ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 9388

КИРИЛЛОВ
Андрей Игоревич

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СОСТАВНЫХ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Диссертация выполнена в ордена Ленина Математическом институте имени В.А.Стеклова АН СССР.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук профессор Ю.М.Широков,

кандидат физико-математических наук В.Е.Троицкий.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А.В.Ефремов,

кандидат физико-математических наук В.И.Кукулин.

Официальная оппонирующая организация:

Институт физики высоких энергий.

Автореферат разослан "   "__________197   г.

Защита диссертации состоится "   "________197   г.

на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного Института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов.

КИРИЛЛОВ
Андрей Игоревич

ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СОСТАВНЫХ АДРОНОВ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Хорошо известно, что электромагнитные формфакторы содержат в себе богатую информацию об адронной структуре. Поэтому их экспериментальное и теоретическое изучение представляет большой интерес. За последние два десятилетия накоплены многочисленные данные о формфакторах ядер, нуклонов, π- и K- мезонов. Для анализа этих данных были разработаны теоретические методы, важнейшими из которых являются: I) метод дисперсионных соотношений по квадрату переданного импульса q^2; 2) формализм потенциального рассеяния.

Отличительной чертой дисперсионного метода является то, что в его рамках эффекты сильных взаимодействий учитываются в терминах экспериментальных наборов фазовых сдвигов. Это дает возможность обойтись без использования каких-либо динамических моделей сильных взаимодействий. Но дисперсионные соотношения пока применяются в духе т.н. "идеологии ближайших особенностей". Поэтому они пригодны для описания формфакторов только при $|q^2| < 1 \div 2$ $(ГэВ/c)^2$. В частности, с помощью дисперсионной техники пока не удалось исследовать асимптотическое поведение формфакторов. Для этой цели лучше всего приспособлен подход, в рамках которого адроны трактуются как составные частицы и их структура описывается волновой функцией. Однако результаты такого подхода существенно зависят от выбора потенциала взаимодействия между составляющими адрон частицами.

Цель настоящей диссертации - развить дисперсионный метод расчета составных моделей, в котором бы взаимодействие между компонентами адрона было выражено через фазовые сдвиги. Основания такого подхода были заложены Ю.М.Широковым в работе /1/ при анализе общего вопроса о связях между полями и частицами в квантовой теории поля. В работе /2/ было получено интегральное представление для формфакторов релятивистской двухчастичной системы, выражающее их через формфакторы составляющих систему частиц и фазу их упругого взаимодействия. При этом неупругим взаимодействием пренебрегалось и не учитывались сингулярности, расположенные в нефизической области. В диссертации уточняются исходные предположения работ /1,2/ и дается новый вывод интегрального представления для двухчастичных формфакторов. Показано, как в этом представлении учесть неупругие взаимодействия. Исследованы сингулярности в нефизической области. Установлена связь подхода Ю.М.Широкова с дисперсионной теорией взаимодействий в конечном состоянии. В результате получается релятивистский метод, пригодный для практического описания рассеяния электрона на связанном состоянии сильновзаимодействующих частиц. В настоящей диссертации этот метод применяется для исследования асимптотического поведения нуклонных формфакторов.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и четырех приложений.

Во введении определены электромагнитные формфакторы нуклона, дейтрона, π- и K- мезонов и обсуждены их

общие свойства. Дан краткий обзор основных направлений теории электромагнитных формфакторов. Продемонстрирована целесообразность релятивистского метода расчета составных моделей, в котором сильное взаимодействие внутри адрона учитывалось бы в терминах фазовых сдвигов.

В первой главе исследуются сингулярности формфакторов двухчастичных систем, расположенные в окрестности физической области. В § 1 рассмотрена нерелятивистская модель, в которой взаимодействие описывается суперпозицией юкавских потенциалов. Показано, что в этой модели формфактор связной части матричного элемента тока можно представить в виде

$$F_c(kp,q,\ell p') = F^{10}(kp+i0,q,\ell p') + F^{01}(kp,q,-\ell p'+i0), \qquad (1)$$

где функции $F^{10}(z,q,x)$ и $F^{01}(x,q,z)$ аналитичны по z в окрестности вещественной оси, но непродолжимы в комплексную плоскость по переменной x. В (1) p и p' - импульсы относительного движения в начальном и конечном состоянии, q - абсолютная величина переданного импульса, k и ℓ - индексы базиса. Векторам out-базиса соответствует индекс + 1, in - базиса - 1. В (1) допускается, что $бра$- и $кет$- векторы могут принадлежать разным базисам, как, например, в случае матричного элемента $\langle \bar{p}_1, \bar{p}_2 \; out \,|\, j_\mu(0) \,|\, \bar{p}_1', \bar{p}_2' \; in \rangle \quad (k=+1 \;, \ell=-1)$.

В § 2 сформулировано предположение, согласно которому релятивистский формфактор $F_c(s, k; q^2; s', \ell)$ можно представить в виде, аналогичном (I):

$$F_c(s,k;q^2;s',\ell) = F^{IO}(s+iko,k;q^2;s',\ell) + F^{OI}(s,k;q^2;s'-i\ell o,\ell) \,. \tag{2}$$

Здесь s и s' – квадраты энергии относительного движения частиц в начальном и конечном состоянии, q^2 – квадрат переданного 4 - импульса, k и ℓ – индексы базиса. Функции $F^{IO}(z,k;q^2;x,\ell)$ и $F^{OI}(x,k;q^2;z,\ell)$ предполагаются аналитичными по z в окрестности физической области с правым разрезом от $(m_1+m_2)^2$ до $+\infty$. По переменной x F^{IO} и F^{OI} не продолжаются в комплексную область.

Следуя работе /3/, в § 2 из (2) выводим интегральное представление для $F_c(s,k;q^2;s',\ell)$ вида:

$$F_c(s,k;q^2;s',\ell) = -\frac{1}{2\pi i\, B(s+iko)} \int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} \frac{dx\, \Delta B(x)\, F_o(x,q^2,s')}{x-s-iko}$$

$$-\frac{1}{2\pi i\, B(s'+i\ell o)^*} \int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} dy\, \frac{F_o(s,q^2,y)\, \Delta B(y)^*}{y-s'+i\ell o} +$$

$$+\frac{1}{4\pi^2 B(s+iko)\, B(s'+i\ell o)^*} \iint\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} \frac{\Delta B(x)\, F_o(x,q^2,y)\, \Delta B(y)^* dx\, dy}{(x-s-iko)(y-s'+i\ell o)} +$$

$$+ (2\pi i\, B(s+iko))^{-1} \times$$

$$\times \int\limits_{\sigma}^{\infty} \frac{dp''^2 B_+(p''^2)}{p''^2-s-iko} \sum_{n\neq 2} \langle p''(+)|n(-)\rangle \langle n(-)|j(0)|p',(\ell)\rangle -$$

$$-\frac{1}{2\pi i\, B(s'+i\ell o)^*} \int\limits_{\sigma}^{\infty} \frac{dp'^2 B_+(p'^2)}{p'^2-s'+i\ell o} \sum_{m\neq 2} \langle p(k)|j(0)|m(-)\rangle \cdot$$

$$\times \langle m(-)|p'^2(+)\rangle + \frac{1}{4\pi^2 B(s+iko)\, B(s'+i\ell o)^*} \iint\limits_{\sigma}^{\infty} \frac{dp^2 dp'^2 B_+(p^2) B_+(p'^2)}{(p^2-s-iko)(p'^2-s'+i\ell o)} \times$$

$$\sum_{n\neq 2} \sum_{m\neq 2} \langle p(+)|n(-)\rangle \langle n(-)|j(0)|m(-)\rangle \langle m(-)|p'(+)\rangle + \tag{3}$$

$$+\frac{C(s;q^2;s',\ell)}{B(s+iko)} + \frac{C(s';q^2;s,k)^*}{B(s'+i\ell o)^*} + \frac{1}{2\pi i\, B(s+iko)\, B(s'+i\ell o)^*} \times$$

$$\times \Bigg\{ \int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} \frac{dx}{x-s-iko} \Big[B_-(x)\, C(s;q^2;x,-1)^* - B_+(x) \cdot$$

$$\cdot\, C(s';q^2;x,+1)^* \Big] - \int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} \frac{dy}{y-s'+i\ell o} \times$$

$$\cdot \Big[B_-(y)^* C(s;q^2;y,-1) - B_+(y)^* C(s;q^2;y,+1) \Big] \Bigg\} .$$

Здесь $\Delta B(x) = B(x+io) - B(x-io)$,

$$B(z) = \exp\left\{ -\frac{1}{\pi} \int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} \frac{\delta(x)\,dx}{x-z} \right\}, \qquad (4)$$

δ – фаза рассеяния, $F_0(s,q^2,s')$ – формфактор несвязной части матричного элемента тока, функция $C(s;q^2;s',\ell)$ аналитична по s в окрестности физической области и в остальном неизвестна.

В интегральном представлении (3) сингулярности функций F^{10} и F^{0I}, фигурирующих в (2), разделены: вклад правых разрезов в F^{10} и F^{01} выражен через матрицу рассеяния, а вклад разрезов, расположенных в нефизической области, входит в виде неизвестной функции $C(s;q^2;s',\ell)$. Польза такого разделения обусловлена тем, что в функциях F^{10} и F^{01} вклад правого разреза доминирует. Поэтому результат мало чувствителен к явному виду $C(s;q^2;s',\ell)$.

В § 3 показано, что если в (3) пренебречь вкладом неупругих взаимодействий и если $C(s;q^2;s',\ell)$ не зависит от ℓ, то формфактор

$$F_{II}(s,q^2,s') = F_0(s,q^2,s') + F_c(s,+1;q^2;s',-1)$$

удовлетворяет уравнению

$$F_{II}(s,q^2,s') = F_{0I}(s,q^2,s') + \tilde{F}_{II}(s,q^2,s') + \frac{\Gamma\cdot F(q^2,s')}{s-m^2} + \frac{1}{\pi}\int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} dx\, \frac{e^{-i\delta(x)}\sin\delta(x)\, F_{11}(x,q^2,s')}{x-s-i0}, \qquad (5)$$

где $\tilde{F}_{II}(s,q^2,s')$ – вклад разрезов в нефизической области по переменной s и F_{0I} – определяется из уравнения

$$F_{0I}(s,q^2,s') = F_0(s,q^2,s') + \tilde{F}_{0I}(s,q^2,s') + \frac{\Gamma\cdot F_{Born}(s,q^2)}{s'-m^2} + \frac{1}{\pi}\int\limits_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} dx\, \frac{e^{-i\delta(x)}\sin\delta(x)\, F_{01}(s,q^2,x)}{x-s'-i0}. \qquad (6)$$

Здесь $\tilde{F}_{01}$ – вклад в F_{01} разрезов в нефизической области по s'.

Уравнение (6) описывает поправку к F_0 на взаимодействие в начальном состоянии, а (5) – поправку к F_{01} на взаимодействие в конечном состоянии /4,5/. Поэтому F_{0I} можно представить графически в виде:

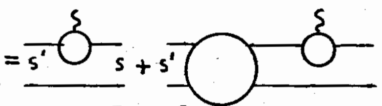
$F_{0I}(s,q^2,s') =$ 

Рис. I

а $F_{II}(s,q^2,s')$ в виде:

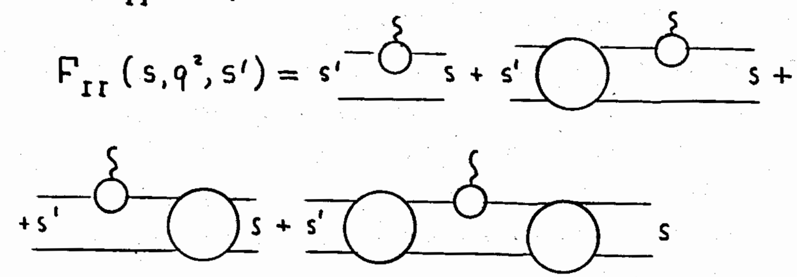
$F_{II}(s,q^2,s') =$ 

Рис. 2

Полюсные члены в (6) и (5) соответствуют диаграммам рис. 3а и в.

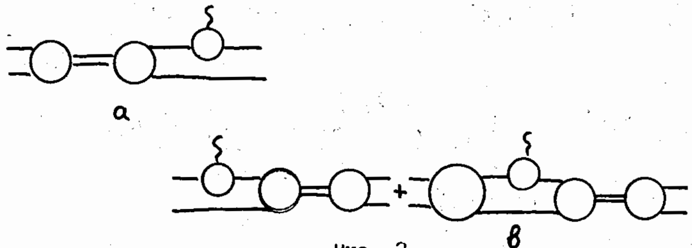


Рис. 3

Если $\delta((m_1+m_2)^2)-\delta(\infty)=\pi$, то уравнения (5) и (6) будут иметь решение только при условии, что

$$\int_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} dx\,\frac{\Delta B(x)}{x-(m_1+m_2)^2}\left[F_{0I}(x,q^2,s')+\tilde{F}_{II}(x,q^2,s')-\frac{\Gamma\cdot F(q^2,s')}{x-m^2}\right]=0 \tag{7}$$

и

$$\int_{(m_1+m_2)^2}^{\infty} dx\,\frac{\Delta B(x)}{x-(m_1+m_2)^2}\left[F_0(s,q^2,x)+\tilde{F}_{01}(s,q^2,x)+\frac{\Gamma F_{Born}(s,q^2)}{x-m^2}\right]=0. \tag{8}$$

Поэтому при $\delta((m_1+m_2)^2)-\delta(\infty)=\pi$ вычеты в одночастичных полюсах в (5) и (6) выражаются через вклад правого разреза и через вклад сингулярностей в нефизической области. Такая ситуация имеет место в случае формфакторов np - системы в ${}^3S$ - и ${}^3\mathcal{D}$ -состоянии, что позволяет, исходя из (7) и (8), выполнить единый расчет процессов упругого ed - рассеяния и электрорасщепления дейтрона.

Если $\delta((m_1+m_2)^2)-\delta(\infty)\leq 0$, то условия (7) и (8) уже не необходимы для существования решений уравнений (5) и (6). Поэтому вычеты в одночастичных полюсах, вообще говоря, не связаны с вкладами других сингулярностей функций $F_{01}-F_0$ и $F_{II}-F_{01}$. Такая ситуация имеет место в случае формфакторов πN - системы в P_{11} -состоянии. В § 3 сформулировано предположение, согласно которому соотношения (7) и (8) выполняются для этих формфакторов. Тогда электромагнитные свойства нуклона можно описывать точно так же, как и дейтрона.

В главе II исследуются сингулярности, расположенные в нефизической области.

В § I найдено приближенное выражение для вклада левых разрезов в нерелятивистскую амплитуду электрорасщепления дейтрона. Показано, что результаты дисперсионного подхода воспроизводятся в шредингеровской теории электрорасщепления, если волновая функция np - системы имеет вид :

$$\psi^{(+)}(p,r)=\sin pr+a(p,r)-\frac{1}{\pi f(p)}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{Im}\,f(p')\left(\sin p'r-a(p',r)\right)}{p'-p-i0}\,dp' \tag{9}$$

где $f(p)$ - функция Йоста,

$$a(p,r)=2\,\mathrm{Re}\int_{\mu}^{\infty}d\sigma\int_{\mu}^{\sigma}d\beta\,\frac{g(\beta,\sigma)}{p-\beta\frac{i}{2}}\,e^{-\sigma r}\left(e^{-ipr}-e^{\frac{\beta r}{2}}\right), \tag{10}$$

и μ^{-1} - радиус np - взаимодействия. Функция $a(p,r)$

воспроизводит нефизические разрезы амплитуды электрорасщепления. Показано, что при $a(p,\tau)=0$ волновая функция дает очень грубое описание np - системы типа того, которое получается в приближении "нулевого радиуса". В более реалистическом случае, когда "эффективный радиус" отличен от нуля, волновые функции $\psi^{(+)}(p,\tau)$ с $a(p,\tau)=0$ не образуют полной системы и не удовлетворяют условию нормировки

$$\int_0^\infty d\tau\, \psi^{(+)}(p',\tau)^* \psi(p,\tau) = \frac{\pi}{2}\delta(p'-p) \,. \qquad (11)$$

Кроме того, вычет $\psi^{(+)}(p,\tau)$ в дейтронном полюсе (т.е. волновая функция дейтрона) при $a(p,\tau)=0$ оказывается нормированным не на единицу, а на $0{,}75$.

Однако, если аппроксимировать $\rho(\beta,\sigma)$ в (10) даже самым простым выражением, то положение существенно улучшается. Например, если положить $\rho(\beta,\sigma)=v\,\delta(\beta-\mu)\,\delta(\sigma-\mu)$ и определить v, потребовав, чтобы условие (11) выполнялось с гораздо большей точностью, чем при $\rho(\beta,\sigma)=0$, то для дейтронной волновой функции получается выражение, очень близкое к тем, которые используются в реалистических дейтронных расчетах. Это говорит о том, что хотя и нельзя не учитывать нефизические разрезы, но уже довольно грубой аппроксимации их вклада может оказаться вполне достаточно для реалистического численного расчета процессов ed - рассеяния.

В § 2 обобщаются результаты § I, касающиеся волновой функции (9). Показано, что если потенциал представляет собой суперпозицию потенциалов Юкавы, то $\psi^{(+)}(p,\tau)$ в импульсном представлении удовлетворяет сингулярному интегральному уравнению, с помощью которого можно восстановить $\psi^{(+)}(p,\tau)$ по физической матрице рассеяния с точностью до функции $a(p,\tau)$ вида (10). Это значит, что формулы (9) и (10) дают наиболее общий вид волновой функции для суперпозиции потенциалов Юкавы. Чтобы фиксировать $a(p,\tau)$ следует аппроксимировать ее суммой членов вида

$$\mathrm{Re}\,\frac{A}{p-i\beta}\, e^{-\sigma\tau}\left(e^{-ip\tau}-e^{\beta\tau}\right)$$

и определить параметры, фигурирующие в этом выражении из условия (II). Рассмотрение § 2 представляет собой вариант дисперсионного подхода к обратной задаче рассеяния, предложенного Ю.М.Широковым в работе /I/.

В § 3 обсуждаются различные аппроксимации левых разрезов, которые предлагались в релятивистских численных расчетах электрорасщепления дейтрона и электророждения пиона на нуклоне. Сделан вывод о том, что результаты этих расчетов мало чувствительны к виду аппроксимации. Это, в частности, означает, что вклад функций $C(s;q^2;s',\ell)$ в (3) можно находить, например, по теории возмущений.

В главе Ш развитый в настоящей диссертации метод применяется для исследования нуклонных формфакторов $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$ при больших $-q^2$.

При этом предполагается, что соотношения (7), (8) выполняются для формфакторов πN - системы в P_{11}-состоянии.

§ I содержит обоснование постановки задачи. Здесь показано, что неупругие взаимодействия, которые весьма существенны в P_{11} - канале, не дают вклада в асимптотику нуклонных формфакторов. Приведены доводы в пользу того, что сингулярности в нефизической области изменяют только коэффициент при главном члене асимптотического разложения $G_E(q^2)$ и $G_M(q^2)$. Таким образом, в задаче о поведении нуклонных формфакторов при больших $-q^2$ возникают существенные упрощения: необходимо учитывать только вклад правого разреза, скачок на котором выражается через фазу рассеяния с помощью условия упругой унитарности.

В § 2 излагается кинематика системы из невзаимодействующих пиона и нуклона в P_{11}-состоянии. Формфакторы несвязной части матричного элемента тока πN- системы в явном виде выражены через формфакторы пиона и нуклона.

В § 3 получена система алгебраических уравнений, выражающих нуклонные формфакторы через пионные и фазу πN-рассеяния в P_{11}-состоянии. Изоскалярные формфакторы удовлетворяют однородной системе, откуда следует, что $G_E^S(q^2)$ и $G_M^S(q^2)=0$. Этот результат означает, что при $-q^2\to\infty$

$$G^V_{E,M}(q^2) \gg G^S_{E,M}(q^2) .$$

Показано, что при $-q^2\to\infty$

$$G_{E_{n,p}}(q^2)\sim G_E^V(q^2)\sim F_\pi(q^2)\,\frac{A\cdot(1-\eta_{11}(-q^2))+B\sin\delta_{11}(-q^2)}{\sqrt{-q^2}}, \tag{12}$$

$$G_{M_{n,p}}(q^2)\sim G_M^V(q^2)\sim F_\pi(q^2)\,\frac{C(1-\eta_{11}(-q^2))+\mathcal{D}\sin\delta_{11}(-q^2)}{(-q^2)\sqrt{-q^2}} . \tag{13}$$

Здесь $F_\pi(q^2)$ - формфактор π^+- мезона, η_{11} - параметр неупругости, δ_{11} - фаза πN-рассеяния в P_{11}-состоянии.

Формулы (I2) и (I3) в явном виде устанавливают зависимость асимптотического поведения нуклонных формфакторов от динамики πN - взаимодействия.

В методических целях рассмотрено поведение при $-q^2\to\infty$ формфактора бесспинового связанного состояния двух скалярных частиц. Показано, что если фазы брать в "лестничном" приближении, то развитый в настоящей диссертации метод дает

$$F(q^2)\sim\frac{\ln(-q^2)}{q^4},$$

что в точности совпадает с тем результатом, который получается в формализме Бете-Солпитера.

В разделе "Заключение" содержится сводка основных результатов диссертации и их обсуждение.

В приложении I разъяснены обозначения и приведены соотношения нормировки. В приложении П выведено спектральное представление для решения Йоста. Это представление в замкнутой форме содержит всю необходимую в § I гл. I и § 2 гл. П информацию об аналитических свойствах решения Йоста. Приложение Ш содержит решение краевой задачи Римана на полуоси, которое используется в главах I и П. В приложении IУ приведены явные выражения для функций, фигурирующих в формуле для формфакторов несвязной части матричного элемента тока πN- системы в P_{11} - состоянии.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах /3-6/ . Все они докладывались на сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (в 1972 и 1975 гг.), на IX Рабочем совещании по теории элементарных частиц (г.Ужгород,1973 г.) и на Международной школе-семинаре молодых ученых по физике элементарных частиц (г.Сочи,1974 г.).

ЛИТЕРАТУРА

1 Yu.M.Shirokov.Nucl.Phys., B6, 158, 1968.

2 В.Е.Троицкий, Ю.М.Широков. ТМФ, I, 213, 1969.

3 А.И.Кириллов. ТМФ, 20, 194, 1974.

4 А.И.Кириллов, В.Е.Троицкий, С.В.Трубников, Ю.М.Широков. ЭЧАЯ, 6, вып. I, 3, 1975.

5 А.И.Кириллов, В.Е.Троицкий. Международная школа-семинар молодых ученых по актуальным проблемам физики элементарных частиц (г.Сочи,10-19 октября 1974 г.).Издание ОИЯИ, PI, 2-8529, Дубна,1975, стр. 282.

6 A.I.Kirillov, V.E.Troitsky, Yu.M.Shirokov. Physics Letters, 39B, 249, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 декабря 1975 года.