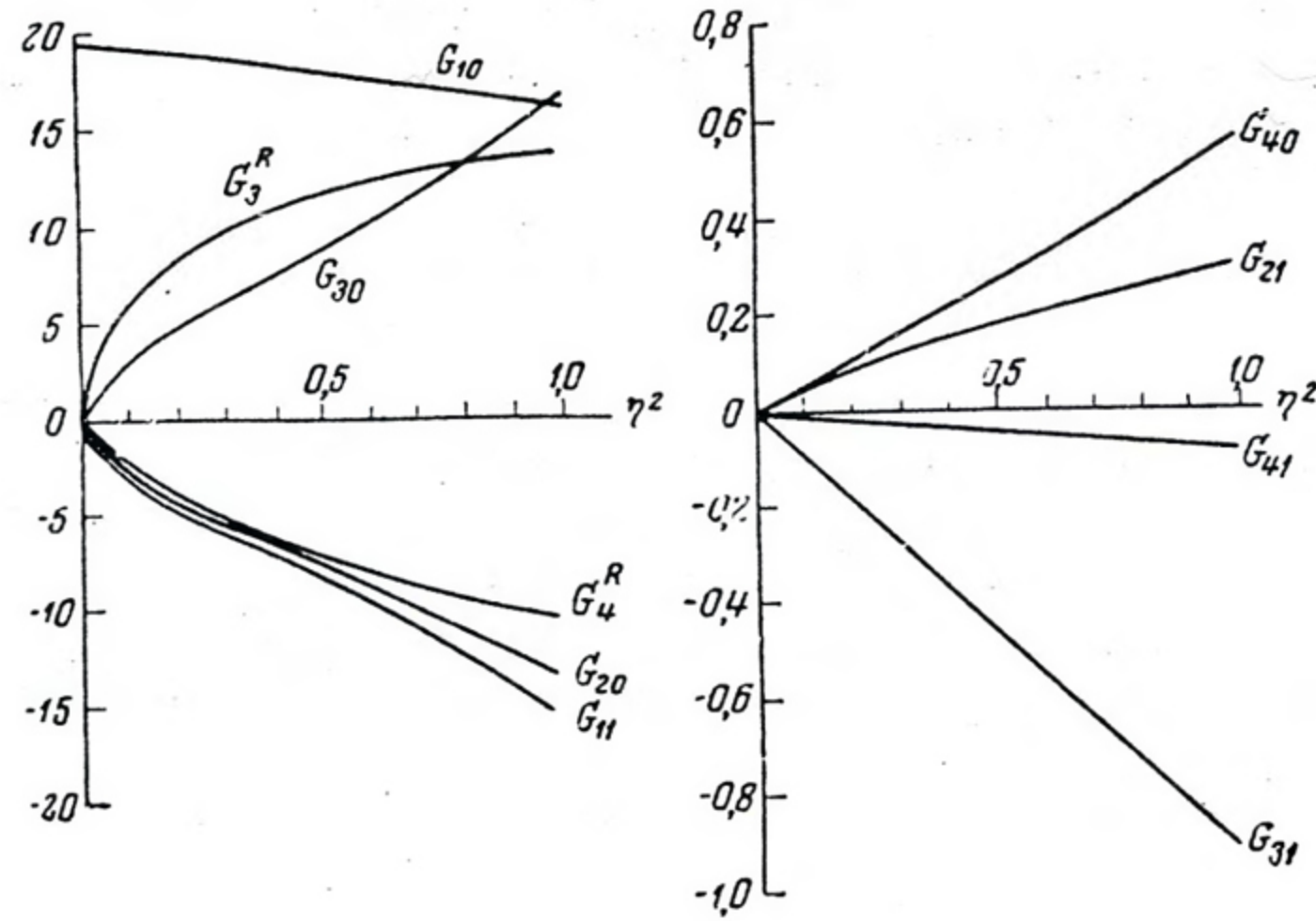


Рис. 3.

Функции $G_i^{(+)}$ для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ представлены на рис. 3 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sqrt{2}} G_1^{(+)} &= G_{10} + G_{11} \cos \theta; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_2^{(+)} &= G_{20} + G_{21} \cos \theta; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_3^{(+)} &= G_{30} + G_{31} \cos \theta + \frac{G_{3R}}{1 - \beta \cos \theta}; \\ \frac{1}{\sqrt{2}} G_4^{(+)} &= G_{40} + \frac{G_{4R}}{1 - \beta \cos \theta}. \end{aligned}$$

Функции $G_i^{(0)}$ для процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ представлены на рис. 4 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$G_i^{(0)} = G_{i0} + G_{i1} \cos \theta.$$

Амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ получаются из амплитуд, изображенных на рис. 3,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_i^{(-)} = -\frac{1}{\sqrt{2}} G_i^{(+)} + 2G_i^{\text{III}}.$$

а для процесса $\gamma + n \rightarrow n + \pi^0$ амплитуды получаются из $G_i^{(0)}$, представленных на рис. 4,

$$G_i^{(n0)} = G_i^{(0)} - 2G_i^{\text{III}}.$$

Функции G_i^{III} представлены на рис. 5 в виде (в единицах $\frac{\hbar}{\mu c} \cdot 10^{-3}$)

$$G_i^{\text{III}} = G_{i0} + G_{i1} \cos \theta.$$

Константа связи f^2 принималась равной 0,08. Необходимо отметить, что эти амплитуды получены не с помощью функции (3.18), изображенной на рис. 2, а на основе аппроксимации $\sin \alpha_{33}$ резонансной формулой. Резонансные формулы не учитывают быстрого спада $\sin \alpha_{33}$ в области боль-

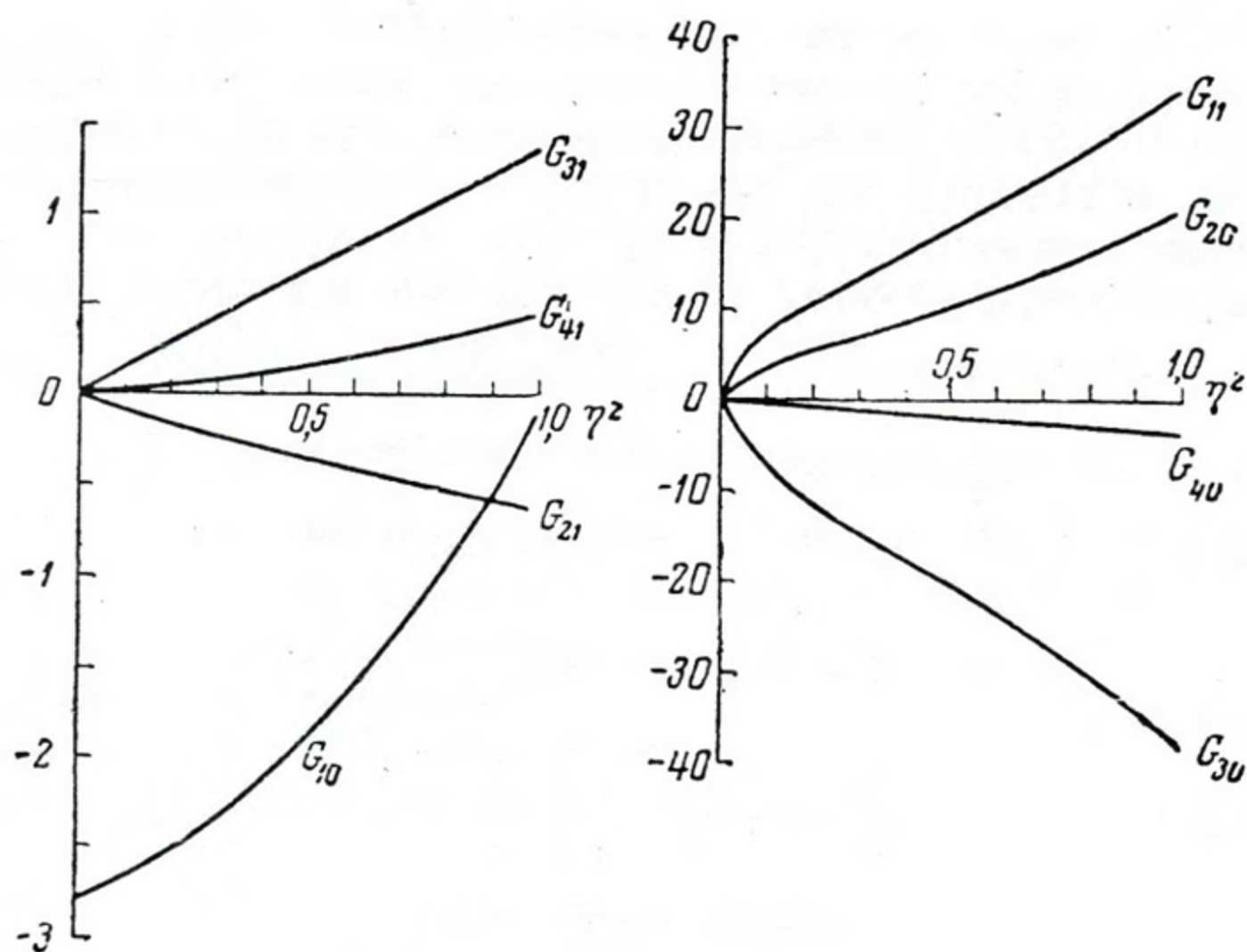


Рис. 4.

ших энергий. Этот эффект мало меняет величины дисперсионных интегралов, но оказывается очень существенным для величин сечений при $\theta = 0$ и 180° (см. работу [17]).

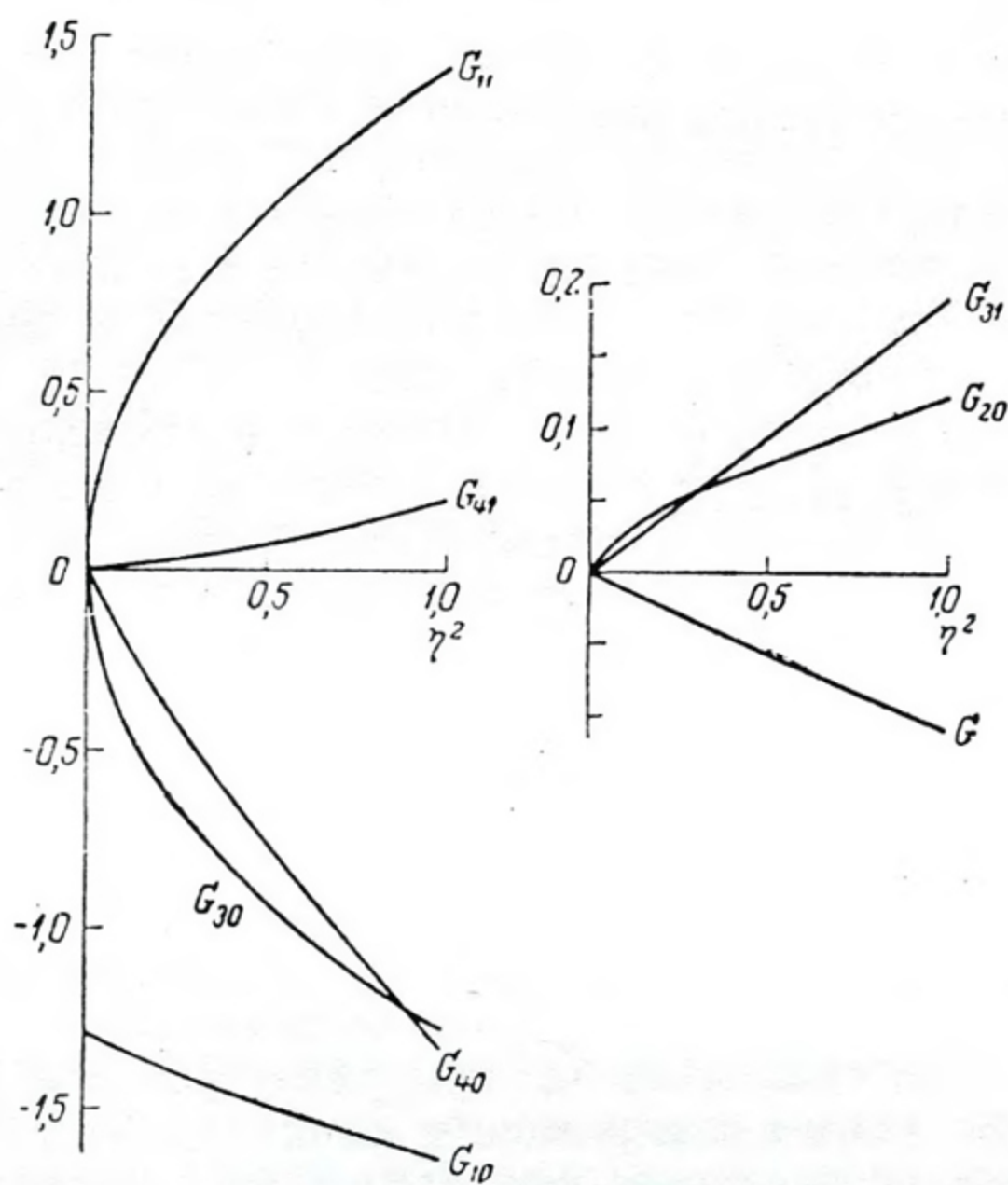


Рис. 5.

В сечение фоторождения заряженных мезонов подавляюще большой вклад дает борновская часть амплитуды, поэтому согласие с экспериментом для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$ следует ожидать в пределах 20% даже при самых грубых оценках интегралов. В случае же фоторождения π^0 -мезонов картина существенно сложнее. Поскольку амплитуды

процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ сами составляют $1/M$ от амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$, поправка к сечению из-за релятивистских эффектов ($\sim 1/M^2$) доходит до 30—40%. Дисперсионные интегралы в этом случае дают большой вклад, и точность их оценок играет существенную роль.

Сравнение численных расчетов с экспериментом привело к следующему основному результату [9, 10]: дифференциальные сечения, рассчитанные для оси «горна» $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=t_0}$, хорошо согласуются с экспериментом (рис. 6 и 7). Экспериментальные значения сечения $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{t=t_0}$ для реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ были получены следующим образом. Рассмотрим сечение для угла $\cos \theta = 1/\sqrt{3}$.

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\cos \theta = 1/\sqrt{3}} = A + B \cos \theta + C \cos^2 \theta \Big|_{\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}} = \left(A + \frac{1}{3}C\right) + B \frac{1}{\sqrt{3}}.$$

Первый член $\left(A + \frac{1}{3}C\right) = \frac{\sigma_{\text{полн.}}}{4\pi}$. Полное сечение $\sigma_{\text{полн.}}$ было тщательно измерено Говорковым и Васильковым [19]. Член $B \frac{1}{\sqrt{3}}$ представляет собой малую поправку, и его можно взять из работы [20]. Линия $\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{3}}$ на рис. 1 лежит весьма близко к оси «горна», и для применяемой точности вполне достаточно положить

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{\cos \theta \approx \frac{1}{\sqrt{3}}} \approx \left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{t=t_0}.$$

Одновременно с хорошим согласием для случая $t = t_0$ в работах [12, 18] было обнаружено резкое расхождение с экспериментом для областей

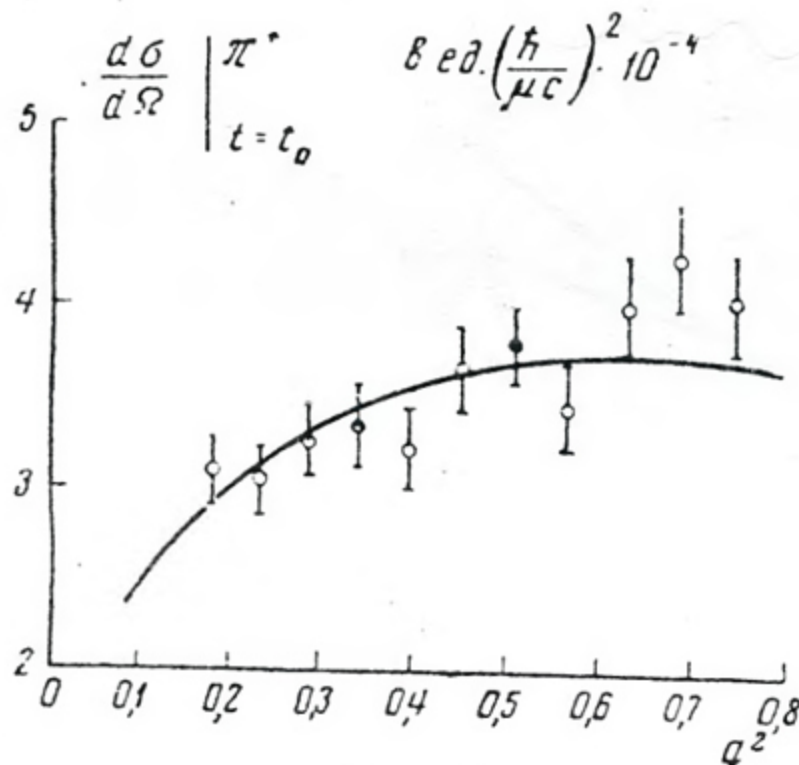


Рис. 6.

углов $\theta = 0$ и 180° . Расхождение может быть отнесено как за счет нефизической области, так и за счет вкладов областей высоких энергий в дисперсионные интегралы.

Первая возможность была проанализирована в докладе [10], где было показано, что как для заряженных, так и для нейтральных мезонов обнаруживается сильная корреляция между величиной расхождения и величиной нефизической области. Вторая возможность проанализирована А. И. Лебедевым и автором [17], которые обнаружили, что углы $\theta = 0$ и 180° представляют особый интерес с точки зрения обсуждаемого анализа.

Как видно из формулы (3.2), сечение для углов $\theta = 0$ и 180° выражается через квадрат суммы или разности амплитуд G_1 и G_2 . Это означает, что дисперсионные соотношения для суммы или разности G_1 и G_2 являются дисперсионными соотношениями для всей амплитуды при $\theta = 0$ и 180° . Вблизи порога ($\eta < 1$) амплитуды можно с хорошей точностью считать действительными*. Отсюда следует, что корень квадратный из

* Малую поправку на мнимую часть очень легко ввести, используя известную связь процессов фоторождения и рассеяния π -мезонов: $\text{Re } f_m \cong f_m / \left(1 - \frac{\delta_m^2}{2}\right)$, где δ_m — фаза рассеяния в соответствующем состоянии.

сечения для углов $\theta = 0$ и 180° определяет левую часть дисперсионного соотношения соответственно для разности и для суммы G_1 и G_2 .

Таким образом, точность измерения величины сечений для угла $\theta = 0^\circ$ (или 180°) задает точность, с которой должен быть вычислен один дисперсионный интеграл. Анализ этих дисперсионных интегралов без разложений по $\cos \theta$ показал, что амплитуды фоторождения π^0 -мезонов для углов $\theta = 0$ и 180° чрезвычайно критичны к малым вкладам и принимавшейся ранее точности вычисления дисперсионных интегралов недостаточно. В частности, оказались очень существенными отклонения экспериментально измеренной фазы α_{33} от величин, даваемых резонансными формулами.

Критичность амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ для углов $\theta = 0$ и 180° к малым вкладам объясняется малой величиной амплитуд. Для угла $\theta = 0^\circ$, как показано в работе [17], действительная часть амплитуды процесса $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$ должна даже проходить через нуль при $\eta^2 \approx 0,15$. Уточнение этих дисперсионных интегралов за счет малых вкладов привело к почти полной ликвидации расхождения для углов $\theta = 0$ и 180° для процесса $\gamma + p \rightarrow$

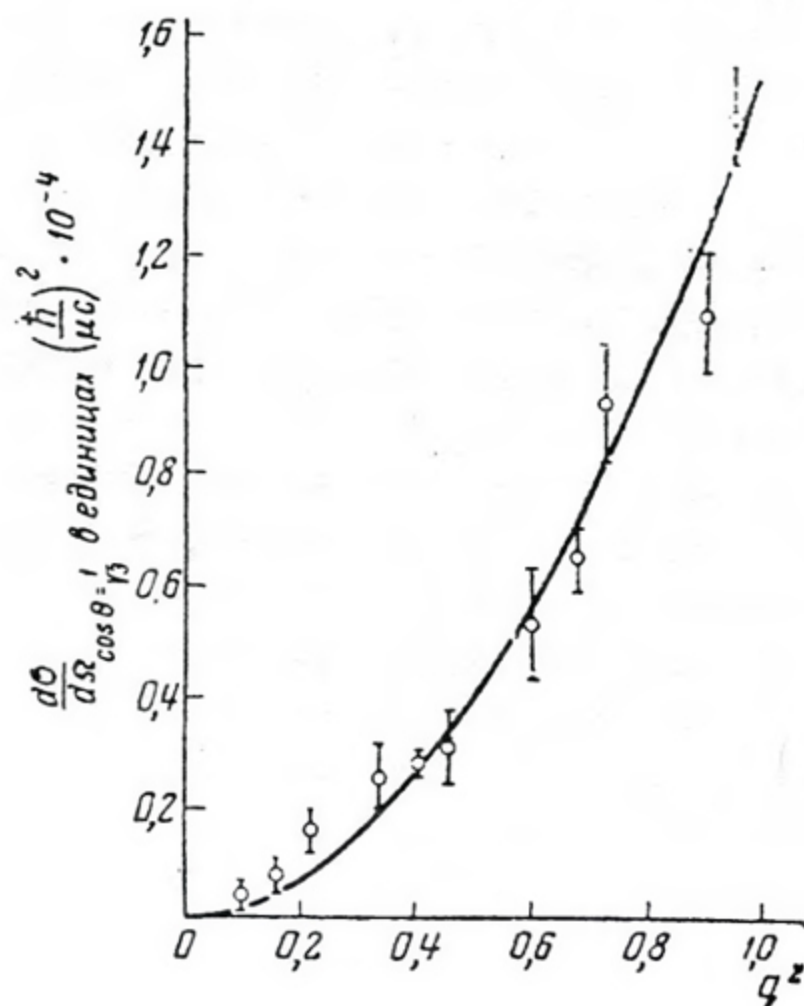


Рис. 7.

$\rightarrow p + \pi^0$, однако та же самая процедура несколько не уменьшила расхождения для этих углов для процесса $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$. Эти расхождения оказались связанными с ошибкой в экспериментальных данных. Последние экспериментальные данные (см. Труды Международной конференции по физике высоких энергий, Женева 1962 г.) не обнаруживают такого большого расхождения.

Большой интерес представляют попытки применения двойных дисперсионных соотношений для анализа процесса фоторождения [18, 21]. Применение двойных дисперсионных соотношений составляет большой и важный раздел физики сильных взаимодействий, изложение их не входит в задачу настоящей статьи, мы только указываем на связь нашего анализа с этим подходом. Двойные соотношения (по обоим переменным $S = W^2$ и t) содержат как частный случай описанные выше одномерные соотношения и позволяют при использовании простых физических гипотез сделать некоторые предположения о вкладе области высоких энергий в одномерные соотношения. Вклад области $W' \gg W$ в одномерные соотношения независит от W (с точностью до $\sim \left(\frac{W}{W'}\right)$), но может довольно сильно зависеть от

t , поэтому, записав дисперсионные соотношения по t , можно сделать оценки вклада областей $W' \gg W$ и зависимости этого вклада от t . Необходимо, однако, иметь в виду, что использование двойных соотношений связано с привлечением ряда новых параметров и гипотез, которые также необходимо проверять. Поэтому наибольшего внимания заслуживают такие выводы из двойных дисперсионных соотношений, которые связаны с минимальным количеством гипотез. Добавки к амплитудам, из-за областей высоких энергий составляющие объект применения двойных дисперсионных соотношений, зависят (приблизительно) только от t . Поэтому они дают постоянные составляющие к амплитудам на оси «горна» ($t = t_0$).

С помощью очень общих соображений (сохранение G -четности) можно показать, что наиболее резко зависящие от t добавки должны давать вклад только в изотопически скалярную часть амплитуды (вклад $\pi - \pi$ -взаимодействия).

Эти выводы очень интересны, и их можно проверить, конкретные же расчеты добавок к амплитудам в настоящее время представляются неубедительными, не говоря уже о сравнении таких расчетов с экспериментом.

Подведем итог анализу данных по фоторождению π -мезонов в области ($\eta < 1$) на основе дисперсионных соотношений.

1. Предсказания, основанные на дисперсионных соотношениях, согласуются с экспериментом в области углов и энергий $t \approx t_0$, а для фоторождения π^0 -мезонов согласие имеется практически во всей области $\eta < 1$. Однако данные по фоторождению π -мезонов пока недостаточно точны в этой области.

2. Природа небольших расхождений остается пока невыясненной. Необходимы экспериментальные данные как по околопороговому фоторождению π -мезонов, так и по определению мнимых частей амплитуд фоторождения в широкой области энергий.

Наибольшую роль сыграют измерения в области $\eta < 1$, где с помощью формулы (3.15) можно провести анализ дифференциальных сечений и выделить отдельные амплитуды. В случае заряженных мезонов ряд (3.15) сходится плохо и для улучшения сходимости лучше выделить в явном виде «член с запаздыванием», анализируя данные по угловым распределениям

на основе формулы $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m=0}^N a_m \kappa^m + \frac{a_{-1}}{\kappa} + \frac{a_{-2}}{\kappa^2}$, где $\kappa = (1 - t)$. После

этого можно анализировать данные по энергетической зависимости a_i , разлагая их в ряд по степеням η (задача сводится к предыдущей).

3. Особого внимания заслуживают углы $\theta = 0$ и 180° . Для каждого из этих углов амплитуда выражается только через один дисперсионный интеграл, и весь анализ существенно упрощается. Кроме того, амплитуда для этих углов очень критична к малым вкладам в дисперсионные интегралы, представляющим наибольший интерес (в том числе и к вкладу нефизической области). Расхождения в этой области максимальны.

4. Исследование зависимости обнаруженных расхождений от изотопического спина представляет собой одну из первоочередных задач, если, конечно, они не являются следствием систематических ошибок. Прежде всего следует выяснить, не обязаны ли они только изотопически скалярной части амплитуды (возможное влияние резонансного $\pi - \pi$ -взаимодействия).

Такая проверка возможна на основе опытов по фоторождению на дейтерии при измерении отношения сечений

$$\frac{\sigma(\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-)}{\sigma(\gamma + d \rightarrow 2n + \pi^+)} \quad \text{или} \quad \frac{\sigma(\gamma + d \rightarrow d + \pi^0)}{\sigma(\gamma + p \rightarrow p + \pi^0)}$$

для угла $\theta = 0^\circ$.

5. Согласие (в общих чертах) предсказаний на основе дисперсионных соотношений с экспериментом делает маловероятной несправедливость самих дисперсионных соотношений.

6. Чрезвычайная критичность амплитуд для углов $\theta = 0$ и 180° к малым вкладам в дисперсионные интегралы представит значительные трудности для попыток построения уравнений, описывающих процесс фоторождения на основе дисперсионных соотношений.

IV. ФОТОРОЖДЕНИЕ НА ДЕЙТЕРИИ

Одной из важнейших специфических черт фоторождения мезонов на нуклонах является та, что полную информацию о процессе невозможно получить, исследуя только фоторождение на водороде. Поскольку мишеней из нейтронов не существует, то для исследования элементарного процесса фоторождения необходимо исследовать фоторождения мезонов на связанных нейтронах, и в первую очередь на дейтерии*.

Фоторождение мезонов на ядрах представляет собой сложное и мало изученное явление, интерпретация которого находится на существенно более низком уровне по сравнению с фоторождением на водороде и дейтерии. Получение информации об амплитуде фоторождения на нейтроне (точнее, об изоскалярной части амплитуды фоторождения) является главной целью исследования фоторождения мезонов на дейтерии. Однако не менее важным является изучение возможностей описания процесса рождения мезона на группе нуклонов. Обе задачи тесно связаны между собой; без решения одной невозможно решить другую.

Как показывает анализ фоторождения мезонов на ядрах (см., например, [23],) однонуклонная модель фоторождения (т. е. предположение о том, что амплитуда фоторождения на ядре может быть представлена в виде суммы амплитуд фоторождения на отдельных нуклонах) согласуется со всей совокупностью экспериментальных данных. Поскольку ядро дейтерия является слабо связанной системой, то для него однонуклонная модель должна быть особенно хорошо применимой.

Идея приближенной замены амплитуды рассеяния на сложной системе суммой амплитуд рассеяния на подсистемах в физике давно известна. Последовательная формулировка этой идеи была дана в известном методе импульсного приближения, теория которого была развита в работах Чу, Вика и Гольдбергера (см., например [24—25]). В ранних работах по теории фоторождения π -мезонов на дейтерии [26—28] теория, основанная на импульсном приближении, была сформулирована лишь в общих чертах. Она могла претендовать на описание эксперимента лишь по порядку величины и то не для всех областей изменения переменных.

Во-первых, в этих работах либо совсем не учитывались взаимодействия частиц в конечном состоянии, либо учитывались только ядерные взаимодействия. Во-вторых, волновые функции нуклонов выбирались на основе их асимптотического поведения, тогда как поведение волновых функций в области действия ядерных сил существенно влияет на величину матричных элементов. В-третьих, совершенно неясна была роль вторичных взаимодействий мезона с нуклонами (многократное рассеяние, кулоновские взаимодействия).

Теория фоторождения мезонов на дейтерии, свободная от этих недостатков, развивалась автором в работах [9, 29]. Эта теория используется для обработки экспериментальных данных по фоторождению мезонов на дейтерии как в СССР, так и за рубежом.

Ниже мы изложим основные результаты этой теории, частично разбросанные по отдельным статьям, а частично неопубликованные.

Амплитуда перехода для ядра представляется в виде суммы амплитуд переходов для отдельных нуклонов

$$M = \sum e^{i(k-r)r_\nu} [\sigma^\nu K^\nu + L^\nu], \quad (4.1)$$

* Недавно появилось сообщение [22] о том, что получены первые экспериментальные данные по реакции $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$. Детальное исследование совокупности реакций $\gamma + p \rightarrow n + \pi^+$; $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$; $\pi^- + p \rightarrow n + \gamma$, включая поляризационные опыты, могло бы дать полную информацию об амплитудах фоторождения π -мезонов. однако такая программа вряд ли осуществима в ближайшие годы.

где K^ν и L^ν — функции импульсов фотона, мезона и нуклона, r_ν и σ_ν — координата и оператор спина ν -го нуклона. Это выражение для оператора перехода является общим. Пока мы его не будем конкретизировать. Матричный элемент этого оператора по волновым функциям свободного движения нуклонов должен совпадать с амплитудами процессов, рассмотренных в предыдущих параграфах.

Полный гамильтониан системы запишется в виде

$$H = H_0 + H' + V + V_c, \quad (4.2)$$

где H_0 — сумма гамильтонианов свободных мезонного и электромагнитного полей и гамильтониана, описывающего два взаимодействующих нуклона; H' — гамильтониан, описывающий взаимодействие мезонов с нуклонами и электромагнитным полем; V и V_c — ядерный и кулоновский потенциалы взаимодействия мезона с нуклонами. Если рассматривать последние три члена в (4.2) по теории возмущений, то оператор перехода, описывающий наш процесс, имеет вид

$$T = \left[1 + (V + V_c) \frac{1}{E - H_0 + i\varepsilon} \right] H'. \quad (4.3)$$

Согласно методу импульсного приближения полагаем $H' \approx M$. Второй член в квадратных скобках описывает поправки на взаимодействие образовавшегося мезона с нуклонами. Мы рассмотрим его несколько позже. Для вычисления главного члена необходимо вычислять матричный элемент от оператора (4.1) по волновым функциям системы.

1. Фоторождение нейтральных мезонов

Рассмотрим реакции

$$\gamma + d \rightarrow \begin{cases} d + \pi^0; \\ p + n + \pi^0 \end{cases} \quad (4.4)$$

$$(4.5)$$

Матричный элемент перехода имеет вид

$$\langle \Psi_f | (\hat{M}_p + \hat{M}_n) | \Psi_0 \rangle, \quad (4.6)$$

где

$$\left. \begin{aligned} M_p &= e^{2iqr_p} [(\sigma^p K^p) + L^p]; \\ M_n &= e^{2iqr_n} [(\sigma^n K^n) + L^n]. \end{aligned} \right\} \quad (4.7)$$

Здесь и в дальнейшем

$$q = \frac{k - \eta}{2}.$$

Волновые функции брались в виде*

$$\left. \begin{aligned} \Psi_0 &= {}^1\chi_m \varphi_d(r); \\ \Psi_f^t &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} {}^1\chi_m \varphi_p^{(t)}(r) e^{iPR}; \\ \Psi_f^s &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{3/2} {}^0\chi_0 \varphi_p^s(r) e^{iPR}. \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

* Как видно из записи функций, тензорные и спин-орбитальные силы в работе не учитывались. Учет этих эффектов в некоторых областях изменения параметров, как показали расчеты, оказывается существенным. Эти расчеты будут опубликованы отдельно.

Здесь χ_m и ${}^0\chi_m$ — соответственно триплетная и синглетная спиновые функции. Вместо r_p и r_n введены $r = r_p - r_n$ и $R = \frac{r_n + r_p}{2}$ соответственно, относительный импульс $p = \frac{p_n - p_p}{2}$, а импульс центра инерции двух нуклонов $P = p_n + p_p$. Дейтон в начальном состоянии покоится. В операторах \hat{K} и \hat{L} имеет смысл учитывать члены $\sim v$ (v — скорость нуклона). Представим \hat{K} и \hat{L} в виде разложений

$$\left. \begin{aligned} \hat{K}^p &\approx K_0^p + \hat{O}\left(\frac{v}{c}\right) = K_0^p + a_p \frac{\hat{p}}{M} + b^p(k_1^p \hat{p}) \frac{1}{M}; \\ \hat{L}^p &\approx L_0^p + (I^p \hat{p}) \frac{1}{M}. \end{aligned} \right\} \quad (4.9)$$

\hat{K}^n и \hat{L}^n имеют аналогичный вид.

Здесь \hat{p} — оператор импульса протона; a , b , k_1 , L_0 , K_0 — функции импульсов γ -кванта (k) и мезона η .

Подставляя (4,9), (4,8) и (4,6) и возводя в квадрат и усредняя по спиновым переменным, найдем общее выражение для дифференциальных сечений процесса $\gamma + d \rightarrow p + n + \pi^0$:

$$d\sigma = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \langle M \rangle^2 dp d\eta d\delta \left(\omega + \frac{(k-\eta)^2}{4M} + \frac{p^2}{M} + \varepsilon' - k \right),$$

где $\omega = \sqrt{1 + \eta^2}$. Интегрируя по $d\left(\frac{p^2}{M}\right)$ найдем

$$d\sigma = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{k\omega d\omega d\Omega_\eta d\Omega_p M_p}{2} \langle M \rangle_{f_0}^2. \quad (4.10)$$

Интегрируя по $d\eta$ найдем

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{\eta^3 d\Omega_\eta dp}{\left(\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - k\eta}{2M}\right)} \langle M \rangle_{f_0}^2; \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \langle M \rangle_{f_0}^2 &= \frac{2}{3} |K_0^p I_+^t + K_0^n I_-^t|^2 + \frac{1}{3} |K_0^p I_+^S - K_0^n I_-^S|^2 + \\ &+ |L_0^p I_+^t + L_0^n I_-^t|^2 + \frac{1}{M} 2\text{Re} \left\{ a^p K_0^{p*} \left[\frac{2}{3} I_+^t I_+^{t*} + \frac{1}{3} I_+^S I_+^{S*} \right] + \right. \\ &+ a^p K_0^{n*} \left[\frac{2}{3} I_-^t I_+^t - \frac{1}{3} I_-^S I_+^S \right] + (K_0^{p*} b^p) k_1^p \left[\frac{2}{3} I_+^t I_+^t + \frac{1}{3} I_+^S I_+^S \right] + \\ &+ (K_0^{n*} b^p) k_1^p \left[\frac{2}{3} I_-^t I_+^t - \frac{1}{3} I_-^S I_+^S \right] - \\ &- [a^n K_0^{p*} + (K_0^{p*} b^n) k_1^n] \cdot \left[\frac{2}{3} I_+^t I_-^t - \frac{1}{3} I_+^S I_-^S \right] - \\ &- [a^n K_0^{n*} + (K_0^{n*} b^n) k_1^n] \cdot \left[\frac{2}{3} I_-^t I_-^t + \frac{1}{3} I_+^S I_-^S \right] + \\ &+ (L_0^{p*} I_+^{t*} + L_0^n I_-^{t*}) \cdot (I^p I_+^t - I^n I_-^t) \left. \right\}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

Здесь использованы обозначения

$$\left. \begin{aligned} I_\pm^{S;t} &= \int \varphi_p^{S;t}(r)^* e^{\pm iqr} \varphi_d(r) dr; \\ I_\pm^{S;t} &= \int \varphi_p^{S;t}(r)^* e^{\pm iqr} p \varphi_d(r) dr. \end{aligned} \right\} \quad (4.13)$$

Сделаем оценку интегрального по p сечения. Интегрирование сечения по $d\Omega_p$ не представляет трудностей, ибо неизвестные функции K_0, L_0, a, b, k_1 не зависят от углов, определяющих направление p . Интегрирование же по абсолютной величине p требует конкретизации не только волновых функций нуклонов, но и этих функций. Однако если принять, что функция K_0, L_0, a и т. д. являются медленно меняющимися функциями ω , то, как видно из закона сохранения энергии, они будут очень слабо зависеть от p . В силу этих соображений интеграл по $d p$ сведется к интегралам типа

$$\int \varphi_p^{S;t}(\mathbf{r}')^* \varphi_p^{S;t}(\mathbf{r}) dp. \quad (4.14)$$

Распространяя интеграл на все p -пространство (завышая тем самым сечение), получим, что интеграл сведется к условию нормировки $\delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$.

Использование этого приема дает

$$\left. \begin{aligned} \int I_+^{S;t*} I_+^{S;t} dp &= 1; \\ \int I_-^{S;t*} I_-^{S;t} dp &= 1; \\ \int I_-^{S;t*} I_+^{S;t} dp &= \int I_+^{S;t*} I_-^{S;t} dp = I(2q). \end{aligned} \right\} \quad (4.15)$$

Здесь и в дальнейшем

$$\begin{aligned} I(2q) &= \int e^{-2iqr} \varphi_d^2(r) dr; \\ \int I_+^{S;t*} I_+^{S;t} dp &= 0. \end{aligned}$$

Все интегралы типа $\int I_-^{S;t*} I_+^{S;t} dp$ будут сводиться к интегралу вида $\int \varphi_d e^{2iqr} \hat{p} \varphi_d dr$. Выполняя здесь интегрирование по частям, найдем

$$\int \varphi_d(r) e^{2iqr} \hat{p} \varphi_d(r) dr = -qI(2q). \quad (4.16)$$

С помощью найденных значений интегралов получим верхнюю оценку для суммарного сечения

$$\begin{aligned} d\sigma &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \frac{\eta^3 d\Omega_n}{\left[\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - (k\eta)}{2M}\right]} \left\{ (K_0^p)^2 + (K_0^n)^2 + (L_0^p)^2 + (L_0^n)^2 + \right. \\ &+ 2\text{Re} \left[\frac{1}{3} (K_0^p \cdot K_0^n) + L_0^p \cdot L_0^n - \frac{1}{3} (a^p K_0^{n*} + (K_0^{n*} b^p) k_1^p + (K_0^p \cdot b^n) k_1^n) \frac{q}{M} + \right. \\ &\left. \left. + \frac{q}{M} (-L_0^p \cdot l^n - L^n \cdot l^p) \right] I(2q) \right\}. \quad (4.17) \end{aligned}$$

Эту формулу можно использовать для оценок вкладов, зависящих от скорости нуклона.

Из выражения для оператора перехода (4.1) легко найти квадрат матричного элемента фоторождения π^0 -мезонов на свободных, покоящихся нуклонах:

$$|K_0^{p,n}|^2 + |L_0^{p,n}|^2.$$

Сравнивая это выражение с (4.17), видим, что квадрат матричного элемента фоторождения на дейтоне отличается на величину $2\text{Re}[\dots] I(2q)$

от суммы квадратов матричных элементов фоторождения на свободных нуклонах. Функция $I(2q)$ характеризует эффект связи нуклонов. Она довольно быстро спадает с ростом угла вылета мезона. Для больших углов сечение должно быть близко к сумме сечений фоторождения на протоне и нейтроне.

Особый интерес представляет процесс упругого фоторождения π -мезонов на дейтоне $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$. В этом процессе участвует только изотопически векторная часть амплитуды, ибо этот процесс идет только с нарушением закона сохранения изотопического спина. Отсюда вытекает особое значение этого процесса для определения изотопически скалярной части амплитуды фоторождения на основе сравнения сечений процессов $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ и $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Наши выводы являются общими, однако для реализации возможности определения изотопически скалярной части амплитуды придется прибегнуть к импульсному приближению.

Расчет сечения реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ совершенно аналогичен проведенному выше и приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = & \frac{\eta^3 d\Omega_\eta}{(2\pi)^2 \left[\frac{\eta^2}{\omega} + \frac{\eta^2 - \eta k}{2M} \right]} \left\{ \frac{2}{3} |K_0^p + K_0^n|^2 - 2\text{Re}(K_0^{p*} + K_0^{n*}) \cdot \right. \\ & \cdot \frac{1}{2M} [q(a^p + a^n) + b^p(k_1^p q) + b^n(k_1^n q)] + |L_0^p + L_0^n|^2 - \\ & \left. - 2\text{Re}(L_0^{p*} + L_0^{n*}) (I^p + I^n, q) \frac{1}{2M} \right\} [I(q)]^2. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Пропорциональность сечения величине $[I(q)]^2$ обуславливает резкий максимум углового распределения. Полуширина распределения дается оценкой $|\vec{k} - \vec{\eta}| \sim \sqrt{M\varepsilon}$ (ε — энергия связи дейтона). При достаточно больших энергиях и малых углах $q \ll 1$ и $I(q) \approx 1$. Если амплитуды фоторождения на нейтроне и протоне можно считать равными, то в случае $I(q) \approx 1$ сечение реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ в четыре раза превышает сечение реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. Это простейший случай явления когерентного фоторождения мезонов, когда сечение фоторождения делается пропорциональным квадрату числа нуклонов. Приближенное равенство амплитуд фоторождения на нейтронах и протонах соответствует довольно общему свойству матричных элементов операторов, связанных с поглощением или испусканием фотона нуклонами:

$$S \sim \frac{\mu}{M} V_3,$$

где S и V_3 — матричные элементы изоскалярной и изовекторной части оператора.

2. Фоторождение заряженных мезонов

Рассмотрение фоторождения заряженных мезонов, аналогичное проведенному выше, приводит к следующему выражению для сечения:

$$\begin{aligned} d\sigma = & \frac{2}{(2\pi)^2} \left\{ |K_0|^2 \left[\frac{2}{3} (I_a)^2 + \frac{1}{3} (I_s)^2 \right] + |L_0|^2 |I_a|^2 + \right. \\ & \left. + 2\text{Re} \left[\left(\xi_1, \frac{2}{3} I_a^* I_a + \frac{1}{3} I_s^* I_s \right) + \frac{1}{M} L_0^* (I, I_a^* I_a) \right] \right\} dp d\eta \cdot \delta(E_0 - E_f), \end{aligned} \quad (4.19)$$

здесь

$$\xi = \frac{1}{M} [aK_0^* + (K_0^* b) k_1];$$

$$\begin{aligned}
 I_a &= \int \varphi_p^a(r) e^{iqr} \varphi_d dr; \\
 I_S &= \int \varphi_p^S(r) e^{iqr} \varphi_d dr; \\
 I_{a;S} &= \int \varphi_p^{a,S}(r) e^{iqr} \hat{p} \varphi_d(r) dr;
 \end{aligned}$$

φ_p^a и φ_p^S — соответственно антисимметричная и симметричная координатные волновые функции двух нуклонов в конечном состоянии.

Исследование фоторождения заряженных мезонов было нами проведено без учета членов, зависящих от скоростей нуклонов. Рассмотрим сначала более простой случай реакции $\gamma + d \rightarrow 2n + \pi^+$. Взаимодействие нуклонов учтем только в синглетном состоянии

$$\varphi_p^a = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} [e^{ipr} - e^{-ipr}]. \quad (4.20)$$

Дейтонная волновая функция берется в виде

$$\varphi_d = \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-7\alpha r}}{r}, \quad (4.21)$$

где $\alpha = \sqrt{M\varepsilon}$, ε — энергия связи дейтона. φ_p^S известна только вне области действия сил:

$$\varphi_p^S = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left[e^{ipr} + e^{-ipr} + \frac{1 - e^{-2i\delta}}{ip} \cdot \frac{e^{-ipr}}{r} \right]. \quad (4.22)$$

Здесь δ — фаза S — рассеяния нейтрон — нейтрон.

При $r \rightarrow 0$ функция $\varphi_p^S \rightarrow \infty$ и область малых r требует особого рассмотрения.

I_a легко находим.

$$I_a = \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{\alpha^2 + (p-q)^2} - \frac{1}{\alpha^2 + (p+q)^2} \right]. \quad (4.23)$$

Для нахождения I^S воспользуемся следующим приемом [13].

Истинное значение I^S можно представить в виде

$$I^S = \int \varphi_p^{S*}(r) e^{iqr} \varphi_d(r) dr + \int \psi_p^{S*} \psi_d - \varphi_p^{S*} \varphi_d e^{iqr} dr. \quad (4.24)$$

Здесь φ_p^S и φ_d даются формулами (4.21) и (4.22), а ψ_p^S и ψ_d — неизвестные истинные функции.

Второй интеграл фактически берется по области действия сил. Поскольку мы интересуемся околороговым фоторождением, то p и $q < 1$. Это позволяет выразить второй интеграл в виде:

$$4\pi \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \frac{e^{i\delta} \sin \delta}{pq} q \int_0^\infty (U_S U_d - V_S V_d) dr, \quad (4.25)$$

где U_S и U_r истинные радиальные части волновых функций, а V_S и V_d — модельные радиальные части волновых функций, даваемые формулами (4.21) и (4.22), но нормированные условием $V_S(0) = 1$; $V_d(0) = 1$. Интеграл в (4.25) совпадает с $-\frac{1}{2} \bar{\rho}$, где $\bar{\rho}$ — «смешанный эффективный радиус», определенный Швингером и Фешбахом [47]. Указанные авторы

на основании рассмотрения магнитного фоторасщепления дейтона нашли $\bar{p} = (2,18 \pm 0,3) \cdot 10^{-13}$ см.

Используя эти соображения, получаем для I^S выражение:

$$I^S = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{7\alpha}{9\pi}} \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \frac{1}{\alpha^2 + (p+q)^2} + \right. \\ \left. + \frac{e^{i\delta} \sin \delta}{pq} \left[\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} + \frac{i}{2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right] \right\}. \quad (4.26)$$

Дифференциально сечение (4.19) зависит от пяти переменных, исследование таких зависимостей очень сложно. Особые трудности представит сравнение с экспериментом, так как детальное сравнение требует огромного количества информации. Поэтому необходимо исследовать сечения, проинтегрированные по некоторым из переменных. Эти интегральные сечения должны соответствовать нашим задачам, т. е. быть достаточно критичными к описанию движения нуклонов и в то же время интегрирование не должно затрагивать переменных, от которых зависят амплитуды K_0 и L_0 . Наиболее удобными для этих целей оказались переменные p и q . Закон сохранения энергии в этих переменных имеет вид

$$k = \varepsilon' + \sqrt{1 + (k - 2q)^2} + \frac{p^2 + q^2}{M} \quad (4.27)$$

ε' — включает энергию связи дейтона и разность масс протона и нейтрона. Из (4.27) видно, что сечение можно проинтегрировать по $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$, сведя число независимых переменных к двум p и q . Формула проинтегрированного сечения имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dpdq} = A(p, q) |K_0|^2 + B(p, q) |L_0|^2, \quad (4.28)$$

где

$$A(p, q) = \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk} \right) \left\{ \frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \right. \\ \left. + \frac{2}{3} \frac{\sin^2 \delta}{pq} \left[\left(\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right)^2 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{4} \left(\ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right)^2 \right] + \right\} \\ + \frac{1}{3} \frac{\sin 2\delta}{pq} \left(\arctg \frac{2q\alpha}{\alpha^2 + p^2 - q^2} - \bar{p} \cdot q - \frac{pq \operatorname{ctg} \delta}{2,1} \right) \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2}; \\ B(p, q) = \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk} \right) \left\{ \frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \right. \\ \left. - \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right\}. \quad (4.29)$$

Выражение для области изменения переменных p и q , следующее из законов сохранения, имеет вид

$$0 \leq p \leq \sqrt{M \left[q_0 - \frac{1}{2k} - \varepsilon' - \frac{1}{q_0} (q - q_0)^2 \right]}, \quad (4.30)$$

где $q_0 = \frac{k}{2 + \frac{k}{M}}$.

A и B имеют максимальное значение в окрестности линии $p = q$. Этот максимум обусловлен слабой связью нуклонов в дейтоне. Для свободных нуклонов зависимость амплитуды от p и q содержала бы $\delta(p \pm q)$. В области $p < 0,2$ $A(p, q) \gg B(p, q)$, так как $A(p, q) |K_0|^2$ — часть сечения, обусловленная сильным взаимодействием нуклонов в 1S_0 состоянии. Переход в это состояние связан с опрокидыванием спина нуклона.

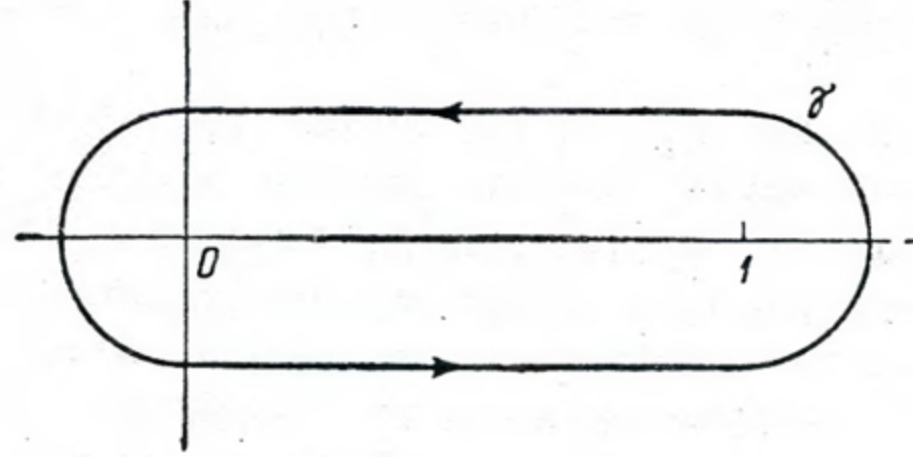


Рис. 8.

При обсуждении реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ необходимо учесть кулоновские силы между тремя частицами конечного состояния. По порядку величины кулоновские поправки должны быть $\sim \pi \frac{e}{v}$ (v — относительная скорость взаимодействующих частиц). Протоны, как более тяжелые частицы, имеют скорости много меньшие скоростей мезона и на их движение кулоновские силы должны особенно сильно влиять. Однако нуклоны имеют короткие длины волн и оценка $\pi \frac{e^2}{v}$ может приводить к большим ошибкам даже в области малых v . В области малых v большую роль играют ядерные взаимодействия протонов. Из этих простых соображений ясно, что для оценки роли кулоновского отталкивания протонов нужны детальные расчеты.

Вместо функций (4.20) и (4.22) берем точные кулоновские волновые функции

$$\frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{ipr} \rightarrow \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} e^{-\frac{\pi}{2} \kappa} \Gamma(1 + i\kappa) e^{ipr} F[i\kappa, 1, -i(pr + pr)], \quad (4.31)$$

где $\kappa = \frac{e^2}{v}$, F — гипергеометрическая функция.

$$\frac{1 - e^{-2i\delta}}{ip} \cdot \frac{e^{-ipr}}{r} \rightarrow 2e^{-i\delta_0} (1 - e^{-2i\delta_c}) e^{-\frac{\pi}{2} \kappa} e^{-ipr} W_1(-i\kappa + 1, 2, 2ipr),$$

где W — функция Уиттекера, $\delta_0 = \arg \Gamma(1 + i\kappa)$, $\delta_c = ^1S_0$ — фаза в $p-p$ -рассеянии.

Метод вычисления интегралов вида

$$I_0 = \int e^{i(qr)} \frac{e^{-\alpha r}}{r} F[-i\kappa, 1, i(pr + pr)] dr$$

изложен в книге [48]. Представляя F контурным интегралом

$$F(-i\kappa, 1, \beta) = \frac{1}{2\pi i} e^{i\beta} \oint_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{y}\right)^{-i\kappa-1} \frac{dy}{y} e^{i\beta y}$$

(замкнутый контур γ изображен на рис. 8) и заменяя порядок обычного и контурного интегрирования, находим

$$I_0 = \frac{4\pi [\alpha^2 - p^2 + q^2 - 2i\alpha p]^{i\kappa}}{[\alpha^2 + p^2 + q^2 + 2pq]^{1+i\kappa}}. \quad (4.32)$$

Интеграл с функцией Уиттекера нельзя выразить в элементарных функциях. Представляя W_1 контурным интегралом

$$W_1(i\kappa + 1; 2, z) = \frac{1}{2\pi i} \oint_{\gamma} \left(1 - \frac{1}{y}\right)^{-i\kappa-1} \frac{e^{yz}}{z} \cdot \frac{dy}{y^2}.$$

(контур γ_1 , изображен на рис. 9), после простых преобразований получим

$$\begin{aligned} & \int e^{ipr} W_1(i\kappa + 1, 2, -2ipr) e^{iqr} dr = \\ &= \frac{\pi}{pq} \cdot \frac{1 - e^{2\pi\kappa}}{2\pi\kappa} \int_0^1 e^{i\kappa \ln t} \left\{ \frac{1}{\frac{p-q+i\alpha}{p+q-i\alpha} + t} - \frac{1}{\frac{p+q+i\alpha}{p-q-i\alpha} + t} \right\} dt = \frac{\pi}{pq} \cdot \frac{1}{C^2} (f_1 + if_2), \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$C^2 = \frac{2\pi\kappa}{e^{2\pi\kappa} - 1}$$

где f_1 и f_2 — действительные функции, которые можно найти численно для малых κ , если воспользоваться разложениями

$$f_1 \approx f_1^{(0)} + \kappa f_1^{(1)}; \quad f_2 = f_2^{(0)} + \kappa f_2^{(1)}. \quad (4.34)$$

$f_1^{(1)}$ и $f_2^{(2)}$ — можно оценивать с высокой точностью. Интеграл по области действия ядерных сил оценивается аналогично изложенному выше.

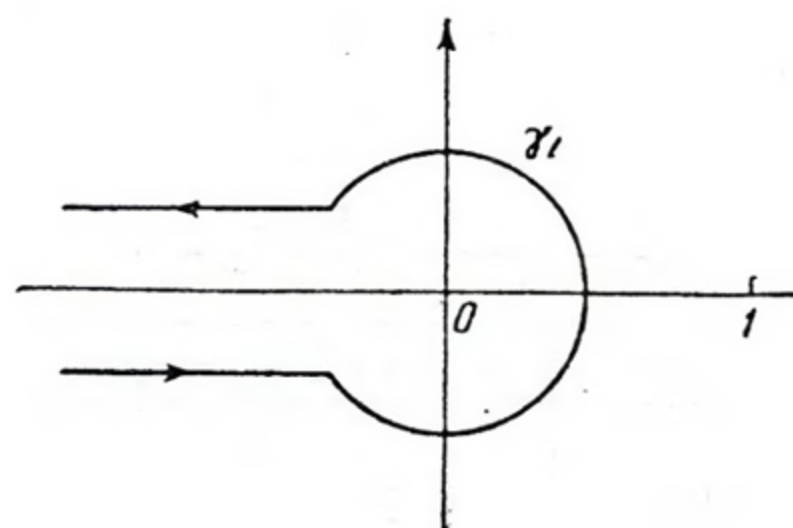


Рис. 9.

Подставляя найденные таким образом выражения для интегралов в формулу (4.19), найдем дифференциальное сечение. Интегрирование по $d\Omega_p$ и $d\Omega_q$ возможно, если провести разложение интеграла I_0 по κ . Результат вычисления так же, как и в случае реакции фоторождения, π^+ -мезонов, представляем в виде

$$\frac{d\sigma_i}{dpdq} = A^c(p, q) |K^{(-)}|^2 + B^c(p, q) |L^{(-)}|^2, \quad (4.35)$$

где *

$$\begin{aligned} A^c(p, q) = & \frac{3\alpha}{\pi^2} p \left(1 - \frac{p^2 + q^2}{Mk}\right) C^2 \left\{ \left(1 + 2\kappa \arctg \frac{2\alpha p}{\alpha^2 + q^2 - p^2}\right) \times \right. \\ & \times \left[\frac{4pq}{(\alpha^2 + p^2 + q^2)^2 - 4p^2q^2} - \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\alpha^2 + p^2 + q^2} \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{2}{3} \cdot \frac{\sin^2 \delta_c}{C^4 pq} (f_1^2 + f_2^2) \right] - \frac{2}{3} \frac{\sin \delta_c}{pq} \left(1 + \kappa \arctg \frac{2p\alpha}{\alpha^2 + q^2 - p^2}\right) \times \right. \\ & \left. \times [f_2 \cos(\delta_c + \delta_0) + f_1 \sin(\delta_c + \delta_0)] \ln \frac{\alpha^2 + (p+q)^2}{\alpha^2 + (p-q)^2} \right\}; \end{aligned} \quad (4.36)$$

* Мы здесь не разлагаем C^2 , так как можно показать, что формулы (4.35) и (4.36) справедливы в области малых p .

При $p \leq 0,1$ $f_2 \approx -\pi$ и $f_1 \approx 0$.

$$B^c(p, q) = \left(1 - 2\kappa \operatorname{arctg} \frac{\alpha^2 + q^2 - p^2}{2p\alpha}\right) B(p, q) \quad (4.37)$$

$$\text{и } f_2' = f_2 + q \left[\bar{p} + \frac{pc^2 \operatorname{ctg} \delta_c}{2,1} \right].$$

В области ($p \leq 0,1$) $A^c < 3A$ и кулоновские поправки очень существенны. Большое различие B^c и B несущественно, так как B^c и B очень малы в этой области. В области ($0,2 < p < 0,4$) A^c и B^c меньше величин A и B

Таблица 1

$A(p, q)$				
p	q			
	0,2	0,4	0,6	0,8
0,2	0,18	0,25	0,2	0,14
0,4	0,13	0,30	0,26	0,16
0,6		0,20	0,38	0,27
0,8		0,09	0,30	0,49
1,0		0,08	0,20	

примерно на 10%. При $p > 0,4$ различие между A^c и A , B^c и B — за пределами точности наших расчетов. Функции A и A^c представлены в табл. 1, 2.

Таблица 2

$A^{c*}(p, q)$				
p	q			
	0,2	0,4	0,6	0,8
0,2	0,16	0,22	0,17	0,12
0,4	0,12	0,28	0,23	0,14
0,6		0,20	0,38	0,27
0,8		0,09	0,30	0,49
1,0		0,05	0,15	0,37

* A^c приведены без поправки (4,41). Эта поправка зависит, помимо p и q , от k , и ее удобно вводить отдельно.

3. Оценки роли взаимодействия мезона с нуклонами в конечном состоянии

Поправки на взаимодействие мезон — нуклон, даваемые формулой (4.3), состоят из двух частей. Первая часть — поправки на ядерное взаимодействие — очень малые для фоторождения мезонов в околопороговой области. Как видно из формулы (4.3), они составляют величину порядка α , где α — фаза рассеяния мезон — нуклон. В области $\eta < 1$, эта поправка будет $\leq 10\%$.

Оценим вторую часть поправок, учитывающих кулоновские взаимодействия мезона с нуклонами. Для получения этой поправки надо умножить амплитуду перехода на матрицу

$$\langle p, q, \eta, jm_j | (V_1^c + V_2^c) \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} | p', q', \eta', j'm_j' \rangle, \quad (4.38)$$

где $V_1^c = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3|}$; $V_2^c = \frac{e^2}{|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_3|}$; $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ — радиусы-векторы соответственно протонов и мезона; j, m_j — спиновые переменные нуклонов. Прямое вычисление в (4.38) дает *

$$\delta_{jj'} \delta_{m_j m_j'} \delta(-2\mathbf{q} + 2\mathbf{q}' - \boldsymbol{\eta} + \boldsymbol{\eta}') \frac{4\pi e^2 \cdot 2}{(2\pi)^3 [|\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}'|^2 + \beta^2]} \times \int \Phi_{pj}^* \cos\left(\mathbf{r}, \frac{\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}'}{2}\right) \Phi_{p'j'} d\mathbf{r}.$$

Обозначая интеграл $I_{pp'}^j(\boldsymbol{\eta} - \boldsymbol{\eta}')$ и вводя новые переменные, найдем следующее выражение для поправки:

$$\frac{e^2}{\pi} \int I_{pp'}^j\left(\frac{\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{t}}{2}\right) \frac{dp' dt}{\frac{p^2 - p'^2}{M} + \frac{\gamma^2 - t^2}{2} + i\varepsilon} \cdot \frac{1}{|\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{t}|^2 + \beta^2} \times \\ \times \langle \mathbf{p}', \mathbf{q} + \frac{\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{t}}{2}, \boldsymbol{\eta} - (\boldsymbol{\gamma} - \mathbf{t}) | T | i \rangle. \quad (4.39)$$

$$\boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\eta} - \frac{1}{1 + 2M} (\boldsymbol{\eta} - 2\mathbf{q}).$$

Поправка (4.39) превышает 10% (точность всех наших расчетов) только для импульсов мезона, меньших чем 0,3. Малые импульсы мезона соответствуют большим p (согласно закону сохранения энергии) и как было показано выше, малому вкладу S -волны нуклона. Если пренебречь S -волновой частью Φ_{pj} и $\Phi_{p'j'}$, то $I_{pp'}$ сведется к комбинации δ -функций.

Выполняя интегрирование на основе предположения, что подынтегральное выражение не имеет других особенностей, кроме явно выписанных, найдем

$$-ie^2 \left\{ \frac{1}{\left| \boldsymbol{\eta} - \frac{\mathbf{p} + \mathbf{q}}{M} \right|} \ln \left(1 + 2i \frac{\left| \boldsymbol{\eta} - \frac{\mathbf{p} + \mathbf{q}}{M} \right|}{\beta} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{\left| \boldsymbol{\eta} + \frac{\mathbf{p} - \mathbf{q}}{M} \right|} \ln \left(1 + 2i \frac{\left| \boldsymbol{\eta} - \frac{\mathbf{q} - \mathbf{p}}{M} \right|}{\beta} \right) \right\} \langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \boldsymbol{\eta} | T | i \rangle.$$

Для $\eta \lesssim 0,3$ можно пренебречь взаимодействием нуклонов. Это означает, что $\langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \boldsymbol{\eta} | T | i \rangle$ — действительная величина и мы можем учитывать только действительную часть поправки. При $\beta \rightarrow 0$ имеем

$$\frac{\pi e^2}{2} \left(\frac{1}{\left| \boldsymbol{\eta} - \frac{\mathbf{p} + \mathbf{q}}{M} \right|} + \frac{1}{\left| \boldsymbol{\eta} - \frac{\mathbf{p} - \mathbf{q}}{M} \right|} \right) \langle \mathbf{p}, \mathbf{q}, \boldsymbol{\eta} | T | i \rangle.$$

Нетрудно показать, что

$$\left(\frac{p/M}{\left| \boldsymbol{\eta} - \mathbf{q}/M \right|} \right)^2 \ll 1 \quad (4.40)$$

почти во всей области переменных, представляющей интерес. Пренебрежение этой величиной дает окончательное выражение для множителя, на который надо помножить сечение (4.35), чтобы учесть поправку на

* Здесь β — реальное физическое обрезание, учитывающее «внутреннее» тормозное излучение мезона.

кулоновское взаимодействие мезон — нуклон:

$$\begin{aligned} \left(1 + \frac{2\pi e^2}{|\eta - \mathbf{q}/M|}\right) &\approx \left(1 + \frac{2\pi e^2}{\left|\mathbf{q} - \frac{\mathbf{k}}{2M}\right|}\right) = \\ &= \left(1 + \frac{0,046}{\sqrt{k^2 - 1,09 - 0,32(k-1)q^2 - 0,32kp^2}}\right). \end{aligned} \quad (4.41)$$

Наш окончательный результат практически эквивалентен умножению сечения на $|\psi(0)|^2$, где ψ — волновая функция мезона в кулоновском поле протонов. Значение проведенного выше рассмотрения заключается в том, что оно позволяет указать область применимости этой поправки. В области, совсем близкой к порогу: $\eta^2 \leq 0,09$ и $p \leq 0,2$, — пренебрежение взаимодействием нуклонов при вычислении поправки может дать большие ошибки.

Ограничение (4.40) практически совпадает с критерием применимости теории возмущений, так как во всей интересующей нас области $p \leq 1$.

4. Обсуждение экспериментальных данных

Получение экспериментальных данных о реакциях фоторождения мезонов на дейтерии — очень сложная задача. Основные трудности состоят в том, что спектр падающих γ -квантов непрерывный, а в конечном состоянии приходится иметь дело с проблемой трех тел. Полная регистрация таких событий счетчиками является проблемой даже в настоящее время.

В связи с этим в 1951 г. В. В. Михайлов и автор обратили внимание на целесообразность исследования реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ в камере Вильсона. Преимущество такого подхода заключается в том, что все частицы — продукты являются ионизирующими и регистрация таких событий может дать полную картину динамики процесса. Впоследствии В. И. Векслер, М. И. Адамович и другие показали, что наиболее целесообразной методикой для регистрации этих событий являются фотоэмульсии, наполненные тяжелой водой. Адамович М. И., Ларионова В. Г., Харламов С. П. и Кузьмичева Г. В. провели огромную работу [9, 30, 31] по накоплению и обработке данных по реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$. Это позволило провести сравнение нашей теории с их данными. Статистика реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ и в настоящее время недостаточна для обсуждения дифференциальных сечений $\frac{d\sigma^-}{dpdq}$. В этой связи были рассмотрены интегральные характеристики, но такие, которые достаточно критичны к описанию движения нуклонов. Наша задача состоит в проверке теории и в извлечении на этой основе данных о сечении процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Хорошей проверкой являлось доказательство большого вклада перехода E_{0+}^- в реакции $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Для этого воспользуемся малостью $B(p, q)$ в области $p < 0,3$ и образуем величину:

$$\frac{\int dq \int_0^{0,3} \frac{d\sigma}{dpdq} dp}{\int dq \int_0^{0,3} \frac{d\sigma}{dpdq} dp} \approx \frac{\int dq \int_0^{0,3} A(p, q) dp}{\iint A(p, q) dp dq + \frac{|\bar{L}|^2}{|\bar{K}|^2} \iint B(p, q) dp dq}. \quad (4.42)$$

Малость коэффициента $B(p, q)$ при малых p обусловлена сильным запретом переходов без учета спина (в конечном состоянии — две тождественные частицы). Этот результат, очевидно, практически не зависит от модели и, сравнивая (4.42) с экспериментом, мы лишь убеждаемся, что

в интересующей нас области энергий подавляющую роль играет образование мезонов в S-состоянии. Сравнение (4.42) с экспериментом дает $|\bar{L}|^2/|\bar{K}|^2 \leq 0,1$. Т. е. мы можем в пределах точности всех наших расчетов (10%) пренебречь $|L|^2$ и существенно упростить определение амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$. Для проверки теории были проанализированы следующие характеристики:

$$1) \int \frac{d\sigma}{dT dq} dq = \varphi_1(T), \text{ где } T = \frac{p^2}{M};$$

$$2) \int \frac{d\sigma}{dp d\varepsilon} dp = \varphi_2(\varepsilon), \text{ где } \varepsilon = (p - q).$$

Экспериментальные данные для этих характеристик приведены на рис. 10 и 11. Сплошные кривые — результат теоретического расчета. Для $|K_n|^2$ было взято значение, даваемое борновской частью дисперсионных соотношений при $f^2 = 0,08$. Слабая зависимость $|K_n|^2$ от энергии практически не сказывается на функциях $\varphi_1(T)$ и $\varphi_2(\varepsilon)$.

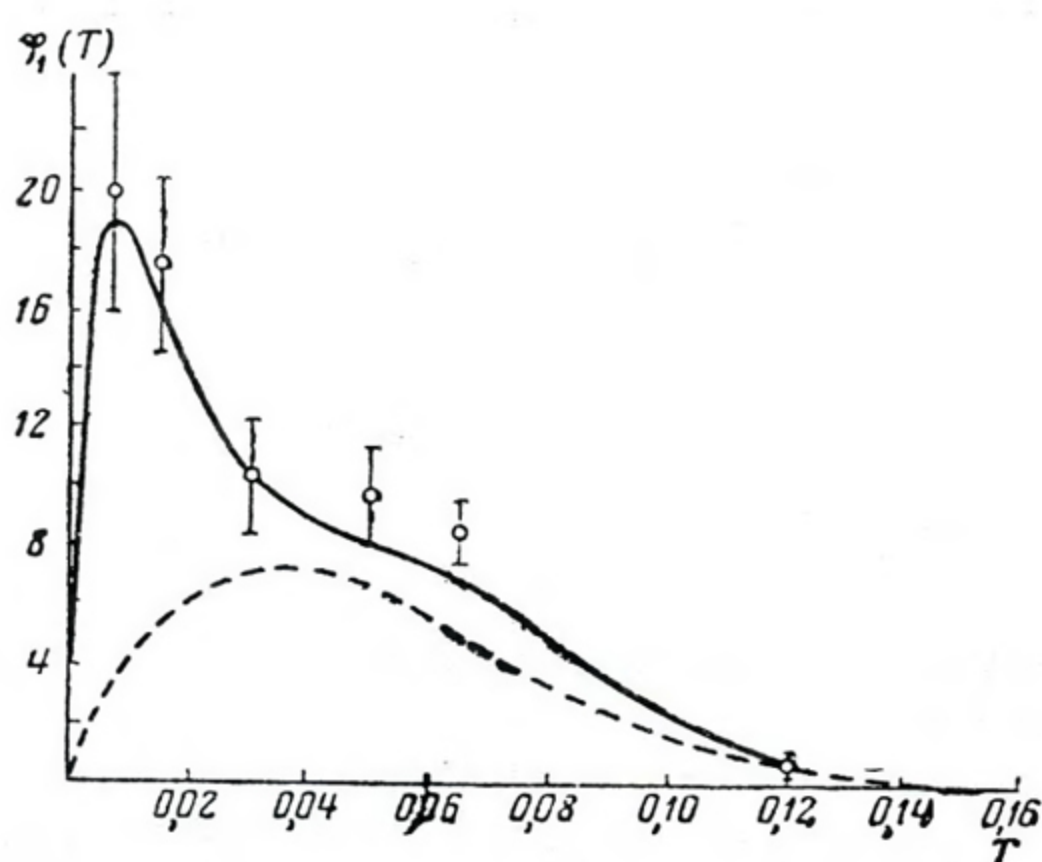


Рис. 10.

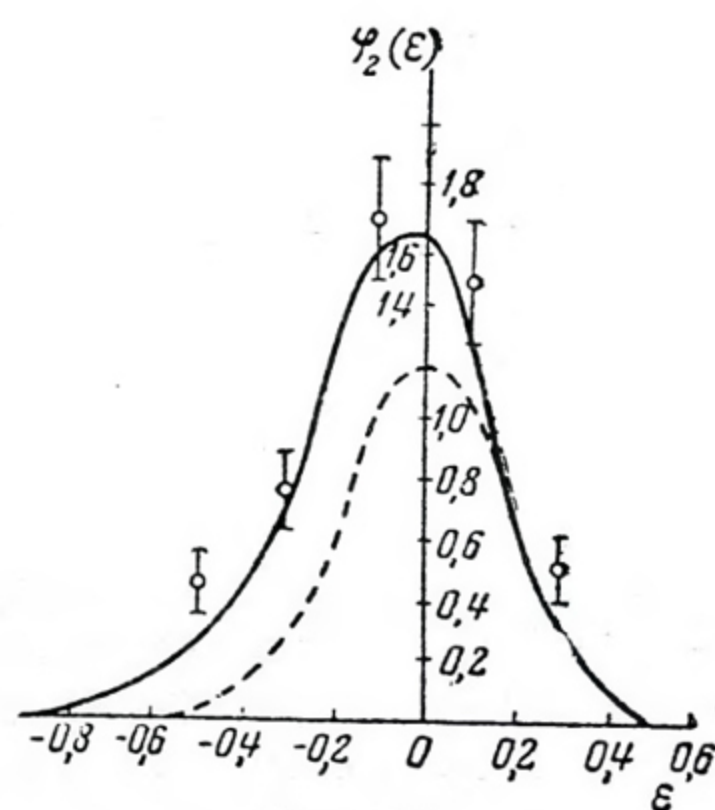


Рис. 11.

Вполне удовлетворительное согласие с экспериментом позволяет определить $|K_n|^2$. Деля наблюдаемую величину полного сечения реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ на $\iint A^c(p, q) dpdq$ при заданной энергии фотона, находим $|K_n|^2$. Результаты такого расчета приведены на рис. 12. Сплошная

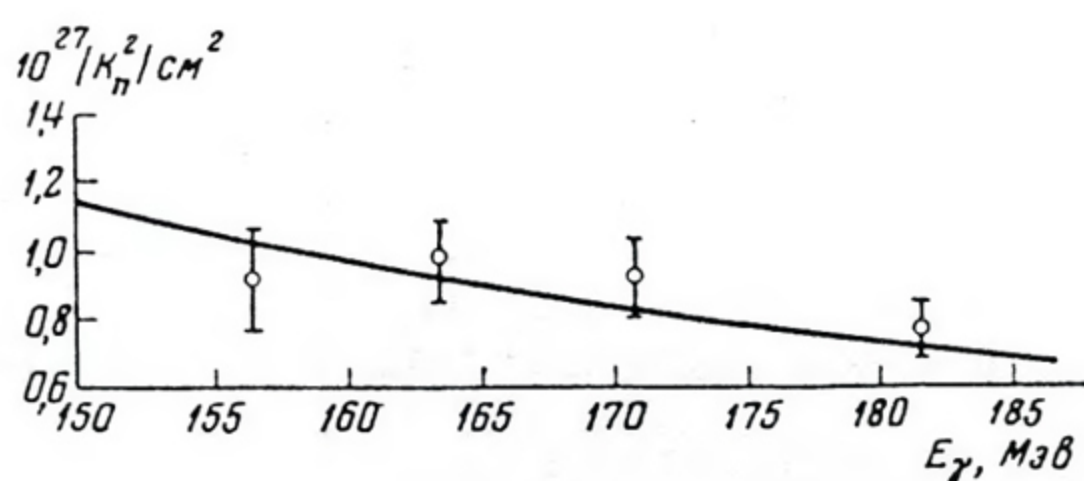


Рис. 12.

линия — квадрат борновской части амплитуды процесса $\gamma + n \rightarrow p + \pi^-$ (см. гл. III). Экспериментальные данные пока недостаточно точны, чтобы обнаружить рост $|K_n|^2$ при уменьшении энергии. В работе [29] $|K_n|^2$ было определено как среднее значение по области энергий от порога до 185 Мэв и отождествлено с пороговым значением $|K_n|^2_{\text{порог}}$.

Найденная величина $|K_n|_{\text{порог}}^2$ находилась в существенном противоречии с экспериментальными данными по S -фазам πN -рассеяния и по отношению Пановского. Это противоречие подробно обсуждалось на Ежегодных конференциях по физике высоких энергий в 1958 и 1959 гг. (см. доклады: Пуппи (Женева) [41], Бернардини (Киев) [32], Понтекорво (Киев) [16]).

Особое внимание к этому было привлечено в связи с нашей гипотезой о четвертом π -мезоне [29, 33] (π_0^0 -мезон). Появилось много экспериментальных работ как по уточнению отношения Пановского, фаз S -рассеяния, сечений фоторождения [34, 35], так и по прямой проверке гипотезы *. Эти исследования сделали гипотезу маловероятной ** [16, 32]. Гипотеза о π_0^0 фактически содержалась в ранних работах В. В. Михайлова и автора [14, 36] (1952—1953 гг.) В этих работах было сделано утверждение, что проверка гипотезы изотопической инвариантности должна была идти не столько по линии проверки многочисленных следствий изотопической инвариантности, сколько по линии исключения других возможных типов симметрии. Основное внимание было обращено на доказательство того, что волновая функция нейтрального мезона является не изоскалярном, а третьей компонентой изовектора, в то же время отмечалось, что не исключен также вариант, когда присутствуют обе компоненты (т. е. существенно гипотеза о π_0^0 -мезоне).

Основой доказательства служили:

1) утверждение, что в реакции



участвует только часть матрицы перехода, меняющая знак при повороте на 180° в изотопическом пространстве;

2) правило, согласно которому матричные элементы изоскалярной части S -матрицы, описывающей поглощение фотонов в фотоядерных взаимодействиях, много меньше (\sim в $1/M$ раз) матричных элементов ее изовекторной части.

В настоящее время существуют более веские аргументы, исключая отмеченные типы симметрии. Однако в 1953—1954 гг. эти выводы привели к постановке специальных опытов в ФИАНе и в Корнелле (США).

Свойства реакций ($d\pi^0$), изученные в работах [36], приобретают особенно большое значение в связи с обсуждением в литературе резонансного π — π -взаимодействия, которое дает вклад только *** в изоскалярную часть S -матрицы фоторождения π -мезонов (не меняющую знака при повороте на 180° в изотопическом пространстве).

Поскольку в реакции ($d\pi^0$), участвует только часть S -матрицы, меняющая знак при повороте на 180° в изотопическом пространстве, то, сравнивая данные по реакции ($d\pi^0$) с данными по реакции $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$, можно изучить роль π — π -взаимодействия в фоторождении мезонов на нуклонах.

* Теоретическое значение $|K_n|_{\text{порог}}^2$ на рис. 12, взятом из работы [34], хорошо согласуется с уточненными экспериментальными данными по фазам S -рассеяния и отношению Пановского. Однако значения параметров π -мезонной физики малых энергий нуждаются в дальнейшем уточнении.

** Шансы на успех этой гипотезы в последнее время несколько повысились в связи с предложенной А. М. Балдиным и А. А. Комаром (ДАН СССР 146, 574 (1962)) гипернейтральной симметрией элементарных частиц.

*** В двухмезонном приближении.

Основные данные по реакциям $\gamma + d \rightarrow \begin{cases} d + \pi^0 \\ p + n + \pi^0 \end{cases}$ относятся к обла-

сти энергий выше 200 Мэв, т. е. не к интересующей нас области $\eta < 1$. В области энергий выше 200 Мэв картина фоторождения мезонов на дейтерии сильно усложняется эффектами многократного рассеяния [37] и теория, основанная на импульсном приближении, не может дать количественного описания процесса. Качественные же результаты, обсуждавшиеся еще в ранних работах [36], нашли хорошее подтверждение в эксперименте. Мы имеем в виду эффект когерентного фоторождения и большую величину сечения упругого фоторождения, вытекающую из изотопической структуры S -матрицы.

Исследования реакции $\gamma + d \rightarrow d + \pi^0$ вблизи порога и особенно для угла $\theta = 0^\circ$ представляются нам крайне желательными. Это касается не только эксперимента, но и теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Балдин и В. Михайлов. УФН, 44, 200, 1951.
2. А. Балдин, В. Михайлов. ЖЭТФ, 20, 1057, 1950.
3. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 21, 562, 1951.
4. Т. Хазанович. ЖЭТФ, 21, 581, 1951. М. Ф. Карлон. Phys. Rev., 83, 712, 1951.
5. N. M. Kroll and M. A. Ruderman. Phys. Rev., 93, 233, 1954.
6. G. F. Chew and F. Low. Phys. Rev., 101, 1579, 1956.
7. А. А. Логунов и Б. Степанов. ДАН СССР, 110, 368, 1956; А. А. Логунов, А. Н. Тавхелидзе и Л. Д. Соловьев. Nucl. Physics, 4, 427, 1957.
8. А. М. Балдин и Б. Б. Говорков. Nucl. Physics, 13, 193, 1959.
9. А. М. Балдин. ЖЭТФ, 38, 579, 1960.
10. А. М. Балдин. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Рочестер, 1960.
11. E. A. Knapp, R. Kenney, V. Perez-Mendez. Phys. Rev., 114, 605, 1959.
12. G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. Low, Y. Nambu. Phys. Rev., 106, 1345, 1957.
13. М. Гелл-Манн и К. М. Ватсон. УФН, 59, 399, 1956.
14. А. Балдин и В. Михайлов. ДАН СССР, 84, 852, 1952.
15. W. S. McDonald, V. Z. Peterson. D. R. Corson. Phys. Rev., 107, 577, 1957.
16. Б. Понтекорво. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
17. А. М. Балдин, А. И. Лебедев. ЖЭТФ (в печати) и доклад на Ужгородской конференции, 1961. Proc. High Energy Physics Conference, Geneva (1962).
18. J. Ball. Phys. Rev. Letters, 5, 73, 1960.
19. Б. Б. Говорков и Р. Г. Васильков. ЖЭТФ, 37, 317, 1959.
20. Р. Г. Васильков, Б. Б. Говорков, В. И. Гольданский. ЖЭТФ, 37, 11, 1959.
21. Л. Д. Соловьев. Препринт ОИЯИ Д 600, 1960.
22. G. Gatti, P. Hillman, G. W. Hiddelkoop, T. Yamagata, E. Zavattini. Phys. Rev. Lett., 1961.
23. А. М. Балдин. Proc. CERN Sympos., 2, 272, 1956.
24. Chew G. F. Phys. Rev., 80, 196, 1950.
25. Chew G. F. and Wick. Phys. Rev., 85, 636, 1952. Chew G. F. and Goldberger M. L. Phys. Rev., 87, 778, 1952.
26. А. Балдин и В. Михайлов. ДАН СССР, 84, 47, 1952.
27. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 23, 140, 1952.
28. M. Lax and H. Feshbach. Phys. Rev., 81, 189, 1951. G. F. Chew and Lewis H. W. Phys. Rev., 84, 779, 1952. S. Machida and T. Tamura. Progr. Theoret. Phys., 6, 572, 1951.
29. А. М. Балдин. Nuovo cimento, 8, 569, 1958.
30. М. И. Адамович, В. И. Векслер, В. Г. Ларионова, Г. В. Кузьмичева, С. П. Харламов. Proc. CERN Sympos., 2, 265, 1956.
31. М. И. Адамович, В. Г. Ларионова, С. П. Харламов. Труды ФИАН, 19.

32. Г. Б е р н а р д и н и. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
33. А. Балдин и П. Кабир. ДАН, СССР, 122, 361, 1958.
34. W. P. Swanson, D. C. Gates, T. L. Jenkins, R. W. Kenney. Phys. Rev. Lett., 5, 336, 1960.
35. W. P. Swanson, D. C. Gates, T. L. Jenkins, R. W. Kenney. Phys. Rev. Lett., 5, 339, 1960.
36. А. Балдин. Suppl. Nuovo Cimento, 3, 4, 1956.
37. J. Charpeleat. Phys. Rev., 99, 254, 1955.
38. А. Балдин и В. Михайлов. ЖЭТФ, 23, 481, 1952.
39. М. И. Адамович, Г. В. Кузьмичева, В. Г. Ларионова, С. П. Харламов. ЖЭТФ, 35, 27, 1958.
40. M. Beneventano, G. Bernardini, D. Carlson-Lee, G. Stoppini L. Tau. Nuovo cimento, 4, 323, 1956.
41. Г. Пуппи. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий. Женева, 1958.
42. J. Ashkin. Обзорный доклад на ежегодной конференции по физике частиц высоких энергий. Рочестер, 1960.
43. Cini, Gatto, Goldwasser, Ruderman. Nuovo Cimento, 10, 243, 1958.
44. Л. Д. Соловьев. Кандид. дисс., ОИЯИ, 1959.
45. М. И. Адамович, Э. Г. Горжевская, В. Г. Ларионова, В. М. Попова, Н. М. Панова, С. П. Харламов, Ф. Р. Ягудина. ЖЭТФ, 41, 1811, 1961.
46. М. И. Адамович, Э. Г. Горжевская, В. Г. Ларионова, В. М. Попова, С. П. Харламов, Ф. Р. Ягудина. ЖЭТФ, 38, 1078, 1960.
47. H. Feshbach, J. Schwinger. Phys. Rev., 84, 194, 1951.
48. A. Sommerfeld. Atombau II. Braunschweig, 1956.