

С 346

Б-20

Библиотека

ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА АН СССР

А.М. Балдин

614

ФОТОРОЖДЕНИЕ П-МЕЗОНОВ В ОКОЛОПороГОВОЙ ОБЛАСТИ

Доклад о работах, представленных в качестве диссертации
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1960 год

А.М. Балдин

С346
Б-20

614

225 бр

ФОТОРОЖДЕНИЕ П-МЕЗОНОВ
В ОКОЛОПороГОВОЙ ОБЛАСТИ

Доклад о работах, представленных в качестве диссертации
на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Среди работ автора за период с 1950 по 1960 имеется группа работ, тесно связанных между собой и посвященных одной проблеме: фоторождению π -мезонов в околопороговой области. Эта группа работ и составляет представленную диссертацию. Интерес автора к этой проблеме был обусловлен не только тем, что фоторождение π -мезонов является одной из важных и трудных проблем физики элементарных частиц, но также и тем, что ему довелось работать в тесном контакте с группой экспериментаторов ФИАН, изучавших взаимодействие фотонов с нуклонами в области энергий фотонов до 250 Мэв.

Теория сильных взаимодействий сделала за эти годы относительно скромные успехи, только в последнее время появились некоторые надежды на возможность построения теории сильных взаимодействий в области малых энергий. Однако до реализации этих надежд пока еще далеко. В значительной степени это обусловлено тем, что экспериментальные данные о сильных взаимодействиях элементарных частиц продолжают оставаться недостаточными.

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:

а) получение указаний на основе несовершенных методов квантовой теории поля об особенностях того или иного процесса. Такие указания, конечно, не имеют силы теории эффекта, но они обладают большой эвристической ценностью, ориентируя эксперимент. Как оказалось впоследствии практически все основные особенности фоторождения π -мезонов в околопороговой области, обсуждавшиеся в 1950-1951 г.г. были подтверждены экспериментально, а затем получили обоснование в методе дисперсионных соотношений.

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

в) Анализ совокупности экспериментальных данных с целью заострить внимание экспериментаторов на наиболее актуальных для теории поля эффектах.

Этим целям и были посвящены работы, составляющие диссертацию. Период 10 лет существенно превышает "среднее время жизни" научных работ в такой быстро развивающейся области, как физика элементарных частиц. В этой связи мы включили в диссертацию только работы, большая часть содержания которых сохранила свое значение в настоящее время.

Отобранные работы обсуждались на международных конференциях по физике высоких энергий в 1956 г. (Женева), в 1957 г. (Падуа-Венеция), в 1958 г. (Женева), в 1959 г. (Киев), в 1960 г. (Рочестер), на всесоюзных конференциях 1955 г. (Москва), 1959 г. (Дубна) и ряде семинаров по физике элементарных частиц как в СССР, так и в Англии, США, Италии. Эти работы тесно связаны с экспериментами, проводившимися и ведущимися в ФИАН^е и за ее рубежом.

Большинство полученных результатов вызвало новые постановки экспериментов в области π -мезонной физики.

1. Качественные особенности фоторождения π -мезонов на нуклонах вблизи порога

Околопороговую область мы определяем как область энергий фотонов k , для которой импульс мезона удовлетворяет условию^{х)}

$$q < 1 \quad (1)$$

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

Условие (1) сильно упрощает проблему:

а) В этой области амплитуды с хорошей точностью (пятипроцентная ошибка в сечении) можно считать действительными, ибо из условия унитарности S -матрицы следует известное выражение парциальных амплитуд фоторождения через фазы рассеяния мезон-нуклон α_n :

$$N_n e^{i\alpha_n} \quad (2)$$

^{х)} Мы всюду используем единицы $\hbar = c = \mu = 1$, где μ - масса мезона.

Фазы рассеяния в области (1) сильно убывают с уменьшением q ; даже резонансная фаза не превышает 0,23.

б) В области (1) можно эффективно пользоваться разложением амплитуд по степеням q (см. ^{123/}), что упрощает анализ экспериментальных данных.

в) При рассмотрении фоторождения на дейтерии можно пользоваться импульсным приближением - эффект многократного рассеяния мал.

Из обозначений, которые встречаются в этом докладе отметим θ - угол между импульсами мезона и фотона в системе ц.и.; $M = 6,8$ - масса нуклона; $\omega = \sqrt{1+q^2}$ - энергия мезона.

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.

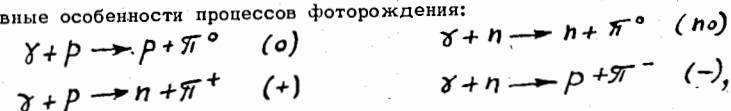
С точки зрения теории дисперсионных соотношений, в настоящее время, вполне понятен успех этого подхода:

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 (1).

Обзор первых работ по фоторождению π -мезонов³, включающий наши ранние работы^{1, 2} был написан в 1950-1951 г., 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 (1) по сравнению с первым приближением теории возмущений.

Основные особенности процессов фоторождения:



полученные на основе первого борновского приближения сводятся к следующему:

Сечения процессов (-) и (+) относятся как $\frac{\sigma^-}{\sigma^+} \approx (1 + \frac{1}{M})^2$. Величина этого отношения связана с тем, что в случае процесса (-) ток заряженных частиц больше, чем в случае процесса (+) на величину тока протона-отдачи. Отношение $\frac{\sigma^-}{\sigma^+}$ при заданной энергии фотона несколько возрастает к большим углам θ , из-за возрастания импульса отдачи протона. Величины сечений (σ) и ($h\sigma$) при $q \rightarrow 0$ много меньше сечений процессов (+) и (-) (в $M^2 \approx 50$ раз). Однако за счет особой роли аномальных магнитных моментов нуклонов^{х)} в процессах (σ) и ($h\sigma$), сечение этих процессов резко возрастают с ростом энергии фотона и при $q \rightarrow 1$, сечения процессов (σ) и ($h\sigma$) делаются одного порядка величины с сечениями процессов (+) и (-), которые слабо зависят от энергии ($\sigma \propto q$). 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, характерное для явлений типа фотоэффекта: $\frac{q^2 \sin^2 \theta}{k^4 (1 - \frac{q}{\omega} \cos \theta)^2}$, отражающее это отклонение от изотропии.

Угловые распределения нейтральных мезонов представляют собой слишком тонкий эффект (существенны члены порядка $1/M^2$) 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 свете подхода к фоторождению на основе дисперсионных соотношений, давшего надежный теоретический базис этим закономерностям.

^{х)} Роль аномальных магнитных моментов в фоторождении помимо работ 1, 2, 3 изучалась также в работах 4.

Во времена написания обзора³ наиболее актуальной проблемой было определение основных квантовых чисел π -мезонов (спин, четность, изотопический спин). В этой связи 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. Эта часть работы³ вряд ли представляет интерес в настоящее время.

В настоящее время также представляются вполне очевидными утверждения о том, что фоторождение мезонов на ядрах является слишком сложным явлением, чтобы дать ценную информацию для теории.

За рассматриваемый период после работ, отраженных в обзоре^{13/}, появилось много различных теоретических подходов к фоторождению. Ни один из них не был достаточно строг, чтобы претендовать на окончательную теорию фоторождения.

Важный шаг в обосновании справедливости применения борновского приближения для описания фоторождения вблизи порога был сделан Кроллем и Рудерманом^{15/}.

После открытия резонансного взаимодействия мезон-нуклон в состоянии (3/2, 3/2) встала задача объяснить это взаимодействие на основе теории поля. Наиболее удачная попытка объяснить и учесть (3/2, 3/2) - резонанс была принята Чу и Лоу^{16/}, в теории с протяженным источником.

Однако в области (1) учет резонансного взаимодействия не дал новых качественных результатов. Это прежде всего объясняется тем, что подход Чу-Лоу был существенно нерелятивистским - отдача нуклона не учитывалась. Поправки же за счет резонансного взаимодействия в области (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 (σ) и ($h\sigma$) при $q < 1$.

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

2. Фоторождение на дейтерии

Одной из важнейших специфических черт фоторождения мезонов на нуклонах является то, 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 исследование фоторождения мезонов на связанных нейтронах и в первую очередь на дейтерии. Фоторождение мезонов на ядрах представляет собой сложное и мало изученное явление, интерпретация его находится на существенно более низком уровне по сравнению с фоторождением на водороде и дейтерии. В этой связи мы не включили в диссертацию наших работ по этому вопросу ^{/7/, /8/}.

Обзор первых работ по фоторождению на дейтерии, включая наши ранние работы ^{/8/, /10/}, содержится в кандидатской диссертации ^{/11/}. Эти работы также не вошли в настоящую диссертацию.

В этих работах теория фоторождения на дейтерии была сформулирована лишь в общих чертах. Она не могла претендовать на надежное количественное описание эксперимента.

Во-первых, в этих работах либо совсем не учитывалось взаимодействие 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 сказывается на величине матричных элементов. В-третьих, совершенно не ясна была роль многократного рассеяния.

Теория, не обладающая этими недостатками, была развита автором в работах ^{/23/, /13/ и /14/}. С 1957 года она используется для обработки экспериментальных данных по фоторождению мезонов на дейтерии как в СССР, так и за рубежом.

Основа этой теории — импульсное приближение.

Поскольку в области $q < 1$ нуклоны являются очень медленными, то оказалось целесообразным точно учесть кулоновские взаимодействия двух нуклонов в реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$. Кулоновские взаимодействия мезона с протоном были учтены по теории возмущений. Ядерные взаимодействия учтены точно, влияние волновых функций в области действия ядерных сил удалось учесть с помощью метода эффективной длины ^{/14/}. Параметры ядерного взаимодействия были взяты из экспериментов по рассеянию нуклон-нуклон при малых энергиях и из экспериментов по фоторасщеплению дейтерия.

Работа ^{/13/} является первой работой, в которой теория импульсного приближения для фоторождения π -мезонов была подвергнута детальному сравнению с экспериментом.

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 имеют дело с проблемой трех тел. Полная регистрация таких событий счетчиковыми методами выглядит весьма проблематично даже в настоящее время. В связи с этим в 1951 году нами было обращено внимание ^{/15/} на целесообразность исследования реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ в камере Вильсона, ибо все частицы-продукты являются ионизирующими частицами и регистрация таких событий может дать полную картину динамики процесса. В последствии В.И. Векслером, М.И. Адамовичем и др. ¹⁶ было показано, что более целесообразной методикой для регистрации этих событий является метод фотоэмульсий, наполненных тяжелой водой. Адамович М.И., Ларионова В.Г., Харламов С.П. и Кузьмичева Г.В. провели огромную работу ¹⁷ по накоплению и обработке данных по реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$. Это позволило провести сравнение нашей теории с их данными ¹³.

Выделение резких характеристик дало возможность провести довольно критичную проверку теории несмотря на бедность статистики. Опираясь на это согласие можно было сделать ряд определенных суждений о сечении фоторождения π -мезонов на нейтронах.

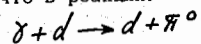
Величина сечения реакции $\gamma + d \rightarrow 2p + \pi^-$ оказалась значительно

меньше, чем принималось ранее на основе опытов Бернардини и его сотрудников /18/. Сопоставление новой величины сечения с данными по рассеянию π -мезонов в области малых энергий и данных по отношению Пановского привело к известному противоречию, обсуждавшемуся на международных конференциях по физике высоких энергий в 1958 и 1959 г.г. 19 20 21

В качестве выхода из этого противоречия нами была предложена гипотеза (с небольшими шансами на успех) о существовании четвертого (изотопически скалярного) π -мезона π_0^o -мезона /13/. Было показано /22/, что совокупность существовавших в то время экспериментальных данных не противоречит этой гипотезе. Гипотеза о π_0^o в сущности содержалась в ранних работах /23,24/ В.В. Михайлова и автора (1952-1953). 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 π -мезона является не изоскаляр, 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^o -мезоне).

Основой доказательства служили

1) Утверждение, что в реакции:



($d\pi^0$)

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 M раз) матричных элементов ее изовекторной части.

В настоящее время существуют более веские аргументы, исключющие отмеченные типы симметрии. Однако в 1953-1954 г.г. эти выводы привели к постановке специальных опытов в ФИАН'е и в Корнелле (США). Кроме того сами утверждения (о реакции ($d\pi^0$) и правило) сохранили свое значение и в настоящее время. Так, например, реакцию (1) можно применять для выяснения

трансформационных свойств S -матрицы в изотопическом пространстве для фоторождения мезонов как в области второго и третьего резонансов, так и для околопороговой области. Этот вопрос особенно актуален в связи с обсуждаемым в литературе резонансным π - π взаимодействием, которое дает вклад только $x/$ в изоскалярную часть S -матрицы для фоторождения π -мезонов.

Возвращаясь к гипотезе о π_0^o -мезоне, можно сказать, что она вызвала большое количество экспериментальных работ как по уточнению соотношения Пановского, фаз S -рассеяния и сечений фоторождения π -мезонов в области малых энергий, так и по прямой проверке гипотезы (см., например, 20 21 21

Эти исследования, как показали Киевская конференция и последняя Рочестерская конференция по физике высоких энергий, сделали гипотезу исключительно маловероятной.

Наиболее естественное объяснение сформулированного нами в /13/ противоречия было дано Чини, Гольдвассером, Гатто и Рудерманом /26/. Эти авторы обратили внимание на то, что в области малых энергий теория поля (борновское приближение) дает для квадрата матричного элемента зависимость от энергии не в виде константы (как принималось ранее на основе ошибочных данных по фоторождению π -мезонов вблизи порога), а в виде возрастающей к порогу зависимости.

Ошибки эксперимента и погрешности теории фоторождения π -мезонов на дейтерии ($\sim 10\%$) не позволяют различить эти зависимости. Кроме того совершенно ясно, что борновское приближение может служить только для указаний на возможное объяснение противоречия, но не может служить как надежный теоретический базис для экстраполяции матричных элементов к порогу. Отсюда вытекала необходимость дальнейших исследований. Теоретический базис для экстраполяции к порогу был найден на основе дисперсионных соотношений.

$x/$ В двухмезонном приближении.

3. Дисперсионные соотношения

Дисперсионные соотношения в \mathcal{N} -мезонной физике, как известно, впервые были успешно применены рядом авторов для анализа экспериментальных данных по \mathcal{N} -рассеянию. Развитие математического аппарата теории 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^{/27/}. Применение этих соотношений до наших работ^{/28, 14, 32/} шло в основном по линии получения приближенных уравнений для амплитуд процесса. Среди работ этого направления необходимо отметить²⁹, где были исследованы также ряд свойств дисперсионных соотношений для фоторождения \mathcal{N} -мезонов.

Впервые эту программу выполнили Чу, Гольдбергер, Лоу и Намбу^{/30/ х)}. Ими были получены уравнения в найденные приближенные решения этих уравнений, в значительной степени совпадающие с амплитудами Чу-Лоу. Амплитуды фоторождения \mathcal{N} -мезонов, которые были найдены таким образом содержат по сравнению с амплитудами Чу-Лоу поправки порядка $\frac{1}{M}$ 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^{/31/} по фоторождению \mathcal{N} -мезонов обнаружило некоторые расхождения. Эти расхождения относились за счет существенной роли 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 \mathcal{N} -мезонов вблизи порога, проведенный Б.Б.Говорковым и автором^{/28/} показал, что амплитуды Ч.Г.Л.Н. находятся в существенном противоречии с экспериментальными данными. Часть этого противоречия удалось объяснить недостаточным учетом членов $\frac{1}{M}$ в работе Ч.Г.Л.Н. Однако размер противоречия остался далеко выходящим за пределы экспериментальных ошибок. Поскольку Ч.Г.Л.Н. использовали при выводе своих амплитуд целый ряд предположений частного порядка,

х) В дальнейшем цитируется как Ч.Г.Л.Н.

то было неясно какое из этих предположений является неверным. 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^{/28/, /14/, и /32/} была высказана и проанализирована точка зрения о необходимости прямого сравнения дисперсионных соотношений для фоторождения с экспериментальными данными. Такое сравнение позволяет составить четкое количественное представление о влиянии различных эффектов.

В работах^{/28/ и /14/} был развит метод анализа экспериментальных данных, основанный на разложении амплитуд фоторождения по степеням импульса мезона. Этот метод позволил сделать два независимых определения δ -волновой части амплитуды фоторождения \mathcal{N} -мезонов. Сравнение коэффициентов разложения амплитуд с предсказаниями на основе дисперсионных соотношений имеет важные преимущества: при вычислении этих коэффициентов в дисперсионных интегралах отсутствует нефизическая область. Трудность, связанная с вычислением интегралов в смысле главного значения также в ряде случаев отпадает.

В работе^{/14/} было показано, что обнаруженная трудность связана с оценкой дисперсионных интегралов и были предложены эксперименты по проверке того, не существует ли случайной компенсации амплитуд фоторождения, которые мы считаем малыми на основе измерений только дифференциальных сечений.

В работе^{/32/} показано, что все имеющиеся расхождения с предсказаниями на основе дисперсионных соотношений можно объяснить большим вкладом в дисперсионные интегралы нефизической области.

Работа^{/32/} содержит анализ имеющихся в литературе, а также выполненных недавно в ФИАН'е экспериментальных данных по фоторождению в околопороговой области. Из предположения о большом вкладе нефизической области вытекают следующие выводы: 1) все попытки построения теории фоторождения на основе разложений амплитуд под дисперсионными интегралами по полиномам Лежандра (направление, начатое Ч.Г.Л.Н. и развиваемое многими авторами) могут оказаться несостоятельными. 2) Имеется область переменных q^2 и $\cos \theta$ определяемая условием:

$$\frac{k\omega - 1,5}{kq} < \cos\theta < \frac{k\omega - 0,7}{kq}$$

где вклад нефизической области мал (при $k(\omega - q\cos\theta) = k_{\text{нр}}/2$ нефизическая область вообще пропадает). В этой области можно уверенно пользоваться дисперсионными соотношениями для анализа обсуждавшихся выше проблем \mathcal{P} -мезонной физики малых энергий. В частности согласно выводов, сделанных на основе дисперсионных соотношений вдоль линии $k(\omega - q\cos\theta) = k_{\text{нр}}$ с экспериментальными данными позволяет найти пороговое значение амплитуды процесса (-). Результат этого вычисления согласуется с совокупностью данных по отношению Пановского и \mathcal{B} -фазам рассеяния. 3) Несмотря на то, что большое количество экспериментальных данных свидетельствует в пользу нашего предположения, необходимы дальнейшие исследования по его проверке, так как этот результат может оказать большое влияние на попытки построения теории сильных взаимодействий в области малых энергий.

Программа таких исследований намечена и выполняется в ФИАН'е. Частично она изложена в работе ^{/32/}.

4. Поляризуемость нуклона

Среди экспериментальных работ по взаимодействию γ -квантов с нуклонами, проводившихся в ФИАН'е важное место занимали работы по исследованию комптон-эффекта на нуклоне при энергиях γ -квантов ниже порога фоторождения \mathcal{P} -мезонов. В этой связи автором был поставлен вопрос об оценке электрической дипольной поляризуемости нуклона ^{/33/}. Интерес к электрической дипольной поляризуемости нуклона был также вызван опытами Александра Ю.А. и Бондаренко И.И. по рассеянию нейтронов в кулоновом поле ядер ^{/35/} и работой ^{/38/}.

В работе ^{/33/} был применен аппарат теории поля для определения поляризуемости нуклона, и на основе использования экспериментальных данных по фоторождению \mathcal{P} -мезонов в околороговой области была дана нижняя оценка

поляризуемости. Верхняя оценка поляризуемости была получена из данных по комптон-эффекту на нуклоне. Верхняя и нижняя оценки поляризуемости протона отличились между собой лишь в 3 раза и сильно отличались /примерно на два порядка/ от данных по поляризуемости нейтронов, полученных на основе исследования рассеяния нейтронов в кулоновом поле. Согласно же оценкам автора поляризуемость нейтрона должна превышать поляризуемость протона только процентов на 20. В работе ^{/33/} было указано, что измерение поляризуемости нуклона может дать важные сведения о квадратичной флуктуации дипольного момента нуклона. Средняя квадратичная флуктуация дипольного момента нуклона, полученная на основе имеющихся данных о поляризуемости приводит к среднему квадратичному смещению единичного заряда близкому к величине радиуса протона (найденного по данным рассеяния электронов на протонах). Наша верхняя оценка поляризуемости была недавно снижена благодаря измерениям В.И.Гольданским и др. ^{/37/} комптон-эффекта в области энергий 40-70 Мэв.

Поляризуемость входит в сечение как коэффициент в и разложении амплитуды рассеяния по степеням k/u . Основная часть амплитуды определяется Томсоновским рассеянием, член с поляризуемостью играет роль поправки. При вычислении сечения комптон-эффекта на протоне поправками $(k/u)^3$ можно пренебречь (они дают вклад в сечение $\sim 5-10\%$ вплоть до энергий 100 Мэв). Однако, если поставить целью измерение поляризуемостей нуклона с точностью 10-20%, то такое пренебрежение можно сделать лишь при энергиях $\lesssim 20$ Мэв, при которых измерения комптон-эффекта выглядят проблематично. Таким образом несмотря на улучшение точности эксперимента и измерения комптон-эффекта при относительно низких энергиях ^{/37/} величина поляризуемости нуклона в настоящее время известна лишь с точностью 40-50% и нуждается в уточнении. Относительно поляризуемости нейтрона сведения значительно беднее. В сущности для поляризуемости нейтрона нет строгой верхней оценки. Данные по комптон-эффекту на дейтерии обнаружили аномально большое сечение, которое не удается объяснить на основе импульсного приближения. ^{/20/}

Однако, как показано в ^{/34/}, импульсное приближение к этому процессу неприменимо.

В свете хорошего согласия оценок поляризуемости протона с экспериментальными данными можно думать что эффекты, наблюдаемые в рассеянии

нейтронов на ядрах, не связаны с поляризуемостью нейтрона^{х)}, однако полной ясности в вопросе о величине поляризуемости нейтрона в настоящее время нет и необходимы экспериментальные исследования комптон-эффекта на дейтерии и гелии.

В заключение доклада необходимо отметить, что работы, вошедшие в диссертацию, были написаны под большим влиянием коллектива экспериментаторов, работавших с 1949 г. по 1960 г. на синхротроне ФИАН (H на 250 Мэв) а также участников семинаров И.Е.Тамма и Н.Н.Боголюбова.

Я выражаю этим коллективам глубокую благодарность.

Особую благодарность я должен выразить М.А.Маркову, по чьей инициативе был начат этот цикл исследований, за постоянное внимание и целый ряд ценных советов.

Я глубоко благодарен покойному В.В.Михайлову, совместно с которым были выполнены все мои ранние работы. Отсутствие этого талантливого человека я очень остро чувствую и в настоящее время.

Я должен также отметить чрезвычайно полезные дискуссии с сотрудниками департамента Математической физики Бирмингемского университета во время моей работы в Англии. Особенно я признателен проф. Р.Е.Пейерлсу и д-ру П.Кабиру.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1960 года.

^{х)} К этому выводу недавно также пришли В.С.Барашенков и В.Н.Барбашов /38/, Таллер /39/, Брайт и Рустжи /40/, используя наши или аналогичные нашим оценки.

Л и т е р а т у р а

1. А.Балдин, В.Михайлов. ЖЭТФ, 20, 1057 (1950).
2. А.Балдин и В.Михайлов. ЖЭТФ, 21, 562 (1951).
3. А.Балдин и В.Михайлов. УФН, 44, 200 (1951).
4. Т.Хазанович. ЖЭТФ, 21, 581 (1951).
M.F.Kaplon, Phys.Rev., 83, 712 (1951).
5. N.M.Kroll and M.A.Ruderman, Phys.Rev., 93, 233 (1954).
6. G.F.Cheung and F.Low, Phys.Rev., 101, 1579 (1956).
7. А.Балдин и В.Михайлов. ЖЭТФ, 23, 481 (1952).
8. А.М.Балдин, А.И.Лебедев. ЖЭТФ, 33, 1221 (1957).
9. А.Балдин и В.Михайлов. ДАН СССР, 84, 47 (1952).
10. А.Балдин и В.Михайлов. ЖЭТФ, 23, 140 (1952).
11. А.М.Балдин. Кандидатская диссертация, ФИАН (1953).
12. А.М.Балдин. Proc.CERN Symposium, 2, 272 (1956).
13. А.М.Балдин. Nuovo Cimento, 8, 569 (1958).
14. А.М.Балдин. ЖЭТФ, 38, 579 (1960).
15. А.Балдин и В.Михайлов. ФИАН (1951).
16. М.И.Адамович, В.И.Векслер, В.Г.Ларионова, Г.В.Кузьмичева, С.П.Харламов.
Proc.CERN Symposium, 2, 265 (1956).
17. М.И.Адамович, Г.В.Кузьмичева, В.Г.Ларионова, С.П.Харламов. ЖЭТФ, 35, 27 (1958).
18. M.Beneventano, G.Bernardini, D.Carlson-Lee, G.Stoppini and L.Tau, Nuovo Cimento, 4, 323 (1956).
19. G.Puppi, Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Женева (1958).
20. G.Bernardini Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Киев (1959).
21. Б.Понтекорво. Обзорный доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Киев (1959).
22. А.Балдин и П.Кабир. ДАН СССР, 122, 361 (1958).
23. А.Балдин и В.Михайлов. ДАН СССР, 84, 852 (1952).
24. А.Балдин. Suppl. Nuovo Cimento, 3, 4 (1956).

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

25. J. Ashkin, Обзорный доклад на ежегодной конференции по физике частиц высоких энергий, Рочестер (1960).
26. Cini, Gatto, Goldwasser, Ruderman, Nuovo Cim.
27. А.А. Логунов и Б.М. Степанов. ДАН СССР, 110, 368 (1956).
А.А. Логунов, А.Н. Тавхелидзе и Л.Д. Соловьев. Nucl. Physics, 4, 427 (1957);
А.А. Логунов. Докторская диссертация, ОИЯИ (1959).
28. А.М. Балдин и Б.Б. Говорков. Nuclear Physics, 13, 193 (1959).
29. Л.Д. Соловьев. Кандидатская диссертация, ОИЯИ (1959).
30. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu, Phys. Rev., 106, 1345 (1957).
31. E.A. Knapp, R.W. Kenney, V. Perez-Mendez, Phys. Rev., 114, 605 (1959).
32. А.М. Балдин. Доклад на международной конференции по физике высоких энергий, Рочестер (1960).
33. А.М. Балдин. Доклад на Международной конференции по физике высоких энергий, Падуя-Венеция (1957).
34. А.М. Балдин. Nuclear Physics, 18, 310 (1960).
35. Ю.А. Александров и И.И. Бондаренко. ЖЭТФ, 31, 726 (1956).
36. В.С. Барашенков, И.П. Степанов и Ю.А. Александров. ЖЭТФ, 38, 154 (1957).
37. В.И. Гольданский, О.А. Карпунин, А.В. Куценко и В.В. Павловская. (Доклад Г.Бернардини на Киевской конференции (1959))
38. В.С. Барашенков и В.М. Барбашов (см. доклад Л.Шиффа на Киевской конференции, 1959 года).
39. R.M. Thaller, Phys. Rev., 114, 827 (1959).
40. G. Breit and M.L. Rustgi, Phys. Rev., 114, 830 (1959).