

T-486



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2 - 12116

ТКЕБУЧАВА
Феликс Григорьевич

ПРОЦЕСС $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ
И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
И СЛАБЫХ ФОРМФАКТОРОВ АДРОНОВ

Специальность - 01.04.02 -
теоретическая и математическая физика
Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Проблемной лаборатории ядерной физики высоких энергий Тбилисского государственного университета и Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

академик	Б.М.Понтекорво,
доктор физико-математических наук профессор	М.К.Поливанов,
доктор физико-математических наук старший научный сотрудник	Р.Н.Фаустов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение - Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

Автореферат разослан " " _____ 1979 года.

Защита диссертации состоится " " _____ 1979 года на заседании Специализированного совета Д047.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

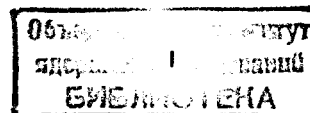
Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Р.А.Асанов.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

К важнейшим характеристикам адронов относятся электромагнитные и слабые формфакторы. Целый ряд новых идей физики высоких энергий обязан своим возникновением углублению исследований структуры адронной материи и связанных с ней формфакторов. В этих исследованиях центральное место занимают формфакторы нуклонов и пионов. С точки зрения экспериментальных средств наблюдения и возможностей интерпретации данных опыта резко различаются области пространственноподобных и времениподобных передач инвариантных импульсов. Электромагнитные формфакторы нуклонов и пионов в пространственноподобной области измеряются прямым методом в процессах упругого рассеяния электронов на нуклонах и пионах на атомных электронах. Все значения пространственноподобных передач в этих процессах в принципе наблюдаемы, и интерпретация данных модельно-независима. Совершенно другое положение во времениподобной области. В опытах на встречных пучках $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, представляющих прямой источник информации о формфакторах, принципиально не наблюдаема подпороговая область значений времениподобных передач импульсов. С другой стороны, изучение формфакторов в этой области необходимо для понимания электромагнитной структуры нуклонов и пионов. Решение проблемы связано с исследованием процесса $\pi N \rightarrow e^+e^-N$, в котором отсутствует ограничение на передачи импульсов. При этом решающее значение имеет выяснение таких свойств процесса, которые позволяют однозначно интерпретировать экспериментальные данные и, следовательно, оп-



ределять электромагнитные формфакторы модельно-независимым способом. Количественное же описание процесса обратного электророждения, по существу, основывается на теории процессов фоторождения Логунова-Тавхелидзе-Соловьева.

Из слабых формфакторов адронов в настоящее время довольно хорошо определен только аксиальный векторный формфактор нуклона. Хотя прямой способ измерения этого формфактора связан с наблюдением процесса квазиупругого рассеяния нейтрино на нуклоне, практически он определяется с хорошей точностью из процесса электророждения пиона на нуклоне при анализе экспериментальных данных на пороге реакции в схеме алгебры токов. Именно перспектива исследования аксиального формфактора нуклона в течение многих лет стимулировала экспериментальные работы по электророждению пионов на нуклонах около порога реакции. Что касается другого слабого формфактора нуклона - индуцированного псевдоскалярного, положение оказывается гораздо сложнее. Способа прямого его измерения не существует в принципе, поскольку процесс квазиупругого рассеяния нейтрино на нуклоне не чувствителен к нему. Невозможно также определить индуцированный псевдоскалярный формфактор нуклона из процесса электророждения в схеме алгебры токов из-за трудности выделения продольной части сечения на пороге. Более того, не только зависимость формфактора от передач импульсов, но и константу слабого псевдоскалярного взаимодействия не удастся измерить прямым способом. Анализ процессов по μ -захвату дает для него только грубые оценки. Решение проблемы индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона важно как для физики высоких, так и для физики низких энергий.

Цель работы состоит в разработке метода исследования электромагнитных формфакторов пиона и нуклонов в области времениподобных передач импульсов, недоступных в опытах на встречных пучках, и определении слабого псевдоскалярного формфактора нуклона из анализа экспериментальных данных по процессу $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ в схеме алгебры токов.

Научная новизна и практическая ценность

В диссертации впервые показан модельно-независимый способ определения электромагнитных формфакторов пиона и нуклонов в области времениподобных передач импульсов, недоступных в опытах на встречных пучках. В серии экспериментов, выполненных в Лаборатории

ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований, на основе метода, изложенного в диссертации, впервые получены значения электромагнитных формфакторов пиона и протона при малых времениподобных передачах импульсов.

Установлены новые свойства процессов типа фоторождения пионов на нуклонах - квазипороговое поведение и существование кривых компенсации.

Впервые показано, что процесс $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ на квазипороге сильно зависит от слабого псевдоскалярного формфактора нуклона. Получены первые экспериментальные данные для этого формфактора.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

1. Введено понятие "квазипорога" для процесса $\pi N \rightarrow e^+e^-N$. Показано, что на квазипороге вклад в процесс дают только электрические мультиполи E_{0+}, E_{2-} . В широком интервале энергий, включающем область первого пион-нуклонного резонанса, процесс определяется борновскими диаграммами. Это дает модельно-независимый способ определения электромагнитных формфакторов пиона и нуклона во времениподобной области передач импульсов.

2. Обнаружено свойство компенсации процессов фоторождения, электророждения и обратного электророждения пиона на нуклоне. На основе теоремы о существовании неявных функций доказано, что при фиксированных "массах" виртуального фотона на плоскости (S, t) существуют кривые, вдоль которых эффекты взаимодействия в конечном состоянии в точности компенсируются их интерференцией с борновской амплитудой.

3. Разработана единая дисперсионная модель для процессов фоторождения, электророждения и обратного электророждения пиона на нуклоне при низких энергиях. Модель хорошо описывает экспериментальные данные по всем трем процессам.

4. Вычисление в рамках дисперсионной теории и сравнение с экспериментальными данными подтверждают предположение о том, что кривые компенсации практически не меняются при переходе от реального фоторождения к виртуальному.

5. Разработан метод определения слабого псевдоскалярного формфактора нуклона, основанный на возможности анализа процесса $\pi N \rightarrow e^+e^-N$ в схеме алгебры токов на квазипороге. Показано, что

комбинация мультиполей $E_0, -2E_2$ на квазипороге проявляет высокую чувствительность к этому формфактору.

6. В результате анализа экспериментальных данных по процессу $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- N$ получены значения слабого псевдоскалярного формфактора в интервале $2m_\pi^2 \leq |t| \leq 5m_\pi^2$.

7. Хорошая точность определения псевдоскалярного формфактора нуклона позволяет определить константу пион-нуклонного взаимодействия для нулевой массы пиона. Полученное значение константы $g_{\pi N}(0)$ удовлетворяет соотношению Гольдбергера-Треймана.

8. На основе полученных данных для слабого псевдоскалярного формфактора нуклона показано, что среднеквадратичный пионный радиус нуклона больше аксиального радиуса.

Апробация диссертации

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, на Международных конференциях по физике высоких энергий (Киев-1970, Тбилиси-1976), Международном семинаре по глубоконеупругим и множественным процессам (Сухуми-1975), Международном совещании по взаимодействиям адронов при низких энергиях (Новосибирск-1976).

Публикации

По результатам диссертации опубликовано девять статей.

Объем работы

Диссертация состоит из введения, двух частей основного текста и заключения, содержит 127 страниц машинописного текста, 19 рисунков и библиографический список литературы из 189 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении кратко излагается материал диссертации и дается обоснование важности рассмотренных проблем для решения задач, связанных с исследованием структуры элементарных частиц.

В первой части диссертации изложен метод определения элект-

ромагнитных формфакторов протона и пиона во времениподобной области передач импульсов. Эта часть состоит из восьми параграфов.

В первом параграфе единым образом дается общее рассмотрение процессов прямого и обратного электророжения пиона на нуклоне. Строится ортонормированный базис 4-мерного пространства, удобный для получения ковариантного разложения адронного тензора, представляющего в однофотонном приближении адронную часть квадрата модуля матричного элемента. Формулы для наблюдаемых величин записаны в виде, наиболее удобном для интерпретации экспериментальных данных. Показано, что, если анализировать данные по процессу $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ в системе центра масс лептонной пары, легко выделить части сечений, соответствующие различной поляризации виртуального фотона.

Во втором параграфе устанавливается, что процессы фоторождения, электророжения и обратного электророжения обладают свойством компенсации, из которого следует, что в определенной области переменных сечения процессов описываются борновскими амплитудами. Сечение процесса с виртуальным фотоном может быть представлено в виде суммы двух членов:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{борн}} + \phi(s, t, k^2), \quad (1)$$

где первый член представляет борновское сечение, а второй учитывает взаимодействие в конечном состоянии и его интерференцию с борновской частью амплитуды. Для того, чтобы выяснить условия, при которых

$$\phi(s, t, k^2) = 0, \quad (2)$$

используется теорема о существовании неявных функций. Согласно этой теореме, если мы наблюдаем хотя бы одну точку S_0, t_0, k_0^2 , в которой эффекты перерассеяния и их интерференция с борновскими амплитудами компенсируют друг друга, то, поскольку сечение непрерывно в физической области переменных, существует поверхность компенсации

$$t = f(s, k^2), \quad (3)$$

на которой сечение описывается только борновской амплитудой. Пересечения этой поверхности с каждой плоскостью $k^2 = \text{const}$ определяют кривые компенсации в плоскости S, t . Эти кривые легко находятся в случае реального фоторождения ($k^2 = 0$) сравнением борновского

сечения с экспериментальными данными. Как показывают вычисления, кривые компенсации для процессов с виртуальным фотоном ($k^2 \neq 0$) мало отличаются от кривых компенсации фоторождения. Таким образом, свойство компенсации указывает на оптимальные условия опыта для исследования электромагнитных формфакторов пиона и нуклона, от которых зависит борновская часть амплитуды. Слабая зависимость положения кривых компенсации от значений k^2 подтверждена на эксперименте. Указанная выше возможность практического использования свойства компенсации представляет одну из составных частей модельно-независимого способа определения электромагнитных формфакторов.

В третьем параграфе рассматривается пороговое и квазипороговое поведение процесса обратного электроррождения пиона на нуклоне $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$. Квазипорогом названа кинематическая ситуация, при которой эффективная масса лептонной пары максимальна для данной энергии реакции. При этом в системе центра масс реакции импульс виртуального фотона $\vec{k} = 0$. На основе принципа максимальной аналитичности получено квазипороговое поведение парциальных амплитуд.

В четвертом параграфе рассматривается сечение процесса $\pi N \rightarrow N \gamma^*$ в окрестности квазипорога. Показано, что квазипороговое поведение процесса сильно упрощает его описание. Из квазипороговых свойств парциальных амплитуд и градиентной инвариантности следует, что при малых импульсах виртуального фотона вклад в сечение дают только электрические мультиполи E_{0+} , E_{2-} . В широком интервале энергий, включающем область первого пион-нуклонного резонанса, эти мультиполи для процессов с заряженными пионами существенно борновские. Вклад высших резонансных состояний в эти мультиполи составляет несколько процентов.

В окрестности квазипорога дифференциальное сечение процесса $\pi N \rightarrow N \gamma$ (виртуальный) разлагается в ряд по импульсу виртуального фотона

$$q_{\pi/k} \cdot \sigma(s, t, k^2) = \sigma_0 + k \sigma_1 + \dots,$$

где σ_i определяются известным конечным набором мультипольных амплитуд. σ_0 -квазипороговое значение сечения - записывается в виде

$$\sigma_0 = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{k^2} \frac{M^2}{S} (|E_{0+}|^2 + 2|E_{2-}|^2).$$

Вычисление σ_0 модельно-независимо, поскольку борновская часть амплитуды его полностью определяет. Единственными параметрами являются электромагнитные формфакторы пиона и нуклона. Поэтому анализ экспериментальных данных на квазипороге позволяет определить эти формфакторы модельно-независимым образом.

В пятом и шестом параграфах рассматривается дисперсионная модель для процесса $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ при низких энергиях. По существу, эта модель представляет собой обобщение на времениподобные k^2 известных дисперсионных моделей для процессов электроррождения пиона на нуклоне. Однако в данном случае для некоторых мультиполей учитывается результат мультипольного анализа процессов фоторождения и решается задача об аналитическом продолжении подынтегральных выражений в нефизическую область $(M+m_{\pi})^2 \leq S \leq (M+\sqrt{k^2})^2$. При этом показана необходимость учета квазипорогового поведения мультипольных амплитуд.

В рамках модели исследуется зависимость кривых компенсации от k^2 . Показано, что в пространственноподобной области кривые меняются слабо, а во времениподобной области они фактически не меняются. Стабильность кривых компенсации во времениподобной области объясняется квазипороговым поведением сечения обратного электроррождения пионов.

В седьмом и восьмом параграфах выполняется сравнение теоретических вычислений с экспериментальными данными. Сначала показано, что дисперсионная модель хорошо описывает экспериментальные данные по фоторождению и электроррождению заряженных пионов на нуклонах, а затем детально анализируются данные для процесса $\pi^+ p \rightarrow e^+ e^- p$, полученные в серии экспериментов в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ при кинетической энергии пионов $E_{\pi} = 275$ МэВ. При различных фиксированных k^2 данные анализируются по углу испускания виртуального фотона, по углу между импульсами одного из лептонов и нейтрона в системе центра масс ($e^+ e^-$)-пар, по углу между плоскостями реакций $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \gamma^*$ и $\gamma^* \rightarrow e^+ e^-$. Определяется угол компенсации. Приводятся значения электромагнитных формфакторов пиона и протона, полученные в результате анализа экспериментальных данных. Соответствующие зарядовые радиусы равны $Z_{\pi} = (0,60 \pm \pm 11) F$ и $Z_p = (0,73 \pm 0,11) F$.

Вторая часть диссертации посвящена методу определения слабого псевдоскалярного формфактора нуклона. Эта часть состоит из двенадцати параграфов.

В первых трех параграфах рассматривается квазипороговая кинематика процесса $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$ и квазипороговая низкоэнергетическая теорема. Поскольку на квазипороге всего один независимый импульс, в качестве единственной независимой переменной выбирается "масса" виртуального времениподобного фотона. На двойном пороге, т.е. когда импульсы виртуального фотона и пиона равны нулю, получается низкоэнергетическая теорема с конечной массой пиона, переходящая в теорему Кролла-Рудермана при $m_\pi \rightarrow 0$.

В следующих трех параграфах рассмотрены процессы электророжения пиона на нуклоне в схеме алгебры токов. При этом используется процедура прямого насыщения соответствующих одновременных коммутаторов, взятых между однонуклонными состояниями. Основой для получения связи между процессом электророжения и слабыми формфакторами нуклонов служит коммутационное тождество

$$\langle N_2 | [Q_\alpha, j_\mu(x)] | N_1 \rangle = i \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \langle N_2 | A_\mu^\beta | N_1 \rangle,$$

где j_μ - электромагнитный ток адронов, A_μ - аксиальный ток адронов, а Q_α - аксиальный заряд,

$$Q_\alpha = \int d^3x A_0^\alpha(x).$$

Рассмотрен вопрос об определении индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона из анализа экспериментальных данных по процессу электророжения пиона на нуклоне вблизи порога. Показано, что с помощью определенной параметризации отношения продольной и поперечной частей сечения

$$\sigma_L / \sigma_T = K^2 |L_{0+} / E_{0+}|^2$$

можно получить значения для продольной части, зависящей от псевдоскалярного формфактора. Однако получающиеся при этом большие ошибки не дают возможности определения формфактора. Поэтому делается вывод о бесперспективности пути использования процессов электророжения как источника информации о псевдоскалярном формфакторе нуклона.

В следующих четырех параграфах изложена процедура определения псевдоскалярного формфактора из процесса обратного электророжения $\pi N \rightarrow e^+ e^- N$. Показано, что применение алгебры токов к описанию процесса с движущимися пионами не вызывает трудности, поскольку на квазипороге в широком интервале энергий вклад резонансных состояний незначителен. Слабые формфакторы нуклона $G_A(t)$ и $G_P(t)$ связаны с комбинацией электрических мультиполей $E_{0+}, -2E_2$ на квазипороге:

$$E_{0+} - 2E_2 = \frac{\sqrt{k^2}}{\sqrt{2} m_\pi^2 f_\pi} \left\{ D(t) - \left(1 - \frac{\sqrt{k^2}}{2M}\right) D(m_\pi^2 - k^2) + m_\pi^2 / 2M [G_A(m_\pi^2 - k^2) - t / 2M G_P(m_\pi^2 - k^2)] \right\}, \quad (4)$$

где $G_A(t)$ - аксиальный формфактор, $G_P(t)$ - псевдоскалярный формфактор, f_π - константа распада $\pi \rightarrow \mu \nu$. Поскольку $G_A(t)$ определен из опытов по электророжению пионов на пороге, единственной неизвестной величиной в формуле (4) является индуцированный псевдоскалярный формфактор $G_P(t)$. Из сравнения формулы (4) с экспериментальными данными для комбинации мультиполей $E_{0+} - 2E_2$ на квазипороге определяется $G_P(t)$. Экспериментальные данные получены в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ и представлены на рис.1. Формфактор $G_P(t)$ записывается в виде суммы двух членов:

$$G_P(t) = G_P^\pi(t) + \frac{1}{f} \int_{3m_\pi^2}^{\infty} \frac{\sigma(t') dt'}{t' - t} \quad (5)$$

где $G_P^\pi(t)$ представляет вклад пионного полюса

$$G_P^\pi(t) = \frac{2 f_\pi g_{\pi N}}{m_\pi^2 - t} \quad (6)$$

Если в формуле (4) ограничиться вкладом пионного полюса для $G_P(t)$, получается кривая (а) на рис.1. Это указывает на высокую чувствительность формулы (4) к формфактору $G_P(t)$. Окончательный результат для псевдоскалярного формфактора представлен на рис.2. Сплошная кривая соответствует параметризации

$$\frac{1}{f} \int \frac{\sigma(t') dt'}{t' - t} = \frac{A}{1 - t/m_0^2} \quad (7)$$

со значениями параметров

$$A = 1,1 m_\pi^{-1}, \\ m_0 = 0,5 \text{ ГэВ.}$$

Высокая точность определения индуцированного псевдоскалярного формфактора в интервале $2m_\pi^2 \leq |t| \leq 5m_\pi^2$ позволяет экстраполировать данные к точке $t=0$. Тогда в предположении, что при малых t G_P определяется пионным полюсом и зависимостью от t пион-нуклонной связи, т.е.

$$G_P(t) = \frac{2 f_\pi g_{\pi N}(t)}{m_\pi^2 - t} \quad (8)$$

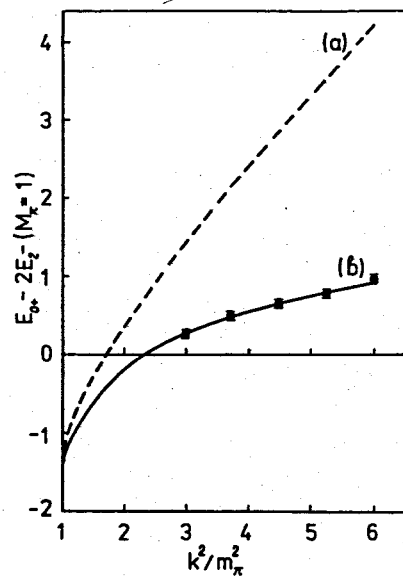


Рис.1. Экспериментальные данные для $E_0 - 2E_2$ -процесса $\pi^- p \rightarrow e^+ e^- n$ и сравнение с расчетами в подходе алгебры токов. При расчете кривой (а) вклад индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона ограничивается пионным полюсом.

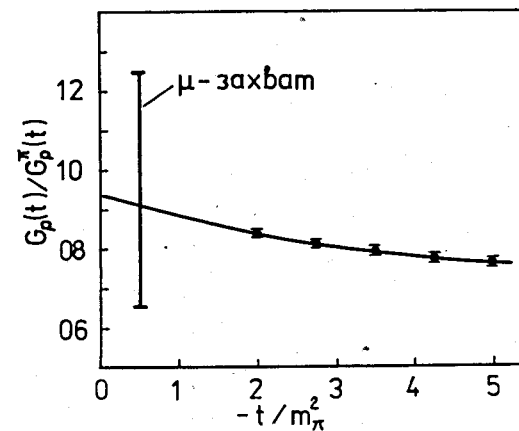


Рис.2. Значения индуцированного псевдоскалярного формфактора нуклона $G_P(t)$. Для удобства представлено отношение $G_P(t)$ к пионному полюсному вкладу. Показан также результат анализа по μ -захвату.

получаем $g_{\pi N}(0) = 0,94 g_{\pi N}(m_{\pi}^2)$. Это значение $g_{\pi N}(0)$ удовлетворяет соотношению Гольдбергера-Треймана.

В одиннадцатом параграфе рассмотрена роль поправок к формуле (4). Показано, что поправочные члены должны быть гладкими функциями t , поскольку они не зависят от $G_p(t)$. Учет поправочных членов эквивалентен увеличению ошибок в измерении $E_{0+} - 2E_{2-}$, и это не влияет заметно на точность определения $G_p(t)$.

В двенадцатом параграфе значения псевдоскалярного формфактора используются для определения пионного радиуса нуклона. Показано, что он больше аксиального радиуса нуклона.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 16, 1204, 1972.
2. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 753, 1975.
3. Т.Д.Блохицева, Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 21, 850, 1975.
4. Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, P2-III52, Дубна, 1977.
5. F.G.Tkebuchava. Nuovo Sic., 47A, 415, 1978.
6. Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 28, 130, 1978.
7. Ф.Г.Ткебучава, ОИЯИ, P2-II267, Дубна, 1978.
8. Ю.С.Суровцев, Ф.Г.Ткебучава. ОИЯИ, P2-I2017, Дубна, 1978.
9. Ф.Г.Ткебучава. ЯФ, 28, 1379, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1978 года.