

62258

К-917

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 6780

КУНСТ  
Золтан

ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ  
И ПРИНЦИП АВТОМОДЕЛЬНОСТИ

Специальность 01.04.02 -  
теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук Р.М. Мурадян

Официальные оппоненты:  
доктор физико-математических наук Л.Д. Соловьев,  
кандидат физико-математических наук С.Б. Герасимов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Математи-  
ческий институт АН СССР им. В.А. Стеклова, Москва.

Автореферат разослан " " 1972 г.  
Защита диссертации состоится " " 1972 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета Р.А. Асанов

2 - 6780

КУНСТ  
Золтан

К-917

ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ  
И ПРИНЦИП АВТОМОДЕЛЬНОСТИ

Специальность 01.04.02 -  
теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

I. В настоящей диссертации рассматриваются вопросы применения различных теоретических моделей к описанию лептон-адронных взаимодействий при высоких энергиях.

Лептон-адронные взаимодействия<sup>/1/</sup> дают уникальную возможность для изучения структуры адронов, в то же время их теоретическое описание проще, чем описание адрон-адронных столкновений. Поэтому лептон-адронные взаимодействия всегда играли фундаментальную роль в физике элементарных частиц. В этой области за последние годы, используя новые крупные ускорители в Новосибирске, Серпухове, Фраскати, Гамбурге, Стэнфорде и т.д., ученые накопили много интересных данных. Имеются важные результаты об упругом и неупругом рассеянии электрона и нейтрино на нуклоне, об аннигиляции электрона и позитрона в адроны и рождении лептонной пары в адрон-адронных столкновениях. На наш взгляд, самым важным являются данные о глубоконеупругом рассеянии электрона на нуклоне.

В экспериментах по глубоконеупругому электророждению задача сводится к измерению вещественных структурных функций  $W_1$  и  $W_2$ , зависящих от квадрата переданного 4-импульса  $q^2$  и передачи энергии (в лабораторной системе)  $\nu/M$ . Первые экспериментальные данные были получены группой MIT SLAC<sup>/2/</sup> в 1969 году на Стэнфордском линейном электронном ускорителе. В настоящее время имеются данные, полученные при лабораторной энергии от 4,5 до 18 Гэв на углах рассеяния  $6^\circ, 10^\circ, 18^\circ, 26^\circ, 34^\circ$  и квадрате передачи импульса  $|q^2| = 1.5 - 21 \text{ (Гэв)}^2$ .

Среди свойств экспериментальных данных в первую очередь нужно заметить свойство масштабной инвариантности функций  $2W_1$ .

и  $\sqrt{W_2}$  при асимптотически больших значениях  $q^2$  и  $\nu$  ( $q^2, \nu \gg (1 \text{ ГэВ})^2$ ), т.е. существование такой области переменных в которой функции  $2W_1$  и  $\sqrt{W_2}$  начинают зависеть только от безразмерного отношения  $\xi = -q^2/2\nu$ . Масштабная инвариантность сразу же приводит к медленному убыванию сечения с ростом  $q^2$ , на что указал М.А.Марков<sup>3/</sup> в 1963 году. Идея о масштабном поведении структурных функций электророждения была впервые высказана Бьеркеном<sup>4/</sup> и сформулирована в общем виде как принцип автомодельности Матвеевым, Мурадяном и Тавхелидзе<sup>5/</sup>. Дальнейшее понимание масштабной инвариантности было достигнуто на основе общих принципов локальной квантовой теории поля и более конкретных специфических моделей.

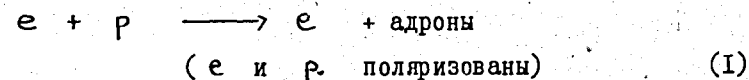
На основе общих принципов квантовой теории поля с удовлетворительной математической строгостью Боголюбовым, Владимировым и Тавхелидзе<sup>6/</sup> были установлены связи между асимптотическим поведением структурных функций электророждения и сингулярностями коммутаторов на световом конусе. Вблизи светового конуса Гелл-Манном и Фричем были постулированы алгебраические структуры коммутаторов адронных токов<sup>7/</sup>.

Масштабная инвариантность выражает простую закономерность, характерную для бесструктурных частиц. При больших передачах импульсов сечение электророждения велико, что напоминает результат Резерфорда. Эти черты эксперимента побудили Фейнмана и Бьеркена предположить, что нуклон состоит из точечных объектов (партонов), и глубоконеупругое электророждение представляет собой некогерентное рассеяние электрона на этих точечных объектах<sup>8/</sup>.

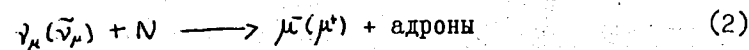
Ввиду того, что описанные выше модели возникли на базе экспериментальных данных по электророждению, их проверка связана

лишь с экспериментами по другим глубоконеупругим процессам, хотя обобщение этих идей в случае других процессов часто требует дополнительных предположений. С точки зрения проверки современных моделей самыми важными и осуществимыми в ближайшем будущем являются следующие процессы:

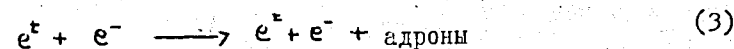
1. Глубоконеупругое рассеяние поляризованных электронов на поляризованной протонной мишени



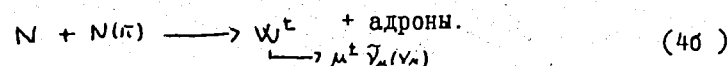
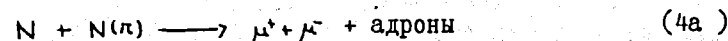
2. Глубоконеупругое рассеяние (анти) нейтрино на нуклоне



3. Рождение адронов в столкновениях двух виртуальных фотонов



4. Рождение пары лептонов в адрон-адронных столкновениях



В предлагаемой диссертации обсуждаются именно эти процессы на основе общего принципа автомодельности и современных моделей. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений.

II. Во введении дается краткий обзор экспериментальных и теоретических работ, приведших к возникновению техники сингулярности на световом конусе, партонных моделей, и другим современным моделям, а также обсуждаются преимущества и недостатки различных

подходов. В первой главе кратко изложен принцип автомодельности и изучаются процессы (1) и (2). Во второй главе дается анализ экспериментов, при помощи которых измерен поток мюонов, рожденный атмосферными нейтрино глубоко под поверхностью Земли<sup>/9/</sup>.

В третьей главе рассматривается рождение адронов в столкновениях двух виртуальных фотонов ( процесс (3) ) на основе простой партонной модели и алгебры бислокальных операторов при больших значениях масс фотонов и системы адронов.

В четвертой главе обсуждаются вопросы применения современных моделей к описанию реакций (4)<sup>/10/</sup>.

В I. §1 дается кинематика процессов (1) (2) и (4), а в I. §2 - обзор экспериментальных данных для процессов (1) - (4) при высоких энергиях.

В I. §3 проводится краткое обсуждение принципа автомодельности на примере процесса (2). Показано<sup>/11/</sup>, что из автомодельного поведения структурных функций процессов (2) в пределе

$$-q^2, \nu \rightarrow \infty, \quad \xi = -q^2/2\nu \text{ фикс.} \quad (5)$$

следует, что полные  $\nu_\mu N$  и  $\bar{\nu}_\mu N$  сечения с ростом энергии растут линейно, и доля энергии, переданная нейтрино к мюону  $R^{\nu\bar{\nu}}$ , в среднем должна быть независима от энергии нейтрино

$$R^{\nu\bar{\nu}} = \frac{1}{\sigma_T^{\nu\bar{\nu}}} \int_0^{E_\nu} \frac{E_\mu}{E_\nu} \frac{d\sigma^{\nu\bar{\nu}}}{dE_\mu} dE_\mu = \frac{8 + K_1/K_2 \mp 3K_3/K_2}{12 + 4K_1/K_2 \mp 8K_3/K_2}, \quad (6)$$

где  $K_1 = \int_0^1 \xi f_1^{\nu N}(\xi) d\xi$ ,  $K_2 = \int_0^1 \xi f_2^{\nu N}(\xi) d\xi$ ,  $K_3 = \int_0^1 \xi f_3^{\nu N}(\xi) d\xi$  и  $f_i(\xi)$  являются соответствующими асимптотическими функциями.

С помощью условия положительной определенности можно получить верхнюю и нижнюю границы на  $R^{\nu\bar{\nu}}$

$$0,56 \leq R^{\nu\bar{\nu}} \leq 0,75. \quad (7)$$

Используя соотношение (6), можно определить наклон полного  $\bar{\nu}_\mu N$ - сечения по энергии  $\bar{Z}$ , путем измерения величины  $R^{\nu\bar{\nu}}$  и наклона полного  $\nu_\mu N$ - сечения по энергии  $Z$ .

Особый интерес представляет применение автомодельности к спиновым эффектам, так как спин по определению является нековариантной величиной. В ведущем порядке в пределе (5), нуклон может иметь лишь поляризацию, соответствующую спиральностям  $+1, -1$ , поэтому в этом же пределе принцип автомодельности определяет асимптотическое поведение спиновых структурных функций электророждения лишь для линейной комбинации

$$\nu W_3^{eN}(q^2, \nu) + \nu^2 W_4^{eN}(q^2, \nu) = \frac{1}{2} R^{eN}(\xi). \quad (8)$$

Асимптотическое поведение структурной функции, соответствующей поперечно поляризованному нуклону  $W_3^{eN}$ , должно зависеть от более специфических свойств данных моделей, поэтому экспериментальное определение асимптотического поведения  $W_3^{eN}$  очень важно.

Во II. §1 кратко изложена партонная модель Фейнмана<sup>/8/</sup> с ее предсказаниями для процессов (2), использованными в последовательном анализе мюонного потока, рожденного атмосферными нейтрино.

Во II. §2 рассматриваются методы регистрации и вычисления мюонного потока, рожденного атмосферными нейтрино<sup>/9/</sup>. Впервые на возможность наблюдения мюонов, рожденных атмосферными нейтрино, указал М.А.Марков<sup>/12/</sup>. Нейтрино образуются в атмосфере в результате распадов  $\bar{\Lambda}, K, \mu$  - мезонов, которые, в свою очередь, рождаются при столкновениях протонов и ядер космических лучей с ядрами

атомов атмосферы. В экспериментах<sup>/9/</sup>, проведенных в золоторудных шахтах в Индии (KGF) и в Южной Африке (ERPM), были получены следующие скорости счета мюонов, вызванных нейтрино в горизонтальном направлении

$$I(\pi/2) = (3.5 \pm 0.9) \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ атр}^{-1} \quad (\text{KGF}) \quad (9a)$$

$$I(\pi/2) = (4.2 \pm 0.7) \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ атр}^{-1} \quad (\text{ERPM}) \quad (9b)$$

При обсуждении теоретического вычисления этого мюонного потока рассматриваются спектр атмосферных нейтрино и средние потери энергии мюонов в данном грунте.

Во II. §3 рассматриваются дифференциальные сечения процессов (2) и вычислен мюонный поток в предположении автомодельного поведения нейтринорождения и существования  $W$ -бозона<sup>/II/</sup>. Горизонтальный поток мюонов, рожденных атмосферными нейтрино, можно разделить на три слагаемых

$$I(\pi/2, M_w) = I_L(\pi/2) + I_n(\pi/2, M_w) + I_W(\pi/2, M_w); \quad (10)$$

где  $I_L$  - вклад нейтрино с энергией меньше, чем 10 Гэв,  $I_n$  - вклад нейтрино с энергией больше, чем 10 Гэв, и  $I_W$  - вклад процессов рождения  $W$ -бозона. Сравнивая экспериментальные верхний и нижний пределы потока мюонов с его значениями, вычисленными теоретически при разных значениях параметров  $Z, \bar{Z}$  и  $M_w$ , можно определить допустимую область в плоскости  $(Z, \bar{Z})$ <sup>/I3/</sup>. Интересно заметить, что в принципе при данных значениях  $Z$  и  $\bar{Z}$  можно вывести ограничения на массу  $M_w$  и сверху и снизу.

Например, при  $Z = \bar{Z} = 0,52$  получается  $3,5 \text{ Гэв} \leq M_w \leq 12 \text{ Гэв}$ . При трех стандартных отклонениях можно сделать лишь вывод, что  $M_w > 2 \text{ Гэв}$ .

В III. §1 проводится общее обсуждение связи между асимптотическим поведением структурных функций электро- или нейтринорождения и сингулярностями коммутаторов адронных токов на световом конусе. В III. §2 рассматривается разложение Вильсона для произведения локальных операторов при малых и изотропных расстояниях как интересный способ использования масштабной инвариантности<sup>/I4/</sup>. Далее кратко изложена модель Гелл-Манна и Фрича<sup>/7/</sup> для коммутаторов октетных токов и дано определение бислокальных операторов.

В III. §3 обсуждается алгебра бислокальных операторов и условия ее применимости. Так как при применении алгебры бислокальных операторов мы имеем дело не меньше, чем с четырьмя локальными токами, она применяется в первую очередь к описанию инклюзивных процессов

$$f_1(q_1) + A(p_a) \longrightarrow f_2(-q_2) + \text{адроны}(p_w) \quad (II)$$

и соответствующих перекрестных процессов.  $f_i(q_i)$  - адронный ток, с импульсом  $q_i$ , взаимодействующий с парой лептонов,  $A$  - адронное состояние. Сечения этих процессов определяются связанными матричными элементами произведения четырех токов  $\sim \langle p_a, A | T(f_1(y_2) f_2(x_2))^\dagger T(f_1(y_1) f_2(x_1)) | p_a, A \rangle_C$ . Алгебру бислокальных операторов можно применить лишь в области  $(x_1 - x_2)^2 \approx (x_1 - y_1)^2 \approx (x_1 - y_2)^2 \approx (y_1 - y_2)^2 \approx (y_1 - x_2)^2 \approx (y_2 - x_2)^2 \approx 0$ . На основе метода стационарной фазы показано<sup>/6/</sup>, что  $\Pi$  - пространству этой области соответствует повторный предел:

$$GT\text{-предел} = \lim_{P^2 \rightarrow \infty} \{ q_1^2/q_2^2 \text{ фикс} \} \lim_{|q_1^2|, |q_2^2| \rightarrow \infty} \{ \text{импульсы адронов фиксированы} \}. \quad (12)$$

Самым простым примером является процесс  $\gamma^* + \gamma^* \rightarrow$  адроны, сечение которого в пределе (12) измеряет несвязанную часть алгебры билокальных операторов. В этом случае предсказания алгебры билокальных операторов можно интерпретировать в терминах партон-антипартонных вкладов. В Ш §4 предложена простая партонная модель<sup>/17/</sup> для процесса (3) в области, в которой адроны рождаются в первую очередь двухфотонным обменом

$$\bar{e}(k_1) + \bar{e}(k_2) \rightarrow \gamma^*(q_1) + \gamma^*(q_2) + e^-(k'_1) + e^-(k'_2) \rightarrow \bar{e}(k'_1) + \bar{e}(k'_2) + \text{адроны } (p) \quad (13)$$

при больших значениях  $q_1^2, q_2^2$  и  $P^2 = (q_1 + q_2)^2$ . Для партонов со спином 1/2 получается

$$\sigma_{tot}^a(\gamma^* + \gamma^* \rightarrow \text{адроны}) \xrightarrow{q_1^2, q_2^2, P^2 \rightarrow \infty} (\sum Q_p^4) \sigma_{tot}^a(\gamma^* + \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-), \quad (14)$$

где  $Q_p$  обозначает заряд партона, "a" — поляризационные индексы фотонов. В модели кварков  $(\sum Q_p^4) = (2/3)^4 + (1/3)^4 + (1/3)^4 = 2/9$ . Сечение процесса (13) определяется тензором  $W_{\mu\nu, \mu'\nu'}(q_1, q_2)$ , который представляет собой мнимую часть амплитуды рассеяния виртуального фотона на виртуальном фотоне вперед.  $W_{\mu\nu, \mu'\nu'}(q_1, q_2)$  может быть разложен по восьми вещественным инвариантным функциям  $W_a(q_1^2, q_2^2, q, q_2)$ , которые в приближении безмассовых партонов со спином  $\frac{1}{2}$  и  $\frac{1}{2}$  могут быть представлены в виде

$$W(q_1^2, q_2^2, q, q_2) = \sum_{\vec{f}=0, \frac{1}{2}} \langle Q_f^4 \rangle [W_a^{\vec{f}}(\omega) + \rho \bar{W}^{\vec{f}}(\omega, \rho)], \quad (15)$$

где

$$\omega = \nu/I, \quad \rho = P^2/I, \quad \nu = q_1 q_2, \quad I = \sqrt{\nu^2 - q_1^2 q_2^2}.$$

Для выяснения возможной роли предсказаний, предложенной партонной моделью, рассматриваются различные асимптотические области по  $q_1^2, q_2^2$  и  $P^2$  на основе анализа сингулярностей на световых конусах<sup>/16/</sup>. В частности, кроме (12) исследуются следующие пределы:

$$A\text{-предел} = \lim_{P^2 \rightarrow \infty} \{ q_1^2/q_2^2, P^2/q_1^2 \text{ фикс} \} \\ - q_1^2, -q_2^2; P^2 \gg m_\pi^2$$

$$A_{B_1}\text{-предел} = \lim_{q_2^2 \rightarrow \infty} \{ P^2/q_2^2 \text{ фикс} \} \lim_{P^2, q_1^2 \rightarrow \infty} \{ -q_2^2, q_1^2/P^2 \text{ фикс} \} \\ P^2, -q_1^2 \gg -q_2^2 \gg m_\pi^2$$

$$A_R\text{-предел} = \lim_{|q_1^2|, |q_2^2| \rightarrow \infty} \{ |q_1^2|/|q_2^2| \text{ фикс} \} \lim_{P^2 \rightarrow \infty} \{ q_1^2, q_2^2 \text{ фикс} \} \\ P^2 \gg -q_1^2, -q_2^2 \gg m_\pi^2.$$

Показано<sup>/17/</sup>, что среди множества пределов  $GT, A, A_{B_1}$  и  $A_R$  только  $GT$ -предел контролируется полностью сингулярностями на световых конусах. Однако также небезынтересно окажется сопоставить с экспериментом партон-антипартонные вклады и в пределах  $A$  и  $A_{B_1}$ .

В Ш §5 рассматриваются перспективы экспериментальной проверки алгебры билокальных операторов и предложенной партонной модели. Для исследования мнимой части амплитуды фотон-фотонного рассеяния вперед, при больших значениях масс фотонов, нужны экспериментальные измерения (-четной части сечения процесса (3) при малых углах рассеяния электронов ( $\theta; < 20^\circ$ ) и при больших энергиях пучка ( $E \geq 15$  Гэв). Сечение процесса (3) оценено

при кинематическом ограничении

$$s = (k_1 + k_2)^2 \gg |q_1^2| \gg p^2 \gg m_\pi^2, \quad (16)$$

налагаемого GT - пределом. Показано<sup>/17/</sup>, что в кварковой модели в области  $q_1^2 \approx q_2^2 \approx 10 \text{ Гев}^2$ ,  $p^2 \approx 3 \text{ Гев}^2$ ,  $s = 5 \cdot 10^3 \text{ Гев}^2$  сечение по порядку  $\Delta\sigma \approx 10^{-39} \text{ см}^2$ . Для партонов со спином и зарядом  $\pm 1$  получается  $\Delta\sigma \approx 5 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$ . Поэтому в ближайшем будущем нельзя исследовать поведение сечения при больших массах виртуальных фотонов, а также невозможно сделать количественной проверки билакальных операторов.

В IV. §1 перечисляются и обсуждаются возможные трудности применений современных моделей к процессам (4) и рассматривается асимптотическое поведение их сечений на основе принципа автомодельности<sup>/10,18/</sup>. В IV. §2 выведен ряд неравенств между сечениями процессов (4), с использованием предположений: а) адронные токи описываются по теории Кабиббо; б) в  $t$ -канале вкладом обмена экзотических частиц ( $I > 1$ ,  $Y > 1$ ) можно пренебречь; в) вершина токов  $SU(3)$ , а вершины адронов  $SU(2)_F$  симметричны<sup>/19/</sup>. Сечения данных процессов определяются тензорами:

$$W_{\alpha\beta, \alpha'\beta'}^{ab} = - \sum_{\text{счит}} \int d^4x e^{ikx} \langle \alpha\beta, \alpha'\beta' | V_\alpha^a(x) V_\beta^b(0) | \alpha'\beta', \alpha'\beta' \rangle_{\mathcal{L}} q^{\nu\mu} \quad (17)$$

и аналогичными тензорами  $\overline{W}_{\alpha\beta, \alpha'\beta'}^{ab}$  произведений аксиальных токов. Из предположений а) - в) следует, что симметричная часть тензоров  $W_{\alpha\beta, \alpha'\beta'}^{ab}$  имеет вид

$$W_{\alpha\beta, \alpha'\beta'}^{ab} = d^{abc} V_{\alpha\beta, \alpha'\beta'}^c \quad (18)$$

где  $d^{abc} - SU(3)$  - матрица Гелл-Манна. Далее предполагается, что  $\overline{W}^{ab} = W^{ab}$  и используется условие положительной определенности. Самыми интересными являются следующие неравенства

$$W_{pp}^{Q^2} \geq \frac{5}{16} W_{pp}^{Q^2}, \quad 4 \geq \frac{W_{\pi^+\pi^0}^{Q^2}}{W_{\pi^-\pi^0}^{Q^2}} \geq 1/4 \quad (19a)$$

$$W_{pp}^{Q^2} \geq \frac{1}{9} (W_{pp}^+ + W_{pp}^-), \quad W_{pp}^{Q^2} \geq \frac{5}{18} (W_{pp}^+ + W_{pp}^-). \quad (19b)$$

Эти соотношения могут быть выведены и путем формального применения модели Гелл-Манна и Фрича, но если они окажутся несправедливыми при экспериментальной проверке, то это будет гораздо больше, чем несостоятельность модели Гелл-Манна и Фрича.

В IV. §3 вычислено сечение рождения  $W$ -бозона в простой феноменологической модели, примененной Берманом и др.<sup>/20/</sup> к описанию рождения пары мюонов<sup>/18/</sup>. Показано, что сечение  $\sigma^+(s, M_w)$  существенно не изменится при варьировании  $s$  и  $M_w$  в широком интервале их значений, а его среднее значение по порядку  $\sim 10^{-36} \text{ см}^2$ . На примере этой модели исследуется и роль калибровочной инвариантности при определении асимптотического поведения процессов (4).

III. Перечислим основные результаты диссертации:

1. Показано, что из автомодельного поведения в процессе (2) следует, что величина  $k^{\nu\sigma}$  постоянна, и имеет место пределы  $0,56 \leq k^{\nu\sigma} \leq 0,75$ . Измерением значений  $k^{\nu\sigma}$  и  $Z$  можно определить значение  $\overline{Z}$ .

2. Найдены автомодельные асимптотики структурных функций электроорождения, определяющие зависимость от спина.



3. Вычислен мюонный поток, рожденный атмосферными нейтрино путем сравнения теоретического и экспериментального значения мюонного потока, и определены допустимые значения наклонов  $Z$  и  $\bar{Z}$ .

4. Показано, что если промежуточный векторный бозон существует, то по данным экспериментов с атмосферными нейтрино  $M_w > 2$  Гэв, при трех стандартных отклонениях.

5. Предложена простая партонная модель для описания процесса асимптотического поведения (I3) и на основе анализа сингулярностей на световом конусе выяснена возможная роль предсказаний этой модели в различных асимптотических областях по  $q_1^2, q_2^2$  и  $P^2$ . Показано, что в области применимости алгебры бислокальных операторов ее предсказания для процесса (I3) совпадают с предсказаниями партонной модели.

6. На основе свойства симметрии выведен ряд неравенств для сечений процессов (4).

7. В феноменологической модели найдено численное значение сечения рождения  $W$ -бозонов в нуклон-нуклонных столкновениях.

Основные результаты, использованные в диссертации, опубликованы в работах II, I3, I6, I7, I8, I9.

#### Литература:

1. L.D.Soloviev, Rapporteur's talk presented at the XY International Conference on High Energy Physics, Kiev (1970).
2. E.D.Bloom, G.Busborn, D.H.Coward, H.deStaebler, J.Dress, C.L.Jordan, J.I.Friedman, G.C.Hartman, H.W.Kendall, G.Miller, L.W.Mo, R.E.Taylor and R.Verdier, Phys.Rev. D5, 528 (1972).
3. М.А.Марков. Нейтрино, препринт ОИЯИ, Дубна, В-1269 (1963).
4. J.D.Bjorken, Lectures in Varenna School, Course 41, Varenna, Italy (1967).
5. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Сообщения ОИЯИ P2-4578, Дубна (1969).
6. Н.Н.Боголюбов, В.С.Владимиров, А.Н.Тавхелидзе. ТМФ I2,3(1972), ТМФ I2, 305 (1972).
7. M.Gell-Mann, H.Fritzsche, Invited talk presented at Coral Gables conference, January, 20-22 (1971).
8. R.P.Feynman, Proceedings of the Conference on High Energy Collisions, Stony Brook (1969) and in the Proceedings of the International Conference Neutrino 72, Balatonfured, June (1972).
9. F.Reines, Proc. of Int.Conf. Neutrino 72, Balatonfured, (1972).  
E.C.M.Young, Proc. of Int.Conf. Neutrino 72, Balatonfured, (1972).

10. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, препринт ОИЯИ P2-4543, P2-4824, Дубна (1969).
11. Z.Kunszt, G.Vestergombi, JINR preprint E2-5092, Dubna (1972).
12. M.A.Markov, Proceedings of Annual International Conference on High Energy Physics, Rochester, 573 (1960).
13. Z.Kunszt, Invited talk presented at the International Conference Neutrino 72, Balatonfured (1972) n preprint JINR E2-6645 (1972).
14. K.Wilson, Phys.Rev. 169, 1499 (1969).
15. D.\*J.Gross, S.B.Treiman, Phys.Rev. D4, 2105 (1971).
16. Z.Kunszt, v.M.Ter-Antonyan, JINR preprint E2-6257 Dubna (1972).
17. Z.Kunszt, Phys.Lett. 40B, 220 (1972).
18. Z.Kunszt, Nucl.Phys. B36, 301 (1972).
19. Z.Kunszt, R.M.Muradyan, JIMR preprint E2-6455, Dubna (1972).
20. S.B.Berman, D.J.Levy, T.L.Neff, Phys.Rev.Lett. 23, 1363 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 октября 1972 года.