

С324 + С323.4

M-91



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 5097

**Р.М. Мурадян**

**ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СИММЕТРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

**Специальность 041 - теоретическая физика**

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

А.М. Балдин,

доктор физико-математических наук

Л.Д. Соловьев,

член-корреспондент АН СССР

Д.В. Ширков

Ведущее предприятие:

Математический институт СО АН СССР

Автореферат разослан " " 1970 г.

Защита диссертации состоится " " 1970 г.

на заседании Совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. Асанов

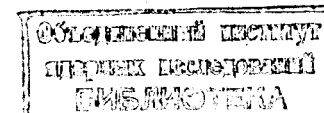
Р.М. Мурадян

ГЛУБОКО НЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И СИММЕТРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой  
степени доктора физико-математических наук

6912 пр.



Изучение глубоко неупругих лептон-адронных процессов является одним из основных средств исследования структуры частиц на малых расстояниях и поведения электромагнитных и слабых взаимодействий при высоких энергиях. Перечислим некоторые экспериментально осуществимые глубоко неупругие лептон-адронные процессы, рассматриваемые в первой и второй главах диссертации:

а) аннигиляция лептон-антилептонной пары в систему адронов:

$$e^+ + e^- \rightarrow \text{адроны} , \quad (1)$$

б) глубоко неупругое рассеяние электрона (или мюона) на протоне

$$e^- + p \rightarrow e^- + \text{адроны} \quad (2)$$

и глубоко неупругое рассеяние нейтрино и антинейтрино на нуклонах

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^- + \text{адроны} \quad (3)$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^+ + \text{адроны} , \quad (4)$$

в) образование лептон-антилептонной пары в сильных взаимодействиях

$$p + p' \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \text{адроны} , \quad (5)$$

а также процесс образования лептон-нейтринной пары в сильных взаимодействиях:

$$p + p' \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \text{адроны} \quad (6)$$

$$p + p' \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu + \text{адроны} . \quad (7)$$

Перечисленные процессы описываются различными каналами одной и той же диаграммы Фейнмана, представленной на рис. 1:

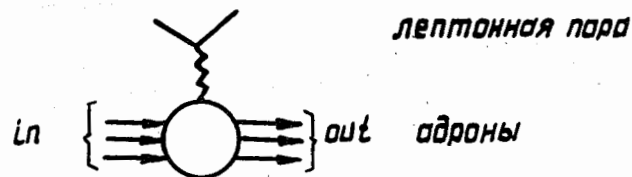


Рис. 1. Взаимодействие лептонной пары с системой адронов.

Матричный элемент, соответствующий этой диаграмме, факторизуется на лептонную и адронную части. Явный вид лептонной части хорошо известен. Адронный "черный ящик" характеризуется следующим матричным элементом

$$\langle \text{out} | J_\mu(0) | \text{in} \rangle , \quad (8)$$

где  $J_\mu(x)$  - оператор локального адронного электромагнитного  $J_\mu^{e.m.}(x)$  или слабого  $J_\mu^w(x)$  тока <sup>/1/</sup>. Несмотря на то, что явный вид этого матричного элемента неизвестен, тем не менее

о сечении процессов (1)-(7) можно получить вполне определенную информацию, используя требования релятивистской ковариантности P-, C- и T-преобразования и правила отбора, вытекающие из существования SU(2) или SU(3) - симметрий. Остается основная теоретическая трудность - отсутствие методов количественного описания динамики сильных взаимодействий. Это приводит к появлению в теории неизвестных функций - так называемых структурных функций или формфакторов. По существу, основной задачей теории и эксперимента является изучение этих формфакторов. Оно может пролить свет на такие фундаментальные проблемы, как структура частиц на малых расстояниях, существование элементарных составляющих адронов (кварки, партоны и т.д.). Можно надеяться, что подобная лептонная иллюминация позволит осветить адронный "черный ящик", подобно тому как в свое время излучение света позволило заглянуть внутрь атома. Важность изучения глубоко неупругих процессов была подчеркнута рядом авторов <sup>/2-7,11/</sup>.

В настоящей диссертации для получения динамической информации о структурных функциях глубоко неупругих процессов рассматриваются три теоретические схемы, основанные на:

- 1) автомодельности или масштабной инвариантности,
- 2) алгебре токов,
- 3) векторной доминантности.

Эксперименты группы SLAC-MIT, в которых измерялось сечение процесса (2), выявили весьма интересную "точечную" картину поведения амплитуд электророждения. Оказалось, что дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma^{ep}}{dq^2}$  велико и примерно равно моттовскому сечению для рассеяния на бесструктурном точечном протоне <sup>/8/</sup>. Аналогичная точечная картина наблюдалась в экспериментах CERN'a по глубоко неупругому рассеянию нейтрино на нуклонах <sup>/9/</sup> в процессе (3). Эти эксперименты показали, что полное сечение взаимодействия нейтрино с нуклонами при достигнутых в настоящее время энергиях линейно растет следующим образом:

$$\sigma_{tot}^{\nu N} = (0,8 \pm 0,2) E_{\nu} 10^{-38} \frac{\text{см}^2}{\text{нуклон}} \quad (E_{\nu} \text{ в ГэВ}). \quad (9)$$

С другой стороны, коэффициент наклона для упругого ("точечного") процесса  $\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow \mu^{+} + n$ , вычисленный на основе простейшей диаграммы теории возмущений, лишь слегка отличается и равен примерно 1,3. Простое объяснение этих фактов можно получить на основе гипотезы автомодельности или масштабной инвариантности, заключающейся в следующем. Предположим, что при описании глубоко неупругих электромагнитных и слабых процессов никакие постоянные размерные величины - масса, "элементарная длина" и т.п. - не играют существенной роли, и, таким образом, формфакторы могут зависеть только от переменных кинематических инвариантов. Тогда принцип приближенной автомодельности может быть сформулирован так /10-13/ при изменении шкалы измерения импульсов в  $\lambda$  раз формфакторы электромагнитных и слабых процессов преобразуются как однородные функции соответствующей размерности. Можно ожидать, что при низких энергиях необходимость учета масс частиц искажает картину сильных взаимодействий, в то время как при высоких энергиях (и больших значениях других инвариантных переменных), когда массами рожденных частиц можно пренебречь, ситуация существенно упрощается и асимптотическое поведение формфакторов глубоко неупругих электромагнитных и слабых взаимодействий имеет характер, аналогичный так называемому автомодельному или самоподобному поведению решений ряда задач гидродинамики, например, задачи сильного точечного взрыва /14-15/. Качественно эта гипотеза подкрепляется тем фактом, что главные особенности сингулярных функций теории поля не зависят от масс (см., например, /1/). Эти простые предположения в сочетании с анализом размерности формфакторов различных конкретных процессов позволяют сделать ряд предсказаний. В частности, для процесса (1) аннигиляции

лептон-антилептонной пары в адроны из принципа автомодельности при масштабных преобразованиях шкалы импульсов  $q \rightarrow \lambda q$ , с учетом того, что спектральная функция  $\rho(q^2)$  безразмерна [ $\rho(q^2) = 1$ ], следует, что

$$\rho(\lambda^2 q^2) = \rho(q^2) = \text{const} \quad (10)$$

и таким образом сечение аннигиляции (1) асимптотически должно вести себя аналогично случаю "точечного" процесса

$e^{+} + e^{-} \rightarrow \mu^{+} + \mu^{-}$ , вычисленного на основании теории возмущений:

$$\sigma_{tot}^{e^{+}e^{-}}(q^2) = \frac{\text{const}}{q^2} \quad (11)$$

Такое поведение совпадает с предсказанием алгебры кварковых токов /16/. При помощи обратного фурье-преобразования из (11) можно получить для среднего по вакууму от коммутатора электромагнитных токов:

$$\langle 0 | [J_{\mu}^{e.m.}(x), J_{\nu}^{e.m.}(0)] | 0 \rangle = \frac{ic}{\pi} (g_{\mu\nu} \square - \partial_{\mu} \partial_{\nu}) \delta(\vec{x}) \mathcal{P} \left( \frac{1}{x_0} \right), \quad (12)$$

откуда следует, что одновременный коммутатор между временной и пространственными компонентами электромагнитного тока равен швингеровскому члену с квадратично-расходящимся с числовым коэффициентом  $\lim_{r \rightarrow 0} \frac{1}{r^2} \frac{ic}{\pi} \nabla_{\mu} \delta(\vec{x})$ . В качестве следующего примера применения принципа автомодельности рассмотрен процесс (5) образования мюонной пары при глубоко неупругом столкновении двух адронов. Сечение рассматриваемого процесса может быть выражено при помощи следующего тензора второго ранга /17,18,19/:

$$\begin{aligned} \rho_{\mu\nu}(p, p', q) &= \sum_N (2\pi)^4 \delta(p + p' - q - p_N) \langle p, p' | \text{in} | J_{\mu}^{e.m.}(0) | N \text{out} \rangle \langle N \text{out} | J_{\nu}^{e.m.}(0) | p, p' | \text{in} \rangle \\ &= \rho_1 \left( -g_{\mu\nu} + \frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2} \right) + \rho_2 \mathcal{P}_{\mu} \mathcal{P}_{\nu} + \rho_3 \mathcal{P}'_{\mu} \mathcal{P}'_{\nu} + \rho_4 (\mathcal{P}_{\mu} \mathcal{P}'_{\nu} + \mathcal{P}_{\nu} \mathcal{P}'_{\mu}) + \\ &+ i \rho_5 (\mathcal{P}_{\mu} \mathcal{P}'_{\nu} - \mathcal{P}_{\nu} \mathcal{P}'_{\mu}), \end{aligned} \quad (13)$$

описывающего содержимое адронного "черного ящика" комптон-эффекта на двух адронах в направлении вперед (см. рис. 2):

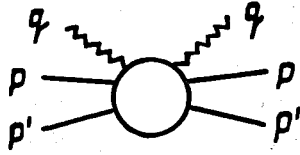


Рис. 2. Амплитуда комптон-эффекта на двух адронах в направлении вперед.

Размерности этого тензора и формфакторов равны соответственно:

$$[\rho_{\mu\nu}(p, p', q)] = [m^{-2}], \quad [\rho_i] = [m^{-2}], \quad [\rho_i] = [m^{-4}] \quad i=2,3,4,5 \quad (14)$$

При масштабных преобразованиях шкалы импульсов

$$p \rightarrow \lambda p, \quad p' \rightarrow \lambda p', \quad q \rightarrow \lambda q \quad (15)$$

с учетом принципа автомодельности следует, что

$$\rho_{\mu\nu}(\lambda p, \lambda p', \lambda q) = \lambda^{-2} \rho_{\mu\nu}(p, p', q), \quad (16)$$

откуда вытекает, что из принципа автомодельности можно ожидать следующее асимптотическое поведение формфакторов при больших значениях инвариантов:

$$\rho_i(p, p', p, q, p', q, q^2) = \frac{1}{q^2} F_i\left(\frac{p \cdot q}{p \cdot p'}, \frac{p \cdot q'}{p \cdot p'}, \frac{q^2}{p \cdot p'}\right), \quad (17)$$

$$\rho_i(p \cdot p', p \cdot q, p \cdot q', q^2) = \frac{1}{q^4} F_i\left(\frac{p \cdot q}{p \cdot p'}, \frac{p \cdot q'}{p \cdot p'}, \frac{q^2}{p \cdot p'}\right), \quad i=2,3,4,5,$$

где  $F_i$  - безразмерные функции безразмерных переменных. Заметим, что автомодельный или самоподобный характер формфакторов электромагнитных и слабых процессов позволяет в асимптотической области, во-первых, уменьшить на единицу число независимых переменных, во-вторых, зная формфакторы при одном наборе инвариантов, предвидеть их значение при другом, с условием, что их определенные отношения фиксированы. Не исключено, что в действительности может осуществляться "частичная" автомодельность, когда она имеет место не по всем переменным, а лишь по некоторым избранным. В дальнейшем было бы интересно понять механизм нарушения автомодельности или масштабной инвариантности. Этот вопрос тесно связан с идеей спонтанного нарушения конформной симметрии до симметрии группы Пуанкаре /11,20-22/. В широком классе лагранжевых теорий поля дивергенции токов специальных конформных и масштабных преобразований связаны соотношением /12,21,22/

$$\partial_\mu C^{\mu\nu} = 2x^\nu \partial_\mu S^\mu = x^\nu \theta_\mu^\mu, \quad (18)$$

где  $\theta_\mu^\mu$  - шпур тензора энергии-импульса. Отсюда видно, что нарушение конформной симметрии должно происходить "минимальным" образом из-за нарушения масштабной инвариантности.

В случае, если лагранжиан не зависит от масс и других размерных постоянных,  $\theta_\mu^\mu = 0$ . Это приводит, как было предложено выше, к масштабной инвариантности. Более детальное применение идей нарушенной конформной симметрии, по-видимому, позволит разработать методы вычисления поправок к асимптотическим автомодельным значениям формфакторов неупругих лептон-адронных процессов.

Отметим, что в масштабно-инвариантных теориях, например, в теории с взаимодействием  $\lambda \phi^4$ , асимптотическое поведение контролируется фиксированными сингулярностями типа ветвлений, в то время как сильные взаимодействия имеют

реджевскую асимптотику и поэтому принцип автомодельности, по-видимому, не приведет к полезным результатам при изучении чисто сильных взаимодействий.

Используя алгебру токов, для предельных автомодельных значений формфакторов могут быть получены правила сумм, содержащие информацию о структуре адронного тока /11,17/. Фурье-образ диагонального матричного элемента коммутатора электромагнитных токов

$$R_{\mu\nu}(p, p', q) = \int dx e^{-iqx} \langle p, p' | \text{in} | [J_{\mu}^{e.m.}(x), J_{\nu}^{e.m.}(0)] | p, p' | \text{in} \rangle^c \quad (19)$$

связан величиной  $\rho_{\mu\nu}(p, p', q)$ , определяющей сечение процесса (5) соотношением:

$$R_{\mu\nu}(p, p', q) = \rho_{\mu\nu}(p, p', q) + \tilde{\rho}_{\mu\nu}(p, p', q) - \rho_{\nu\mu}(p, p', -q) - \tilde{\rho}_{\nu\mu}(p, p', -q), \quad (20)$$

где через  $\tilde{\rho}_{\mu\nu}$  обозначен вклад 15 слабосвязанных  $z$ -диаграмм. Из закона сохранения импульса и условия спектральности следует, что при  $q^2 > 0$ :

$$\rho_{\mu\nu}(p, p', q) = \theta(\nu) \theta((\sqrt{s} - \sqrt{q^2})^2 - m_N^2) \rho_{\mu\nu}(p, p', q) \quad (21)$$

$$\tilde{\rho}_{\mu\nu}(p, p', q) = \theta(-\nu) \theta(m_N^2 - (\sqrt{s} + \sqrt{q^2})^2) \tilde{\rho}_{\mu\nu}(p, p', q), \quad (22)$$

и, таким образом, в физической области вклад  $\tilde{\rho}_{\mu\nu}(p, p', q)$  точно равен нулю. Однако при выводе правил сумм используется вся область, как физическая, так и нефизическая, и тогда ненулевой вклад могут дать  $z$ -диаграммы из второй части коммутатора  $\tilde{\rho}_{\nu\mu}(p, p', -q)$ . Можно показать, что при обычных предположениях, общепринятых при выводе правил сумм при помощи алгебры токов, вклад этих диаграмм стремится к нулю при  $s \rightarrow \infty$ . Как видно из условия (22), в этом пределе вклады  $z$ -диаграмм определяются промежуточными состояниями адронов  $N$  с бесконечно тяжелыми эффективными массами

$m_N^2$ . Действительно, вклад диаграмм определяется выражением типа:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \rho_{TL}^{(-)}(\vec{p}, \vec{p}', -|q_0|) = -\frac{1}{\pi} \int_s^{\infty} \frac{dm_N^2}{2E_N} \rho_{TL}^{(-)}(\vec{p}, \vec{p}', -|q_0|). \quad (23)$$

Предполагая, что можно изменить порядок интегрирования и перехода к пределу  $s \rightarrow \infty$ , и переходя к этому пределу под знаком интеграла при фиксированном значении  $m_N^2$ , найдем, что вклад диаграмм в правила сумм исчезает в этом пределе. Окончательно эти правила сумм принимают вид:

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} d\omega \omega F_{TL}^{(-)}(\alpha, \beta, \omega) = B_{xz}(\alpha, \beta) - B_{zx}(\alpha, \beta) \quad (24a)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} d\omega \omega F_{T_1}(\alpha, \beta, \omega) = C_{xx}(\alpha, \beta) \quad (24б)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} d\omega \omega F_{T_2}(\alpha, \beta, \omega) = C_{yy}(\alpha, \beta) \quad (24в)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} d\omega \omega F_L(\alpha, \beta, \omega) = C_{zz}(\alpha, \beta) \quad (24г)$$

$$\frac{1}{\pi} \int_0^{\omega_0} d\omega \omega F_{TL}^{(+)}(\alpha, \beta, \omega) = C_{xz}(\alpha, \beta) + C_{zx}(\alpha, \beta), \quad (24д)$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\omega$  - некоторые безразмерные комбинации инвариантов, а безразмерные величины  $B_{ij}(\alpha, \beta)$  и  $C_{ij}(\alpha, \beta)$  определены следующим образом:

$$B_{ij}(\alpha, \beta) = \lim_{p_0, p_0' \rightarrow \infty} p_0 B_{ij}(\vec{p}, \vec{p}'), \quad C_{ij}(\alpha, \beta) = \lim_{p_0, p_0' \rightarrow \infty} C_{ij}(\vec{p}, \vec{p}') \quad (25)$$

$\alpha, \beta$  - фикс.  $\alpha, \beta$  - фикс.

$$B_{ij}(\vec{p}, \vec{p}') = -i \int d\vec{x} \langle p, p' | \text{in} | [J_i^{e.m.}(\vec{x}, 0), J_j^{e.m.}(0)] | p, p' | \text{in} \rangle^c \quad (26)$$

$$C_{II}(\vec{p}, \vec{p}') = -i \int dx^4 \langle p, p' | in | [J_1^{e.m.}(x, 0), J_1^{e.m.}(0)] | p, p' | in \rangle^c. \quad (27)$$

Правые части равенств (24) существенно зависят от выбора конкретной модели и поэтому могут служить критерием для выбора той или иной модели, определяющей структуру электромагнитного тока адронов. В частности, для поляризационного формфактора из (24а) следует, что

$$\int_0^{\omega_0} d\omega F_{TL}^{(-)}(\alpha, \beta, \omega) = \begin{cases} \text{const} & \text{(модель кварков)} \\ 0 & \text{(алгебра полей)}. \end{cases} \quad (28)$$

Надежную информацию о спектре масс ди-мюона можно получить, воспользовавшись гипотезой векторной доминантности.

В целях применения гипотезы векторной доминантности удобно представить точную формулу для спектра масс в виде:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{q^2} \left(1 - \frac{q^2 - 4m_\mu^2}{3q^2}\right) \sqrt{\frac{q^2 - 4m_\mu^2}{q^2}} \sigma^{Y^*}(s, q^2), \quad (29)$$

где  $\sigma^{Y^*}$  — полное сечение рождения виртуального  $Y^*$  фотона в процессе  $p + p' \rightarrow Y^* + \text{адроны}$ . Согласно гипотезе векторной доминантности, оно связано с полным сечением образования реальных векторных мезонов в процессе  $p + p' \rightarrow V + \text{адроны}$  следующим образом:

$$\sigma^{Y^*}(s, q^2) = \frac{\alpha}{4} \left[ \left(\frac{m_\rho}{m^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\rho^2} \sigma^\rho(s) + \left(\frac{m_\omega}{m^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\omega^2} \sigma^\omega(s) + \left(\frac{m_\phi}{m^2 - q^2}\right)^2 \frac{4\pi}{\gamma_\phi^2} \sigma^\phi(s) \right] \quad (30)$$

Подставляя (30) в (29) и воспользовавшись экспериментальными данными об образовании векторных мезонов в сильных взаимодействиях, окончательно получим для спектра масс ди-мюона, образующего в протон-протонных столкновениях с  $p_{lab} = 28,5 \frac{\text{ГэВ}}{c}$  следующее выражение ( $m_\mu = \sqrt{q^2}$ ):

$$\frac{d\sigma_{pp}}{dm_\mu} = \frac{2,2 \cdot 10^{-34}}{m_\mu^5} \frac{\text{см}^2}{\text{ГэВ}}. \quad (31)$$

Соответствующая кривая приведена на рис. 3 и хорошо согласуется с предварительными данными группы Ледермана [23]. В §6 получена оценка для нижнего предела спектра масс ди-мюона, связывающая ее с аналитическим продолжением полного сечения протон-протонного взаимодействия в нефизическую область. Матричный элемент процесса образования ди-мюона, когда  $|\vec{p}'| \rightarrow \infty$  равен:

$$\langle N_{out} | J_\mu^{e.m.}(0) | p, p' | in \rangle \xrightarrow{|\vec{p}'| \rightarrow \infty} \frac{P'_\mu}{E'} \langle N_{out} | J_0^{e.m.}(0) | p, p' | in \rangle + O\left(\frac{1}{|\vec{p}'|}\right). \quad (32)$$

Это означает, что процесс главным образом определяется нулевой компонентой электромагнитного тока, т.е. имеет "кулоновский" характер. Используя (32) в пределе Бьёркена, можно получить следующую приближенную формулу для спектра масс ди-мюона:

$$\frac{d\sigma_{pp}}{dq^2} = \frac{\alpha^2}{3\pi^2} \frac{m^2}{s^2} \frac{1}{q^4} \int_{\delta_{min}}^{\delta_{max}} d\Delta^2 \int d\delta \sqrt{\delta^2 - \Delta^2} \sigma_{pp}(\delta, \Delta^2). \quad (33)$$

Здесь  $\sigma_{pp}(\delta, \Delta^2)$  представляет собой аналитическое продолжение полного сечения протон-протонного рассеяния в нефизическую область, где квадрат массы одного из протонов равен отрицательной величине  $\Delta^2$ , а инвариант  $\delta$  равен энергии этого же протона в лабораторной системе. Если из аксиоматической теории поля или из аналитической теории S-матрицы получить ограничение на  $\sigma_{pp}$  вне массовой поверхности, то формула (33) немедленно даст ограничение на спектр масс.

В §7 первой главы изучен процесс электророжения с одним выделенным адроном в конечном состоянии:



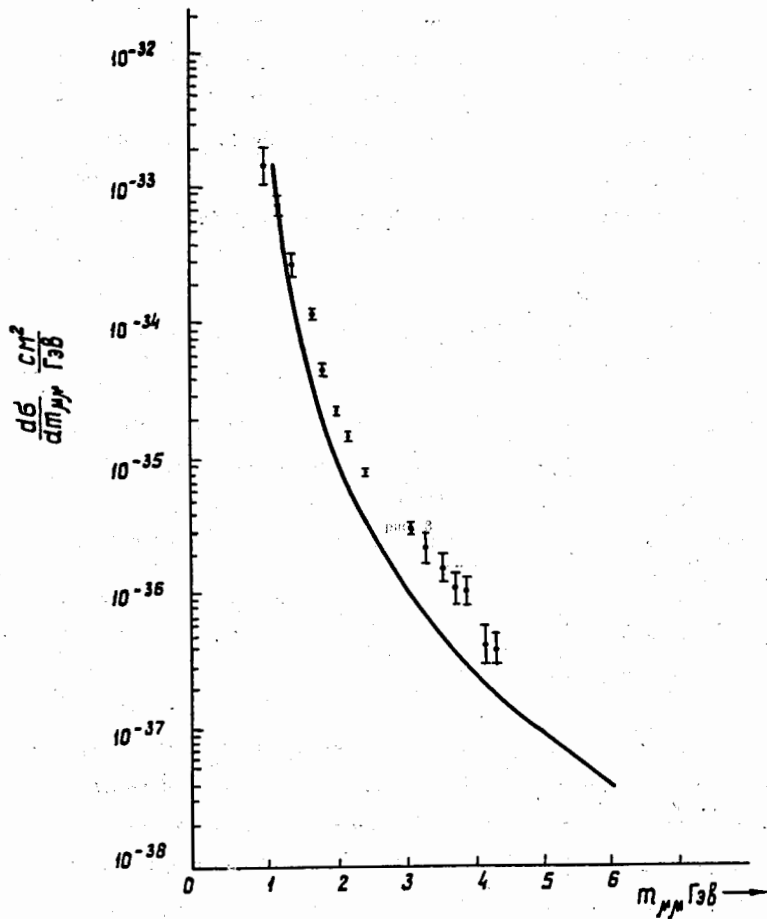


Рис. 3. Предсказание модели векторной доминантности для спектра масс ди-мюона, образующегося в протон-протонном столкновении с  $p_{lab} = 28,5 \frac{\text{ГэВ}}{c}$  согласно формуле (31).

Экспериментальные точки соответствуют предварительным данным Ледермана и др. /23/ при той же лабораторной энергии протонов для ди-мюонов с лабораторным импульсом

$$p_{\mu} > 14 \frac{\text{ГэВ}}{c}.$$

$$e^- + p \rightarrow e^- + p' + \text{адроны}, \quad (34)$$

протекающий в однофотонном приближении согласно диаграмме рис. 4.

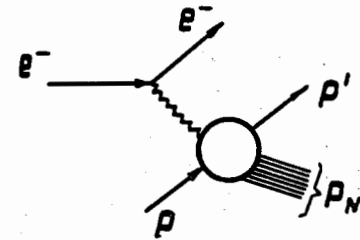


Рис. 4. Глубоко неупругое лептон-адронное рассеяние с одним выделенным адроном в конечном состоянии.

Ввиду кроссинговых свойств теории поля эта реакция тесно связана с процессом (5) образования лептонной пары в сильных взаимодействиях

$$r_{\mu\nu}(p, p'; q) = \bar{r}_{\mu\nu}(p, -p'; -q). \quad (35)$$

На основе автомодельности найдена связь пяти структурных функций процесса (34) с одновременными коммутаторами компонент электромагнитного тока и ее производной. Отмечено, каким образом полученные правила сумм могут служить критерием для выбора различных моделей электромагнитного тока.

В §1 второй главы соотношение Адлера между сечениями взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклоном исследуется двумя различными методами: на основании теоремы Фрагмена-Линделёфа и при помощи свёрхсходящихся дисперсионных правил сумм. В первом подходе используются асимптотические теоремы А.А. Логунова с сотрудниками /24/ для амплитуд упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на протоне в направлении вперед  $M^{\nu p}(E)$  и  $M^{\bar{\nu} p}(E)$  в рамках низшего приближе-

ния по константе слабого взаимодействия  $G$ . Следует, однако, подчеркнуть, что амплитуды процессов слабого взаимодействия могут, вообще говоря, не удовлетворять асимптотическому условию

$$\frac{\operatorname{Re} M(E)}{\operatorname{Im} M(E)} \rightarrow 0 \quad \text{при } E \rightarrow \infty, \quad (36)$$

которое необходимо для доказательства теоремы Померанчука о равенстве полных сечений частиц и античастиц при данном подходе. Разделим амплитуды на две части

$$M^{\nu p} = M^{\nu p} + \Delta^{\nu p} \quad (37)$$

$$\bar{M}^{\bar{\nu} p} = \bar{M}^{\bar{\nu} p} + \bar{\Delta}^{\bar{\nu} p}, \quad (38)$$

где величины  $\Delta^{\nu p}$  и  $\bar{\Delta}^{\bar{\nu} p}$  определяются исключительно эффектами сильных взаимодействий и обращаются в нуль, если их выключить, а амплитуды  $M_0^{\nu p}$  и  $\bar{M}_0^{\bar{\nu} p}$  даются диаграммами Фейнмана, приведенными на рис. 5 (при  $\theta_c = 0$ ):

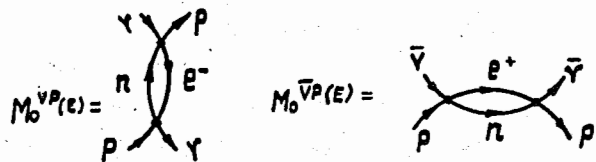


Рис. 5. Диаграммы Фейнмана для амплитуд упругого рассеяния нейтрино и антинейтрино на протоне в низшем порядке по  $G$  при выключенных сильных взаимодействиях.

Предполагая, что величины  $\Delta^{\nu p}$  и  $\bar{\Delta}^{\bar{\nu} p}$  удовлетворяют асимптотическому требованию:

$$\frac{\operatorname{Re} \Delta^{\nu p}}{\operatorname{Im} \Delta^{\nu p}} \rightarrow 0, \quad \frac{\operatorname{Re} \bar{\Delta}^{\bar{\nu} p}}{\operatorname{Im} \bar{\Delta}^{\bar{\nu} p}} \rightarrow 0 \quad \text{при } E \rightarrow \infty, \quad (39)$$

получим на основании теоремы Фрагмена-Линделёфа проинтегрированное соотношение Адлера:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} (\sigma^{\bar{\nu} p} - \sigma^{\nu p}) = \sigma_0^{\bar{\nu} p} = \frac{G^2}{\pi} 2mE. \quad (40)$$

Для того, чтобы получить соотношение между дифференциальными сечениями, можно воспользоваться методом сверхсходящихся дисперсионных правил сумм /25,26/. Вычитая нереджековский вклад чисто слабого взаимодействия, предположим, что оставшаяся часть амплитуды удовлетворяет условию сверхсходимости, что весьма правдоподобно, так как с точки зрения реджис-траекторий ее асимптотическое поведение должно определяться  $\rho$ -траекторией:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \operatorname{Im} T^{\approx(1)-}(\nu, q^2) d\nu = 0, \quad q^2 < 0.$$

Это соотношение эквивалентно правилу сумм Адлера /6/:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \left( \frac{d\sigma^{\bar{\nu} p}}{d|q^2|} - \frac{d\sigma^{\nu p}}{d|q^2|} \right) = \frac{G^2}{\pi} (\cos^2 \theta_c + 2 \sin^2 \theta_c). \quad (41)$$

В §2 рассмотрены процессы (6), (7) образования пар лептонов  $\mu^- \bar{\nu}_\mu$  и  $\mu^+ \nu_\mu$  в сильных взаимодействиях, как согласно обычной универсальной теории фермиевского типа, так и в результате рождения  $W$ -мезона.

Третья глава посвящена некоторым вопросам теории высших симметрий элементарных частиц. Успехи теории  $SU(6)$ -симметрии усилили интерес к поискам новых групп симметрии элементарных частиц. В §2 третьей главы, посвященном анализу физического смысла генераторов группы  $SU(6)$ , в частности, дается теоретико-групповое определение оператору магнитного момента, что позволяет вычислять его матричные элементы в любых представлениях группы. При этом следует связь между магнитными моментами частиц из 56-плета и 35-плета, которую кратко можно выразить в виде равенства магнитных моментов протона и  $\rho^+$ -мезона:  $\mu_p = \mu_{\rho^+}$ . Это позволяет

выразить через магнитный момент протона магнитные моменты и ширины радиационных распадов всех векторных мезонов из 35-плета:  $\mu_p = \mu_{\rho^+} = \mu_{K^{*+}} = 3\mu_{\rho \rightarrow \pi} = \sqrt{3}\mu_{\rho \rightarrow \eta} = \mu_{\omega \rightarrow \pi}$ . Сформулированная здесь гипотеза о связи магнитного момента с генератором группы SU(6), как было отмечено Л.Д. Соловьевым /32/, дает те же результаты, что и нерелятивистская кварковая модель, если считать, что магнитный момент кварка не зависит от того, находится ли кварк в барионе или мезоне /33/. Однако эта гипотеза позволяет обойтись без предположения о существовании кварков, используя лишь групповой язык.

В §3 для описания симметрии системы покоящихся адронов применяются коммутационные соотношения алгебры векторных полей. При этом вместо SU(6) возникает 35-параметрическая некомпактная группа SU(2) × SU(3). T<sub>24</sub>, являющаяся полупрямым произведением группы SU(2) × SU(3) на абелеву подгруппу трансляций в 24-мерном пространстве T<sub>24</sub>. При этом для отношения d- и f-связи в аксиальном токе мы приходим к результату

$$\frac{d}{f} = 3, \quad (42)$$

что отличается от результата SU(6) и согласуется с результатом дисперсионных правил сумм /28/ с гипотезой неаддитивных кварковых токов /35/.

В §4 получена массовая формула для произвольного мультиплета SU(6) /36/.

В §5 обсуждается проблема релятивизации SU(6)-симметрии /31/ (см. также /37/). Обсуждается симметрия SL(6, C) T<sub>36</sub>.

В §6 изучаются возможные симметрии лептонной системы e, μ, ν<sub>e</sub> и ν<sub>μ</sub>. Указано, что с теоретико-групповой точки зрения между понятиями электрического и мюонного зарядов существует определенное равноправие, что приводит к следующей возможной цепочке нарушенных лептонных симметрий:

$$SU(4) \supset Sp(4) \supset SU(2) \times SU(2) \supset SU(2). \quad (43)$$

Предполагая, что взаимодействие, приводящее к расщеплению масс лептонов, преобразуется как T<sub>1</sub><sup>1</sup> - компонента тензора T<sub>k</sub><sup>1</sup>, принадлежащего к 15-мерному присоединенному представлению группы SU(4), можно получить следующую массовую формулу для лептонов

$$m = m_0 + m_1 \frac{Q Q_\mu}{\mu}, \quad (44)$$

где Q - электрический, а Q<sub>μ</sub> - мюонный заряды. Произведение Q Q<sub>μ</sub> отлично от нуля только для мюона и таким образом он отщепляется от остальных лептонов /38-40/.

В §7 исследуется вопрос о построении релятивистских представлений локальной алгебры токов. Для этого подробно изучены свойства матричных элементов токов между состояниями с произвольным спином при лоренцовских преобразованиях. Показано, что это рассмотрение существенно упрощается в системе p<sub>z</sub> = ∞ и для произвольного локального оператора Γ(x) имеет место следующее соотношение между матричными элементами, вычисленными в системе p<sub>z</sub> = ∞ и в системе Брейта:

$$\begin{aligned} & \langle m', s'; \frac{k}{2}, 0, p_z = \infty, \lambda' | \Gamma(0) | m, s; -\frac{k}{2}, 0, p_z, \lambda \rangle = \\ & = \sqrt{\frac{e e'}{E E'}} \sum_{\mu \mu'} d_{\lambda \mu'}^{s' s}(\omega') \langle m', s'; 0, 0, \frac{q}{2}, \mu' | G \Gamma(0) G^{-1} | m, s; 0, 0, -\frac{q}{2}, \mu \rangle d_{\mu \lambda}^s(\omega), \end{aligned} \quad (45)$$

где ω - угол вignerовского вращения  $\text{tg } \omega = \frac{2mk}{m'^2 - m^2 + k^2}$ , а ω' получается из ω заменой m' → m, k → -k. Используя вытекающие отсюда угловые условия, можно найти релятивистские представления локальных коммутационных соотношений. Аналогичные

представления были использованы для нахождения релятивистских поправок к аксиальной константе  $B$  -распада в релятивистской модели мезонов, построенных из свободного кварка и антикварка /47/.

Таким образом, основными результатами диссертации являются:

а) формулировка принципа автомодельности, позволяющая простым и экономным способом описать большое количество закономерностей в глубоко неупругих лептон-адронных взаимодействиях;

б) вывод на основе сочетания принципа автомодельности и алгебры токов специальных правил сумм, позволяющих, в принципе, решить фундаментальный вопрос о структуре адронного электромагнитного тока;

в) получено предсказание для спектра масс ди-мюона, образующегося при глубоко неупругих адронных столкновениях на основе гипотезы векторной доминантности;

г) дан новый вывод соотношения Адлера для глубоко неупругих нейтринных реакций, основанный на применении теоремы Фрагмена-Линделёфа и метода свёрхсходящихся дисперсионных правил сумм;

д) сформулирована гипотеза о прямой связи одного из генераторов группы  $SU(6)$  с магнитными моментами адронов. Этим путем получены соотношения между магнитными моментами барионов из 56-плета и мезонов из 35-плета, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными.

е) предложены различные модификации группы  $SU(6)$ . Наиболее интересной является статическая симметрия, основанная на некомпактной 35-параметрической группе  $SU(2) \times SU(3)_{24}$ , из которой вытекает  $d/f = 3$ .

Эти результаты докладывались на всесоюзных и международных конференциях и опубликованы в работах /5,10-12,17, 29-31, 34,36,39,40,43/

1. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. ГИТТЛ, Москва, 1957.
2. М.А. Марков. Нейтрино. Изд-во "Наука", Москва, 1964. Препринт ОИЯИ, Е2-4370, Дубна, 1969.
3. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, О.А. Хрусталева. Проблемы теоретической физики, стр. 90, Изд-во "Наука", Москва, 1969. A.A. Logunov, M.A. Mestvirishvili, Ngyen van Hieu, Phys.Lett., 25B, 661 (1967).
4. А.М. Балдин. В сборнике "Электромагнитные взаимодействия и структура элементарных частиц", стр. 3, Изд-во "Мир", Москва, 1969.
5. Р.М. Мурадян. Взаимодействия нейтрино и антинейтрино с нуклоном при высоких энергиях. Труды Международного семинара по теории элементарных частиц, Варна, Болгария, P2-4050, Дубна, 1968.
6. S. Adler. Phys.Rev., 143, 1144 (1966).
7. J.D. Bjorken Current algebra at Small Distances Lecture in Varenna School Course 41, Varenna, Italy, (1967).
8. E.D. Bloom et al. Phys.Rev.Lett., 23, 930 (1969). M. Breidenbach et al. Phys.Rev.Lett., 23, 935 (1969).
9. I. Budagov et al. Phys. Lett., 30, B364 (1969). D.H. Perkins Topical Conference on Weak Interactions, p. 1, CERN 69-7, Geneva. (1969).
10. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Сообщение ОИЯИ, P2-4578, Дубна, 1969.
11. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Доклад на Международном семинаре по векторным мезонам и электромагнитным взаимодействиям, 2-4816, Дубна, 1969.
12. V.A. Matveev, R.M. Muradyan, A.N. Tavheligidze. Preprint JINR E2-4968, Dubna, 1970.
13. J.D. Bjorken. Preprint SLAC PUB-571 (1969).

14. Л.И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, Москва, 1958.
15. К.П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды, ГИТТЛ, Москва, 1958.
16. J.D. Bjorken. *Phys.Rev.*, 148, 1467 (1966).
17. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, P2-4543, Дубна, 1969.
18. R.J. Oakes. *Nuovo Cimento* 44, 440 (1966).
19. Ю.С. Суровцев, Ф.Г. Ткебучава. Препринт ОИЯИ, P2-4524, Дубна, 1969.
20. A.N. Tavkhelidze. Talk at the Coral Gabels Conference, 1969.
21. M. Gell-Mann. Talk at the Coral Gabels Conference, 1969.
22. D.J. Gross, I. Wess. Preprint CERN TH-1076, Geneva, (1969). C.G. Callan, S. Coleman, R. Jackiw. Preprint CTP-113, 1969.
23. J. Christenson, H. Hicks, L.M. Lederman et al. Talk at the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Daresbury, England, 1969.
24. A.A. Logunov, N.V. Hieu, I.T. Todorov, O.A. Khrestalev. *Phys.Lett.*, 7, 69 (1963); A.A. Logunov, N.V. Hieu, I.T. Todorov. *Ann. of Phys.*, 31, 203 (1965).
25. Л.Д. Соловьев. *Ядерная физика* 3, 188 (1966).  
И.Г. Азнаурян, Л.Д. Соловьев. *Ядерная физика* 4, 615 (1966).
26. V.A. Matveev, B.V. Struminsky, A.N. Tavkhelidze. *Phys. Lett.*, 23, 146 (1966).
27. A.A. Logunov, L.D. Soloviev, A.N. Tavkhelidze. *Phys.Lett.*, 24B, 181 (1967).
28. В.А. Матвеев, Л.Д. Соловьев, Б.В. Струминский, А.Н. Тавхелидзе, В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, P2-3118, Дубна, 1967.
29. V.G. Kadyshevsky, R.M. Muradyan, Ya. Smorodinsky. *Fortschritte der Physik* 13, 599 (1965).
30. V.G. Kadyshevsky, R.M. Muradyan, A.N. Tavkhelidze, I.T. Todorov. *Phys.Lett.*, 15, 180 (1965).
31. V.G. Kadyshevsky, R.M. Muradyan, A.N. Tavkhelidze, I.T. Todorov. *Phys.Lett.*, 15, 182 (1965).
32. Л.Д. Соловьев. В сборнике "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", стр. 452, Изд-во "Наукова думка", Киев (1966).
33. A.N. Tavkhelidze. In "High Energy Physics and Elementary Particles" p. 753, 763, Vienna, (1965).
34. В.А. Матвеев, Р.М. Мурадян, А.Н. Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ, P2-3858, Дубна, 1968.
35. P.N. Bogolubov, V.A. Matveev. Preprint JINR P2-3195, Dubna, (1967).
36. Н.Н. Ачасов, В.Г. Кадышевский, Р.М. Мурадян. *Ядерная физика*, 3, 719 (1966).
37. В.И. Огнiewiczкий, И.В. Полубаринов. В сборнике "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", стр. 432, Изд-во "Наукова думка"; Киев (1966).
38. Н.Н. Ачасов. Препринт ТФ-16, Новосибирск, 1965.
39. Н.Н. Ачасов, Р.М. Мурадян. В сборнике "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", стр.574, "Наукова думка", Киев, 1967.
40. Н.Н. Ачасов, Р.М. Мурадян. Препринт ОИЯИ, P-2523, Дубна, 1965.
41. Б.А. Арбузов. *ЖЭТФ*, 46, 1285 (1964).
42. В.Г. Кадышевский. В сборнике "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", стр. 541, "Наукова думка", Киев, 1967.
43. Р.М. Мурадян. Препринт ОИЯИ, P2-3902, Дубна, 1967.
44. В.П. Шелест. Препринт ОИЯИ, P2-3333, Дубна, 1967.
45. R. Dashen, M. Gell-Mann. *Phys.Rev.Lett.*, 17, 340 (1966).

46. А.Н. Тавхелидзе. Доклад на Сольвейевском конгрессе, 1968.
47. P.N. Bogolubov. Ann. Inst. Henri Poincaré, section A, 8, 163 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 мая 1970 года.