

M-901

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 7872

Жан МУЛЕН

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД  
КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ  
В МОДЕЛЯХ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель - старший научный сотрудник,  
кандидат физико-математических наук С.Б.ГЕРАСИМОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Р.Н.ФАУСТОВ,  
доктор физико-математических наук Л.В.ФИЛЬКОВ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт математики СО АН СССР.

Автореферат разослан " " 1974 года.

Защита диссертации состоится " " 1974 года на  
заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

2 - 7872

Жан МУЛЕН

ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ АМПЛИТУД  
КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ  
В МОДЕЛЯХ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Реферлируемая диссертация посвящена изучению правил сумм (п.с.) для амплитуд взаимодействия реальных и виртуальных фотонов с адронами и лептонами. Объединяющим началом в рассмотрении отдельных аспектов тематики – вывода, применений и проверки п.с. – служит использование моделей квантовой теории поля.

Диссертационная работа явилась результатом исследований, направление которых мотивируется следующими соображениями.

Электромагнитные п.с. впервые применялись<sup>/1/</sup> и продолжают применяться<sup>/2/</sup> в рамках нерелятивистских составных моделей атома и ядра. Давно известно большое количество так называемых дипольных п.с., которые определяют интегралы (или суммы) от различных моментов сечений электрического дипольного поглощения через одни характеристики волновой функции основного состояния и (или) гамильтониана рассматриваемого атома или ядра. В основе их вывода лежит использование квантовомеханических коммутационных соотношений и теоремы свертки из матричного исчисления.

Хотя применение п.с. для изучения электромагнитной структуры адронов приобрело особенно широкий размах лишь после возникновения алгебры токов<sup>/3/</sup>, тем не менее начало исследований по п.с. в релятивистской теории элементарных частиц связано с развитием дисперсионной теории. Уже в первых работах<sup>/4/</sup>, относящихся к этому направлению, было указано на возможность использования дисперсионных соотношений (д.с.) для вывода полезных п.с., связывающих низкоэнергетические параметры и предположения об асимптотическом поведении амплитуд рассеяния. Например, Гелл-Манн, Гольдбергер и Тирринг<sup>/4/</sup>, установив впервые в формализме квантовой теории поля д.с. для амплитуды комптон-эффекта вперед, также предложили в качестве применения релятивистское обобщение п.с. Томаса-Райха-куна<sup>/1/</sup> для ядерного фотоэффекта.

Последующее быстрое развитие дисперсионных методов в теории элементарных частиц в значительной степени связано с тем, что в работах Боголюбова и др.<sup>/5/</sup> было дано строгое математическое доказательство свойств аналитичности амплитуд рассеяния в комплексной плоскости энергии на основе аксиом локальной квантовой теории поля.

Как известно<sup>/6/</sup>, общие принципы квантовой теории поля строго определяют амплитуду взаимодействия фотонов с произвольной системой в низкочастотном пределе  $\omega \rightarrow 0$  с точностью до учета членов порядка  $\omega$  через статические характеристики (заряд, массу, аномальный магнитный момент) частиц мишени. Объединение низкоэнергетической теоремы и д.с. для амплитуды комптон-эффекта позволяет вывести ряд п.с. для сечений фотопоглощения, явный вид которых зависит от дополнительного предположения об отсутствии вычитания в д.с.<sup>/7,8/</sup>.

Фундаментальные положения теории динамических симметрий, в частности, постулирование алгебраической структуры векторных и аксиально-векторных токов и их одновременных коммутаторов позволяет существенно расширить класс низкоэнергетических теорем, обобщить низкоэнергетические теоремы для комптоновской амплитуды на случаи фиктивных "заряженных" изовекторных фотонов<sup>/9/</sup> и тем самым, при дополнительном предположении д.с. без вычитания для соответствующих амплитуд, вывести п.с. для изовекторного радиуса нуклона<sup>/10/</sup> и п.с. для изовекторного магнитного момента нуклона<sup>/9/</sup>.

Следующим важным этапом развития алгебры токов явилось создание метода алгебры токов на световом конусе. Метод получения п.с. на основе алгебры коммутаторов токов на световом конусе, наиболее детальным образом развитый в работе Дикуса, Джакива и Теплица<sup>/11/</sup>, является более общим и имеет преимущества перед "старым" методом

алгебры одновременных коммутаторов в системе координат с бесконечным импульсом<sup>/3/</sup>. Он, в частности, позволяет обойти процедуру предельного перехода к бесконечному импульсу, которая, в общем случае, не строго обоснована.

Динамическая гипотеза о применимости свободных полевых моделей (например, кварковой модели<sup>/12/</sup>) для абстрагирования доминирующих сингулярностей коммутатора реальных токов на конусе мотивируется подтверждением в экспериментах по неупругому лептон-адронному рассеянию свойства масштабной инвариантности<sup>/13/</sup> (или автомодельности<sup>/14/</sup>) в бьеркеновском пределе "глубокой неупругости".

По структуре алгебра токов на конусе имеет более богатое содержание, чем одновременная алгебра, что выражается в ее биллокальном характере. Она, например, автоматически включает, в случае необходимости, вычитание в некоторых д.с., выражая эти поправки в виде интегралов от матричных элементов биллокальных токов. В работах /11, 15/ было показано, что метод коммутаторов токов на световом конусе дает компактный и единый вывод широкого класса п.с. для амплитуд взаимодействий реальных и виртуальных фотонов с адронами, связав их естественным образом с матричными элементами от коммутаторов различных компонентов токов и их моментов на конусе.

Основные цели настоящей работы можно охарактеризовать следующим образом.

Во-первых, была поставлена задача развить уже наметившиеся методы вывода п.с. с целью определить общий подход к выводу п.с. "неправильной сигнатуры" (т.е. п.с. построенные на основе амплитуд, обладающих свойствами кроссинг-симметрии, противоположными

обычным свойствам причинных амплитуд) и затем исследовать возможности предложенного нами метода.

Нетрудно убедиться, что из-за свойств кроссинг-симметрии причинных амплитуд невозможно получить из д.с. или из алгебры коммутаторов токов п.с. типа, например, известного в квантовой механике<sup>/1/</sup> п.с. для полного сечения фотопоглощения, взвешенного по спектру тормозного излучения. Для вывода этого и аналогичных ему п.с. приходилось привлекать модельные соображения о структуре оператора тока в рамках "кварк-партоного" подхода<sup>/16/</sup> (который, в частности, приводит к п.с. Готтфрида<sup>/17/</sup> для электророждения) и применять другие методы, основанные на использовании техники бесконечного импульса<sup>/18,19/</sup>. Поскольку применение п.с. "неправильной сигнатуры" представляет интерес, в частности, для изучения процессов электророждения адронов, то представляется оправданным предложить и обсудить более общий подход к их выводу.

Ключевым для решения проблемы является тот факт, что п.с. "неправильной сигнатуры" по существу построены на основе матричных элементов не коммутатора, а антикоммутатора токов. Используя результаты, достигнутые в работе Дикуса и др.<sup>/11/</sup>, для вывода п.с. "правильной сигнатуры", мы показали<sup>/20/</sup>, что метод алгебры антикоммутаторов токов вблизи светового конуса представляет собой, по всей вероятности, альтернативный и более общий метод получения п.с. "неправильной сигнатуры", по сравнению с предыдущими методами, основанными на использовании составных моделей.

Во-вторых, мы попытались ответить, ограничившись модельными рамками, на некоторые открытые вопросы, касающиеся проверки и интерпретации п.с. для амплитуд комптоновского рассеяния. Интерес к такому рассмотрению вызван, в основном, ограниченными возможностями

ми экспериментальной проверки п.с., которая носит весьма приближенный характер. Так как в настоящее время для большинства п.с. нет прямых экспериментальных данных о подинтегральных сечениях, то приходится прибегать к использованию условия унитарности, чтобы преобразовать полные сечения фотопоглощения в парциальные сечения фотообразования пионов. Поэтому интегрирование можно проводить только вплоть до энергии порядка 1,5 ГэВ, где имеются результаты фазового анализа<sup>/21/</sup>. При этом вклад остальной части интеграла считается несущественным.

Следует подчеркнуть, что при получении п.с. в рамках любого из перечисленных выше методов обычно делают несколько предположений. Среди них есть такие гипотезы фундаментального значения, как предположения об алгебраической структуре токов и их (анти)коммутаторов. В следующую по общности группу гипотез можно выделить ряд достаточно общих и проверяемых экспериментом положений феноменологической теории взаимодействия адронов при высоких энергиях. Например, амплитуду можно параметризовать в терминах ведущих и факторизующихся сингулярностей перекрестного канала в комплексной плоскости углового момента  $J$ . Но, в отличие от чисто адронных процессов, амплитуды взаимодействия токов с адронами могут содержать и нереджевские сингулярности — фиксированные полюсы в  $J$ -плоскости, присутствие которых может модифицировать вид п.с. путем добавления неизвестного аддитивного вклада. Поэтому при выводе п.с. делается предположение об отсутствии специфических нереджевских особенностей. Это обстоятельство вносит дополнительную неопределенность в интерпретацию экспериментальной проверки п.с., когда проверяются сразу все предположения, лежащие в основе их вывода.

Наконец, заметим, что существует ряд теоретических работ, в которых выражаются сомнения в справедливости некоторых п.с.

В этих условиях имеет смысл обсудить возможность получения более однозначной информации о справедливости п.с. в рамках теоретико-полевых моделей.

В осуществлении намеченной программы существенную и объединяющую роль играет использование моделей квантовой теории поля.

Во-первых, следуя гипотезе Фрича и Гелл-Манна<sup>/12/</sup>, мы принимаем, что теория свободных кварковых полей может быть использована как метод для абстрагирования структуры алгебры токов на светоподобной гиперплоскости  $x^0 + x^3 = 0$ , что играет ключевую роль в предлагаемом нами общем подходе к выводу п.с. "неправильной сигнатуры". Далее, исследуя возможность получения п.с. для сечения фотопоглощения, взвешенного по спектру тормозного излучения, путем предельного перехода к нулевой массе виртуального фотона  $q^2 \rightarrow 0$  в п.с. Готтфрида для электророждения, мы полагали, что матричный элемент от несингулярной на конусе части антикоммутатора токов может быть параметризован и исключен в рамках "квазипартонного" теоретико-полевого подхода к описанию адронных состояний.

Во-вторых, теория поля применялась как средство проверки п.с. для сечений фотопоглощения в низшем порядке теории возмущений в рамках перенормируемых моделей мезодинамики<sup>/22/</sup>. Задание перенормируемой теоретико-полевой модели определяет коммутационные соотношения токов и амплитуды комптон-эффекта в виде ряда теории возмущений и в заданном порядке по константе мезонного взаимодействия позволяет до конца точно провести проверку п.с. Важно отметить,

что такой подход естественно соединяет в рамках единой и связной картины определение параметров электромагнитной структуры частиц и высокоэнергетического поведения сечений. Таким образом, п.с. устанавливает определенное динамическое соотношение между отдельными диаграммами теории, справедливость которого следует проверить в данном порядке теории возмущений. Такая проверка носит, конечно, в значительной степени методологический и показательный характер, но тем не менее подтверждение п.с. в низшем порядке теории возмущений позволяет, по нашему мнению, придавать экспериментальной проверке п.с. более однозначную интерпретацию, как проверке основных положений алгебры токов или предположений о структуре оператора тока в составных моделях.

Дальнейшее рассмотрение п.с. в теоретико-полевых моделях с сильной связью может иметь смысл лишь путем выхода за рамки теории возмущений и суммирования всего ряда. Такая задача оказывается возможной с точностью до учета главных инфракрасных расходимостей  $\sim \ln \mu_\pi$  в пределе нулевой массы пиона  $\mu_\pi \rightarrow 0$  в рамках модели однопионного обмена для вычисления сечений фотообразования адронных состояний.

В-третьих, п.с. рассматривались в рамках квантовой электродинамики лептонов<sup>/23/</sup>. Поскольку квантовая электродинамика является единственной, по существу, квантовополевой теорией, результаты которой надежно проверены на эксперименте<sup>/24/</sup>, данное рассмотрение представляет особый интерес и имеет специфическое значение. Высокая степень надежности и разработанности теории электромагнитных взаимодействий лептонов позволяет использовать известные результаты обычного подхода для проверки и сравнения с результатами других и менее характерных для самой квантовой электродинамики методов и

подходов, например, модели партонов и техники бесконечного импульса или теоретико-дисперсионных методов.

Диссертация состоит из трех глав, введения, заключения, одного приложения и списка литературы - всего 124 страницы машинописного текста.

Ниже следует краткое изложение содержания по главам.

Введение содержит общий очерк проблемы и краткое обсуждение мотивов и целей исследования.

В Гл. 1 на основе рассмотрения диагональных и недиагональных матричных элементов антикоммутаторов (аксиально-) векторных токов и их моментов мы получаем широкий класс п.с. "неправильной сигнатуры", а также асимптотических ограничений для структурных функций лептон-адронных взаимодействий.

В Гл. 2 проведена проверка п.с. для сечений взаимодействия реальных фотонов с нуклонами и пионами в теоретико-полевых моделях мезодинамики.

Гл. 3 посвящена рассмотрению п.с. в квантовой электродинамике лептонов.

## Глава I

Определив в § 1 кинематическую структуру диагонального матричного элемента антикоммутатора двух векторных токов ( $a$  и  $b$  - изовекторные индексы,  $|p, S\rangle$  - адронное состояние с 4-импульсом  $p$  и спином  $S$ ):

$$A_{ab}^{\mu\nu}(p, q) \equiv \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle p, S | \{V_a^\mu(x), V_b^\nu(0)\} | p, S \rangle \quad (1)$$

и асимптотическое поведение структурных функций, мы излагаем в § 2 технику алгебры токов на световом конусе для получения п.с. "неправильной сигнатуры" для амплитуд виртуального комптон-эффекта вперед, которая приводит к общему соотношению:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dq_0 A_{ab}^{\mu\nu}(p, q) \Big|_{q_0^{\pm}} = \int d\vec{x} d^2\vec{x}_1 e^{-i\vec{q}_1 \cdot \vec{x}_1} \langle p, S | \{V_a^\mu(x), V_b^\nu(0)\} | p, S \rangle, \quad (2)$$

где  $q_0^{\pm} = \frac{q_0 \pm q^3}{\sqrt{2}}$ ,  $\vec{q}_1 = (q_1, q_2)$ .

Структура антикоммутатора токов на светоподобной гиперплоскости  $x^{\pm} = 0$  абстрагируется из свободной кварковой модели теории поля (§ 3). В отличие от алгебры коммутаторов определить антикоммутатор токов через известные биллокальные операторы удастся лишь с точностью до учета сингулярностей на световом конусе, причем сингулярность на конусе имеет непричинную структуру. Мы постулируем следующий вид операторной части антикоммутатора векторных токов на гиперповерхности  $x^{\pm} = 0$ :

$$\begin{aligned} \{V_a^\mu(x), V_b^\nu(0)\} \Big|_{x^{\pm}=0} \hat{=} & -\frac{2}{\alpha} \left\{ D^{(4)}(x) \left[ f_{abc} (S^{\mu\nu\alpha\beta} \bar{V}_c^\mu(x|_0) + \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \bar{a}_c^\mu(x|_0)) + \right. \right. \\ & \left. \left. + d_{abc} (S^{\mu\nu\alpha\beta} \bar{V}_c^\nu(x|_0) - \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} a_c^\nu(x|_0)) \right] \right\} + 2g^{\mu\alpha} D^{(4)}(x) \left[ f_{abc} \bar{V}_c^\nu(x|_0) + d_{abc} \bar{V}_c^\nu(x|_0) \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где  $V_a^\mu$  и  $a_a^\mu$  ( $\bar{V}_a^\mu$  и  $\bar{a}_a^\mu$ ) - эрмитовы (антиэрмитовы) части

векторного и аксиально-векторного бислокальных токов,

$S^{\mu\nu\alpha\beta} = g^{\mu\nu}g^{\alpha\beta} + g^{\mu\alpha}g^{\nu\beta} - g^{\mu\beta}g^{\nu\alpha}$ ,  $\epsilon^{\mu\nu\alpha\beta}$  - антисимметрический тензор и символ  $\underline{\Delta}$  отражает приближенный характер равенства (3) из-за

пренебрежения бислокальным оператором с канонической размерностью  $d = 6$ . В обозначениях Боголюбова и Ширкова<sup>/5/</sup> сингулярная функция  $D^{(4)}(x)$  определяется равенством:

$$-i D^{(4)}(x) = D^{(+)}(x) - D^{(-)}(x)$$

Формула (3) отличается от выражения, которое получается в свободной модели безмассовых кварков, предложенной в работе Гелл-Манна и Фрича<sup>/12/</sup>. Мы сохранили менее сингулярный вклад от массового члена, чтобы обеспечить самосогласованность процедуры получения п.с. из различных компонент  $A_{ab}^{\mu\nu}(p, q)$  в левой части (2). Точное значение операторной части коммутатора векторных токов в рассматриваемой модели получается из (3) путем замены

$$D^{(4)}(x) \rightarrow -i D(x), \text{ где } D(x) = D^{(+)}(x) + D^{(-)}(x).$$

Операторная структура коммутатора совпадает с соответствующими выражениями Дикуса и др.<sup>/11/</sup>.

На основе соотношений (2) и (3) мы получаем совокупность п.с. для структурных функций  $A_{ab}^{\mu\nu}(p, q)$ . В частности, из компонент  $(\mu, \nu) = (++)$  следует, что п.с. Готтфрида<sup>/17/</sup> для электро-рождения связано с антиэрмитовой частью векторного бислокального тока  $\bar{U}_c^{\mu}(x|0)$ :

$$\int_0^{\infty} d\nu W_2^{(ab)}(\nu, q^2) = 2d_{ab} \int_0^{\infty} d\alpha \frac{V_c^{-1}(0, \alpha)}{\alpha}, \quad (4)$$

$$\langle p, S | \bar{U}_c^{\mu}(x|0) | p, S \rangle = p^{\mu} V_c^{-1}(x^2, x, p) + \dots, \\ \alpha = x \cdot p, \quad \nu = p \cdot q.$$

В § 4 обсуждаются следствия особенностей алгебры антикомму-таторов токов вблизи светового конуса для природы полученных на ее основе результатов. Вследствие приближенного характера (3) полученные нами п.с. имеют, в принципе, асимптотический смысл и должны быть справедливы лишь в пределе больших масс виртуального фотона  $-q^2 \rightarrow \infty$ . Но явление "преждевременной" масштабной инва-риантности, наблюдаемое в экспериментах по неупругому  $e p$ -рассе-янию<sup>/25/</sup>, наводит на мысль, что наши п.с. фактически могут иметь смысл при не слишком больших значениях  $q^2$  ( $-q^2 \geq 1(\bar{\Lambda}c)^2$ ). Отме-чено также, что из-за неспричинной структуры сингулярности антиком-мутатора токов на конусе может следовать нарушение масштабно-инва-риантного поведения п.с. "неправильной сигнатуры" (т.е. появление специфической  $q^2$ -зависимости правой части) если матричные эле-менты бислокальных токов окажутся недостаточно гладкими вблизи ко-нуса.

В § 5 мы кратко обсуждаем вопросы сходимости полученных соот-ношений и извлечения из них информации об асимптотическом поведе-нии структурных функций при высоких энергиях. Из дополнительной информации о существовании локального предела у бислокальных токов и из (3) следует, что  $\nu W_3^{(ab)}(\nu, q^2) \rightarrow \text{const.}$  при  $\nu \rightarrow \infty$ . На языке полюсов Редже это значит, что  $\tilde{\alpha}(0) = 0$ , где  $\tilde{\alpha}(0)$  - редже-вский показатель траектории аксиально-векторного (скорее всего  $A_1^-$ ) мезона.

В § 6 показано, что наш формальный подход к выводу п.с. "неправильной сигнатуры" допускает наглядное истолкование на язы-ке составной модели партонов. Наши предположения о пренебрежимости несингулярного на конусе вклада от бислокального оператора с кано-нической размерностью  $d = 6$  в антикоммутатор токов эквивалентно



предположению о некогерентности амплитуд взаимодействия виртуального фотона с партонами.

В качестве дальнейшего изучения следствий из постулированной формулы (3), в § 7 рассматриваются специфические возможности техники алгебры моментов токов, т.е. производных от антикоммутационной функции (I). Затем предыдущие результаты обобщаются на структурные функции виртуального комптон-эффекта при ненулевом переданном импульсе (§ 8) и на амплитуды взаимодействия несохраняющихся аксиально-векторных токов с адронами, т.е. на структурные функции нейтринообразования (§ 9). В частности, получено обобщение п.с. Готтфрида (4) при  $t \neq 0$ .

В § 10 мы уделяем особое внимание вопросу получения п.с. "неправильной сигнатуры" для сечений взаимодействия реальных фотонов с адронами путем предельного перехода  $q^2 \rightarrow 0$  из п.с. для структурных функций электророждения. Из-за "асимптотического" характера последних такой переход нетривиален и требует дополнительных предположений о симметрии основного составного состояния частиц в рамках "квазипартонного" теоретико-полевого подхода. Таким образом показано, что релятивистское п.с. для флуктуации дипольного момента адрона<sup>/18/</sup> можно получить без использования операторных соотношений между токами и их моментами и без использования метода бесконечного импульса, на которых были основаны все предыдущие выводы.

## Глава 2

Рассмотрен другой аспект изучения п.с. для амплитуд комптоновского рассеяния, а именно - проверка п.с. для сечений

фотопоглодения на адронах. Все расчеты (за исключением § 3) выполнены в низшем порядке теории возмущений. Рассмотрена модель псевдоскалярной связи мезонов с полем нуклонов:

$$\mathcal{L}_{int}(x) = g \bar{\Psi}(x) \gamma_5 \zeta_i \Psi(x) \Pi_i(x) \quad (5)$$

и "сверхперенормируемые" модели квантовой связи полей с нулевым спином:

$$\mathcal{L}_{int}(x) = \lambda_1 \phi^*(x) \zeta_i \phi(x) \Pi_i(x) \quad (6)$$

$$\mathcal{L}_{int}(x) = \lambda_2 \Pi_i^*(x) \Pi_i(x) \sigma(x) \quad (7)$$

В § 1 дан краткий обзор методов получения рассматриваемых п.с. и современного состояния их экспериментальной проверки. Результаты проверки в низшем порядке по теории возмущений изложены и обсуждены в § 2. Довольно громоздкие выражения для сечений и параметров электромагнитной структуры частиц приведены в Приложении.

В рассматриваемых моделях (5)-(7) подтверждаются п.с. для изовекторного радиуса нуклона<sup>/10/</sup>, зарядового радиуса пиона<sup>/10/</sup> и квадрата магнитного момента нуклона<sup>/7/</sup>; выполняется также п.с. для флуктуации дипольного момента протона<sup>/17/</sup> и пиона<sup>/18/</sup>, что служит обоснованием применения метода антикоммутаторов токов вблизи светового конуса и определенных партонных моделей протона и пиона (без корреляции партонов).

В рамках суперперенормируемой модели (6) предложена модификация сверхсходящегося п.с. для  $\sigma\pi$ -взаимодействия<sup>/8/</sup> в виде соотношения:

$$\frac{2\lambda^2 \alpha}{\pi} (1-Z) = \int_0^\infty d\omega \left( \sigma_{\pi^0}(\omega) - \sigma_{\pi^+}(\omega) \right) \quad (8)$$

где константа перенормировки волновой функции пиона  $Z$  учитывает вклад в амплитуды от фиксированной особенности в комплексной  $\bar{J}$ -плоскости (фиксированный полюс  $\bar{J} = 0$ ).

В § 3 сделана попытка выйти за рамки теории возмущений и получить информацию о справедливости п.с., справедливую во всех порядках по константе мезонного взаимодействия. Мы приводим свидетельство в пользу справедливости п.с. Кабиббо-Радикати<sup>/10/</sup> во всех порядках по сильному взаимодействию с точностью до учета главных сингулярностей  $\sim \ln \mu_\pi$  в пределе нулевой массы пиона  $\mu_\pi \rightarrow 0$  и предположения о справедливости п.с. Адлера-Вайсбергера для перенормировки аксиально-векторной константы связи.

### Глава 3

Рассмотрены п.с. для сечений взаимодействия фотонов с лептонами. Применяя к электромагнитному току лептонов метод алгебры антикоммутирующих токов вблизи светового конуса, первоначально предложенный в Гл. I в рамках электродинамики адронов, мы получаем в § I релятивистское п.с. для полного сечения фотопоглощения, взвешенного по спектру тормозного излучения:

$$\frac{1}{3} \langle r_1^2 \rangle - \frac{K_e^2}{4m_e^2} = \frac{1}{4\pi\alpha} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \sigma_{tot}(\omega), \quad (9)$$

где  $\langle r_1^2 \rangle = 6 F_1'(0)$  - зарядовый радиус,  $K_e = F_2(0)$  - аномальный магнитный момент и  $F_1(q^2)$  и  $F_2(q^2)$  - дираковский и паулиевский факторы электрона. П.с. (9) было первоначально получено на основе применения стандартной техники бесконечного импульса к операторному соотношению между током и дипольным моментом электрона<sup>/23/</sup>:

$$\vec{\mathcal{D}}^2(t) = e^2 \int d^3\vec{x} \vec{x}^2 \rho(\vec{x}, t), \quad (10)$$

которое имеет смысл рассматривать в партонной модели электрона без электрон-позитронных пар.

Мы проверяем п.с. (9) в низшем порядке теории возмущений (§ I) и кратко обсуждаем проверку в следующем порядке (§ 2), в котором существенную роль для выполнения п.с. играют конфигурации с присутствием  $e^+e^-$ -пар. С помощью результатов работы Кураева, Липатова и Меренкова<sup>/26/</sup> можно убедиться, что п.с. (9) выполняется в порядке  $\alpha^2$  теории возмущений, если учитывать вклад в полное сечение  $\sigma_e$ -столкновений  $\sigma_{tot}(\omega)$  в порядке  $\alpha^3$  от всех эксклюзивных процессов, кроме процесса фотообразования  $e^+e^-$ -пар, определенного механизмом Бета-Гайтлера.

Применяя технику модели партонов в системе координат с бесконечным импульсом, в § 3 мы предлагаем релятивистское обобщение давно известного в теории атомного фотоэффекта п.с. для электрического дипольного поглощения фотонов<sup>/1/</sup>, которое включает полное сечение фотопоглощения с учетом радиационных поправок низшего порядка по константе тонкой структуры. В качестве примера, который иллюстрирует возможный способ использования этого п.с. для сравнения с результатами релятивистской теории радиационных процессов в кулоновском поле, сделано сравнение выражения для радиуса связанного электрона порядка  $\alpha$  и обусловленного им сдвига уровней энергии  $S$ -оболочки с вкладом собственной энергии в лэмбовский сдвиг уровней электрона.

В § 4 дисперсионное п.с. для магнитных моментов<sup>/7/</sup> применено к лептонам для оценки влияния гипотетических "тяжелых" лептонов<sup>/27/</sup>

на магнитные моменты электрона и мюона. Отмечено, что гипотеза резонансного "насыщения" п.с. делает необходимым существование "тяжелых" лептонов со спином  $J \geq 3/2$ . Из п.с. получены оценки на величину констант связи для радиационных переходов, которые по порядку величины соответствуют слабо-электромагнитным переходам и являются намного более ограниченными, чем оценки, вытекающие из анализа экспериментов по поиску "тяжелых" лептонов.

В Заключении подведены итоги проведенных исследований.

Основные результаты диссертации были опубликованы в работах /20,22,23/, представлены на международный симпозиум по взаимодействию фотонов и электронов при высоких энергиях (Бонн, август 1973 г.) и были доложены на международном семинаре по  $\mu$ - $e$ -проблемам (Москва, сентябрь 1972 г.) и сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, февраль 1974 г.).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. H. Bethe, E. Salpeter, Quantum mechanics of one- and two-electron atoms, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1957.  
Дж. Левинджер, Фотоядерные реакции, И.Л., 1964.
2. J.S.O'Connell, in Proceedings of the International Conference on Photonuclear reactions and Applications, California, 1973, p. 71.
3. С. Адлер, Р. Дашен, Алгебры токов и их применение в физике частиц, Мир, 1970.
4. M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, W. Thirring, Phys. Rev. 95, 1612 (1954).  
M.L. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme, Phys. Rev., 99, 986 (1955).
5. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, Гостехиздат, 1957.  
Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков, Введение в теорию квантованных полей, Гостехиздат, 1957.
6. F.E. Low, Phys. Rev., 96, 1428 (1954).  
M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, Phys. Rev., 96, 1433 (1954).  
Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ 39, 1286 (1960).
7. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао, ЖЭТФ 41, 1546 (1961).  
С.Б. Герасимов, Ядерная физика 2, 598 (1965)  
S.D. Drell, A.C. Hearn, Phys. Rev. Letters, 16, 908 (1966).
8. В.А. Матвеев, Л.Д. Соловьев и др., ОИЯИ, P2-3118, Дубна, 1967.  
H. Pagels, Phys. Rev. Letters 18, 316 (1967).  
H. Harari, Phys. Rev. Letters, 18, 319 (1967).
9. M.A.B. Beg, Phys. Rev. Letters 17, 333 (1966);  
Phys. Rev. 150, 1276 (1966).

10. N.Cabibbo, L.Radicati, Phys. Letters 19, 697 (1966).
11. D.A.Dicus, R.Jackiw, V.L.Teplitz, Phys. Rev. D4, 1733 (1971).
12. H.Fritzsch, M.Gell-Mann, in Broken scale invariance and the light-cone, Gordon and Breach, 1971.
13. J.D.Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969).
14. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, ЭЧАЯ, том 2, выпуск I (1971).
15. D.A.Dicus, D.R.Palmer, Phys. Rev., D6, 720 (1972).  
D.A.Dicus, V.L.Teplitz, Phys. Rev. D6, 2262 (1972);  
Errata, D8, 1942 (1973).  
D.A.Dicus, D.R.Palmer, Ann. Phys. 79, 68 (1973).
16. R.P.Feynman, Phys. Rev. Letters, 23, 1415 (1969).  
J.D.Bjorken, H.A.Paschos, Phys. Rev. 185, 1975 (1969).
17. K.Gottfried, Phys. Rev. Letters 18, 1174 (1967).
18. S.B.Gerasimov, JINR E2-4295, Dubna (1969).
19. M.I.Pavkovic, Nuovo Cimento 15n, 127 (1973).
20. S.B.Gerasimov, J.Moulin, JINR E2-7247, Dubna (1973).  
J.Moulin, JINR E2-7638, Dubna (1973).
21. G.C.Fox, D.Z.Freedman, Phys. Rev. 182, 1628 (1969).  
G.J.Gounaris, Phys. Letters 41B, 329 (1972).  
G.J.Aubrecht, W.W.Wada, Ann. Phys. 78, 376 (1973).  
I.Kerliner, SLAC-PUB-1179 (1973).
22. S.B.Gerasimov, J.Moulin, JINR E2-7497, Dubna (1973).
23. S.B.Gerasimov, J.Moulin, JINR E2-6722, Dubna (1972).
24. B.E.Lautrup, A.Peterman, E.de Raffeil, Physics Reports 3C, n<sup>o</sup>4 (1972).

25. E.D.Bloom, F.J.Gilman, Phys. Rev. D4, 2901 (1971).
26. Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Н.П.Меренков, Ядерная физика 18, 1075 (1973).
27. F.E.Low, Phys.Rev. Letters, 14, 238 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 апреля 1974 года.