

Нгуен Ван Хьеу

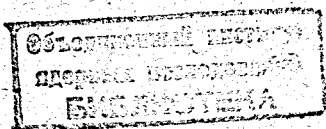
1193

С 324

1873 \$
НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ
ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
член-корреспондент АН СССР
профессор М.А. Марков



Дубна 1963 год

Диссертация посвящена исследованию некоторых вопросов теории слабых взаимодействий:

1. Нейтральные токи в слабых взаимодействиях.
2. Радиационные поправки в β -распаде и распаде $\pi \rightarrow e + \nu$.
3. Перенормировка аксиальной константы β -распада.
4. Промежуточные векторные мезоны.
5. Частичное сохранение аксиального тока и K_{e4} -распады.
6. Рождение π -мезонов при столкновении нейтрино или антинейтрино с нуклоном.

1.

После открытия несохранения четности в процессах слабых взаимодействий Ли и Янгом экспериментальные исследования привели к созданию универсальной $V - A$ теории слабых взаимодействий в работах Р. Фейнмана и Гелл-Манна /1/ и Е. Сударшана и Р. Маршака /2/. В этой теории лагранжиан слабых взаимодействий имеет вид произведения заряженных токов.

В первой главе диссертации рассмотрены некоторые возможности экспериментальных исследований нейтральных токов. Показано, что предположение о существовании нейтральных барионных токов не только не противоречит эксперименту, но позволяет объяснить правило $\Delta I = \frac{1}{2}$ в нелептонных распадах странных частиц. Экспериментальные исследования процессов слабых взаимодействий между барионами, например,



в принципе могут дать некоторые сведения о существовании этих нейтральных барионных токов. Если существует в лагранжиане произведение нейтральных барионных токов с универсальной константой, то рассматриваемые процессы происходят в первом порядке по теории возмущений. В этом приближении сечение процесса /1/ при энергии нейтрона /в лабораторной системе/ в 620 Мэв равно $\sim 3 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$. При отсутствии нейтральных барионных токов рассматриваемые процессы могут проходить только через различные промежуточные состояния.

Простейшие оценки на основе сведений о распадах гиперонов дают для сечения процесса /1/ значение $\sim 10^{-40} \text{ см}^2$. Полученные оценки не являются точными. Однако, если экспериментально будет найдено, что $\sigma \leq 10^{-40} \text{ см}^2$, то это может быть свидетельством в пользу отсутствия нейтральных барионных токов с универсальной константой.

Экспериментальное обнаружение нейтральных симметричных токов /3-7/ в слабом взаимодействии также весьма важно. Некоторые опыты для обнаружения нейтральных токов были предложены в работах /4,5/. Как было отмечено авторами этих работ, существование нейтральных токов приводит к эффектам несохранения четности в рассеянии электрона на электроне и на кулоне, к смешению электронных уровней разной четности в свободном атоме и к вращению плоскости поляризации видимого света любым веществом, не содержащим оптически активных молекул. Оно также приводит к эффектам несохранения четности в распаде.

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda + e^+ + e^-$$

Кроме того, существование нейтральных симметричных токов приводит к распаду

$$K_1^0 \rightarrow K_2^0 + \nu + \bar{\nu}$$

если масса K_1^0 - мезона больше массы K_2^0 - мезона или наоборот.

Однако все указанные эффекты весьма малы, и обнаружение нейтральных токов на основе этих эффектов оказывается весьма трудным. Для этой цели более реальными являются эксперименты с нейтрино. В схеме с нейтральными симметричными токами, обсуждаемой в работах /3,5,6/, рассеяние нейтрино на электроне запрещено в первом порядке, если электронные и мюонные нейтрино, тождественны. Однако недавние экспериментальные данные, по-видимому, указывают на существование двух различных нейтрино. В этом случае рассеяние нейтрино на электроне происходит в первом порядке как с электронными нейтрино, так и мюонными нейтрино, но с константами $\frac{G}{2}$ и $-\frac{G}{2}$ соответственно, в отличие от случая схемы ФГ. С этой точки зрения весьма важно экспериментальное исследование рассеяния нейтрино на электроне как с реакторными нейтрино, так и с нейтрино от распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$.

Существование прямого нейтрино-нуклонного взаимодействия приводит к упругому рассеянию нейтрино на нуклоне и к появлению звезд без заряженных лептонов при рассеянии нейтрино на ядре. При энергии нейтрино порядка 1 Бэв сечение указанного процесса должно быть порядка $\sim 10^{-38} \text{ см}^2$ и, следовательно, этот процесс несомненно может быть замечен в проводимых в настоящее время нейтринных опытах при больших энергиях. Более того, по-видимому, имеется возможность проверить существование нейтральных токов в опытах с антинейтрино малых энергий от реактора. Существование нейтрино-нуклонного взаимодействия должно приводит к возбуждению ядерных уровней при рассеянии нейтрино или антинейтрино на ядре

$$\bar{\nu} + Z \rightarrow \nu + Z^*$$

/3/

Этот процесс можно заметить по характеристическому излучению

$$Z^* \rightarrow Z + \gamma$$

/Этот опыт также был предложен в работе /7/. Величина сечения процесса того же порядка, что и сечение процесса $\nu + p \rightarrow e^+ + n$. В качестве примера рассмотрено возбуждение ядра Li^7 . Волновые функции основного и первого возбужденного состояния / $\Delta E = 480 \text{ КэВ}$ / этого ядра получены в промежуточной связи путем смешения конфигураций парным потенциалом в виде обменного варианта Розенфельда с параметрами $\xi = -2,1 \text{ Мэв}$, $L/K = 6$, $K = -0,9$ /8/. Сечение процесса /3/ с Li^7 , усредненное по спектру антинейтрино от реактора, равно $2 \cdot 10^{-42} \text{ см}^2$.

II.

Согласно гипотезе, предложенной впервые С.С. Герштейном и Я.Б.Зельдовичем /8/ и затем Р. Фейнманом и М. Гелл-Манном /1/, существует глубокая аналогия между слабым и электромагнитным взаимодействиями: векторный ток сильно взаимодействующих частиц без изменения странности сохраняется. Эта гипотеза позволяет объяснить неперенормируемость векторной константы β -распада. Согласно этой гипотезе β -распад заряженных π -мезонов также происходит с универсальной константой. Это, по-видимому, подтверждается экспериментом. Кроме сказанных следствий сохранение векторного тока еще приводит к эффекту слабого магнетизма. Для экспериментальной проверки этого эффекта β -распад нейтрона и некоторых ядер представляет собой простейший процесс. Однако поправки за счет эффекта слабого магнетизма /и кинематические поправки на отдачу/ имеют величины порядка m_e/m_n , по сравнению с основными эффектами. В связи с этим существенно проверить, могут ли радиационные поправки также внести вклад в учитываемом порядке. Рассмотрение роли радиационных поправок в распаде $\pi \rightarrow e + \nu$ также важно с точки зрения проверки обсуждаемой схемы слабых взаимодействий. Вторая глава диссертации посвящена исследованию роли радиационных поправок в β - распаде и распаде $\pi \rightarrow e + \nu$.

Для нашей цели нужно рассматривать радиационные поправки к поляризационным и корреляционным свойствам β -распада нейтрона и ответить на вопрос: могут ли они изменить эффекты, которые могли бы позволить проверить слабый магнетизм. При этом появится следующая трудность: расходящиеся интегралы не взаимно сокращаются, в отличие от случая распада μ -мезона, и матричный элемент с радиационными поправками зависит от параметра обрезания. Однако расходящиеся интегралы не обязательно дают существенные

вклады во все наблюдаемые эффекты. Рассмотрим, например, поляризацию электрона. Если масса электрона равна нулю, то продольная поляризация электрона точно равна -1 в обоих вариантах V и A независимо от значений констант G_V, G_A . Изменение поляризации может произойти только за счет появления остальных вариантов S, T и P. Отличная от нуля масса электрона приводит к тому, что величина продольной поляризации станет равной v/c , но остается одинаковой в обоих вариантах V и A. Поэтому поляризация электрона будет меняться только за счет примеси остальных вариантов S, T и P. Если считать, что константы G_V и G_A являются экспериментальными постоянными, то очевидно, все что нас будет интересовать, это вопрос: появятся ли взаимодействия типа S, T и P в порядке α , или же они имеют величины порядка $\alpha m_e/m_N$. Конкретные вычисления показывают, что в порядке α радиационные поправки проводят только к перенормировке констант распада G_V и G_A , а не к появлению других вариантов S, T и P. Поэтому в порядке α радиационные поправки не меняют корреляционных и поляризационных свойств распада, и последние полностью определяются эффектом слабого магнетизма, если перенормированные константы G_V и G_A рассматриваются как экспериментальные постоянные.

В универсальной V-A теории слабых взаимодействий матричный элемент распада $\pi \rightarrow e + \nu$ имеет величину порядка m_e/m_μ по сравнению с матричным элементом распада $\pi \rightarrow \mu + \nu$. Поэтому отношение вероятностей распадов $R = \frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu}$ очень мало $R \approx 10^{-4}$. Измерение отношения R подтверждает существование варианта V в рассматриваемых распадах. При этом важно проверить, матричный элемент распада $\pi \rightarrow e + \nu$ с учетом радиационных поправок имеет величину порядка α или $\alpha \frac{m_e}{m_\mu}$. В первом случае радиационные поправки могут изменить отношение R. Конкретные вычисления показывают, что матричный элемент распада $\pi \rightarrow e + \nu$ с радиационными поправками имеет величину порядка $\alpha \frac{m_e}{m_\mu}$ и равен нулю, если масса электрона равна нулю.

Более того, показано, что все указанные свойства радиационных поправок есть следствия U_1 -инвариантности слабых и электромагнитных взаимодействий.

III.

В универсальной V-A теории слабых взаимодействий обе перенормированные константы β -распада - векторная и аксиальная - равны универсальной константе. Благодаря сохранению векторного тока векторная константа не подвергается перенормировке, если пренебречь радиационными поправками,

а аксиальная константа изменяется при перенормировке: $G_A = -\lambda G_V$ вместо $G_A = G_V$. Согласно экспериментальным данным, $\lambda = 1,2$.

Из-за известных трудностей в теории сильных взаимодействий точное вычисление константы перенормировки λ пока еще невозможно. Эту задачу можно решить только в рамках определенных моделей сильных взаимодействий. В третьей главе рассмотрена перенормировка аксиальной константы β -распада в рамках теории с фиксированным нуклоном Чу-Лоу^{/10/}. Эта теория хорошо объясняет экспериментальные данные по πN -рассеянию при низких энергиях и также применяется к вычислению аномального магнитного момента нуклона. В рамках этой теории вопрос о перенормировке аксиальной константы β -распада решается точно. Единственное приближение, допустимое уже сначала, это пренебрежение отдачей нуклона. Константа перенормировки λ выражается через наблюдаемые величины: перенормированную константу πN -взаимодействия f_+ , полные сечения рассеяния π -мезонов на протоне и формфактор $v(k)$

$$\lambda = \left[1 + \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty [v(k)]^2 k^4 \frac{dk}{\omega_k} \left\{ \frac{1}{2\pi} \int \frac{\sigma_{\pi p}^+(\ell) - \sigma_{\pi p}^-(\ell)}{[v(\ell)]^2 \omega_\ell (\omega_\ell + \omega_k)^2} d\ell - \frac{f_+^2}{m_\pi^2 \omega_k^2} \right\} \right] \times \left[1 + \frac{m_\pi^2}{2\pi f_+^2} \int_0^\infty \frac{\sigma_{\pi p}^+(\ell) + \sigma_{\pi p}^-(\ell)}{[v(\ell)]^2 \omega_\ell} d\ell \right]^{-1/2} \quad /4/$$

$$\omega_k = \sqrt{k^2 + m_\pi^2}$$

Однако численное значение константы λ , полученное из формулы /4/, меньше 1 при любом согласующемся с экспериментом выборе формфактора.

Имеются две возможности: либо универсальная V-A теория неправильна, либо теория Чу-Лоу не применима к рассмотрению вопроса о перенормировке. Вторая возможность является более надежной. В теории Чу-Лоу нуклон считается бесконечно тяжелым и передачей нуклона пренебрегается. Однако, когда речь идет о перенормировке, то вклад от области больших энергий, по-видимому, важен, и передачей нельзя пренебречь. В этом случае естественно возникает вопрос о применимости этой теории к вычислению аномального магнитного момента нуклона.

IV.

Аналогия между слабыми и электромагнитными взаимодействиями привела к предположению, что все слабые взаимодействия передаются промежуточными

векторными мезонами / W^- - мезонами /1,11/. В четвертой главе рассмотрены некоторые вопросы, касающиеся этих W^- - мезонов. Даны оценки вероятностей распадов заряженных W^- - мезонов. Согласно полученным результатам, отношения вероятностей распадов равны:

$$\frac{(W^- \rightarrow 2\pi)}{(W^- \rightarrow e + \nu) + (W^- \rightarrow \mu + \nu)} = \frac{1}{8}, \quad /5/$$

$$\frac{(W^- \rightarrow K + \pi)}{(W^- \rightarrow 2\pi)} \leq \frac{1}{100} (m_\pi > m_K + m_\pi), \quad /6/$$

если все форм-факторы положить равными 1. При небольших m_π учет эффектов $\pi\pi$ - и $K\pi$ - резонансов может увеличивать абсолютные величины вероятностей лептонных распадов, т.е. увеличивать отношения /5/. Однако отношение /6/ фактически не изменяется при одновременном учете эффектов $\pi\pi$ и $K\pi$ - резонансов. В работе Ли и Янга /11/ было отмечено, что существование W^- - мезонов приводит к кажущемуся несохранению странности в процессах с участием мезонов и барионов благодаря рождению реальных W^- - мезонов, например,

$$\pi^- + p \rightarrow W^- + p, \quad /7/$$

$$W^- \rightarrow K^0 + \pi^- \quad /8/$$

Сечения процессов типа /7/ примерно в 10^6 раз меньше сечений процессов сильного взаимодействия. Однако вероятность распада /8/ составляет только 1% или 0,1% полной вероятности распада W^- - мезона. Поэтому эффективное сечение цепи /7/-/8/ будет меньше сечений процессов сильных взаимодействий не в 10^6 раз, а в 10^8-10^9 раз.

Среди экспериментальных исследований по слабым взаимодействиям обнаружение промежуточных векторных мезонов представляет большой интерес. Для этой цели одним из лучших опытов является опыт с рождением этих мезонов от нейтрино или антинейтрино в поле ядра, как это было отмечено Б.М. Понтерковю и Р.М. Рындиным. Рождение свободных W^- - мезонов было рассмотрено во многих работах. Однако отрицательные W^- - мезоны еще могут рождаться в связанных состояниях. В четвертой главе также даны оценки сечения этого процесса. Полученные результаты показывают, что при больших Z и малых энергиях сечение рождения связанных W^- - мезонов и сечение когерентного рождения свободных W^- - мезонов примерно равны, но меньше сечения некогерентного рождения свободных W^- - мезонов / рождения на протоне/. При больших энергиях рождение связанных W^- - мезонов оказывается несущественным.

Недавно были наблюдаемы оба типа лептонных распадов K^0 - мезонов с $\Delta S = \pm \Delta Q$ с примерно одинаковыми вероятностями. В этом случае переход $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ с $\Delta S = 2$ имеет место в первом порядке по универсальному слабому взаимодействию, если все слабые взаимодействия передаются одним промежуточным векторным полем. Однако при учете малости констант лептонных распадов странных частиц и других множителей, появляющихся при вычислении, эффективная константа указанного перехода может уменьшаться существенно. Конкретное рассмотрение показывает, что можно объяснить малость вероятностей распадов с $\Delta S = 2$ с помощью указанных множителей. Однако малость разности масс K_1^0 и K_2^0 - мезонов не может быть объяснена ни малостью констант лептонных распадов странных частиц, ни специальным выбором массы промежуточного векторного мезона.

V.

В пятой главе рассмотрено следствие гипотезы о частичном сохранении аксиального тока с изменением странности S_μ^A : матричные элементы дивергенции этого тока $\frac{\partial S_\mu^A}{\partial x_\mu}$ удовлетворяют дисперсионным соотношениям без вычитания, причем при малых передаваемых импульсах полюсный член дает существенный вклад. Как известно, с помощью гипотезы о частичном сохранении аксиального тока без изменения странности Гелл-Манна и Леви /12/ и др. /13,14/ получили соотношение Гольдбергера и Траймана /ГТ/ между константой πN - взаимодействия, аксиальной константой β - распада и эффективной константой распада π - мезона. Последнее соотношение хорошо согласуется с экспериментом.

Аналогично, частичное сохранение аксиального тока с изменением странности приводит к соотношению типа ГТ между полной амплитудой K_{s1} - распадов

$$K^0 \rightarrow e^+ + \nu + \pi^- + \pi^0, \quad /9a/$$

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0 + \pi^0, \quad /9б/$$

$$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^+ + \pi^-, \quad /9в/$$

полной амплитудой процесса

$$K + \bar{K} \rightarrow \pi + \pi \quad /10/$$

и эффективной константой $K_{\mu 2}$ -распада:

$$K \rightarrow \mu + \nu. \quad /11/$$

Если пренебречь высшими волнами с $l \geq 2$, то это соотношение приводит к тому, что спектры распадов /9a/-/9б/ по эффективной массе системы двух π - мезонов полностью определяются амплитудами парциальных волн $F_l(s)$

процесса /10/ с $\ell=0,1$ и эффективной константой $K_{\mu 2}$ - распада, а именно

$$dW_a = \frac{4g^2}{9(4\pi)^3} m_k^3 |F_1(s)|^2 \Omega_a(s) d\frac{s}{mk^2}, \quad /12a/$$

$$dW_b = \frac{4g^2}{9(4\pi)^3} m_k^3 |F_0(s)|^2 \Omega_b(s) d\frac{s}{mk^2} \quad /12б/$$

$$dW = \frac{1}{2} dW_a + 2dW_b \quad /12в/$$

Здесь s - эффективная масса системы двух π -мезонов. Функции $\Omega_a(s)$, $\Omega_b(s)$ получены в результате вычислений, а константа g определяется из вероятности $K_{\mu 2}$ -распада.

$$W_{K_{\mu 2}} = \frac{g^2 m_{\mu}^2}{4\pi mk^2} (1 - \frac{m_{\mu}^2}{mk^2})^2 m_k^3 \quad /13/$$

Если предложенная гипотеза правильна, то экспериментальные данные по K_{e4} -распадам могут дать определенные сведения по $\pi\pi$ - и $K\pi$ -взаимодействиям. Наоборот, точные экспериментальные данные по K_{e4} -распадам и по $\pi\pi$ - и $K\pi$ -взаимодействиям смогут позволить проверить указанную гипотезу.

Для дальнейшего применения полученных результатов рассмотрены дисперсионные соотношения для парциальных амплитуд $F_{\ell}(s)$ процесса /10/, с помощью которых можно выразить эти амплитуды через параметры $K\pi$ -резонанса и фазы $\pi\pi$ -рассеяния. С целью устранить кинематические особенности вместо $F_{\ell}(s)$ введены новые функции

$$f_{\ell}(s) = \begin{cases} F_{\ell}(s) & \text{при четных } \ell \\ [(s-4m_k^2)(s-4m_{\pi}^2)]^{-\frac{1}{2}} F_{\ell}(s) & \text{при нечетных } \ell \end{cases} \quad /14/$$

Исходя из представления Мандельштама без вычитания для амплитуд процесса /10/ и $K\pi$ -рассеяния и учитывая только вклад $K\pi$ -резонанса с узкой шириной при вычислении вклада от левого разреза, мы получим следующие дисперсионные соотношения для $f_{\ell}(s)$

$$f_{\ell}(s) = \frac{1}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \frac{I_m f_{\ell}(s')}{s' - s - i0} ds' + G_{\ell}(s), \quad /15/$$

причем функции $G_{\ell}(s)$ зависят от энергии и полуширины $K\pi$ -резонанса. Линейные интегральные уравнения, полученные из дисперсионных соотношений /15/ и условия унитарности в двух частных приближениях могут быть решены с помощью известного метода. В результате амплитуды парциальных волн $F_{\ell}(s)$ выражены через параметры $K\pi$ -резонанса и фазы $\pi\pi$ -рассеяния. На основе полученных результатов даны оценки вероятностей K_{e4} -рас-

падов θ_{9a}/θ_{9b} в двух случаях: при существовании $\pi\pi$ -резонанса в состоянии с $\ell=0$, $\ell=0$ при энергии 310 Мэв /15/ и при длине $\pi\pi$ -рассеяния, равной $2,5/m_{\pi}$ /16/. Показано, что предположение о существовании указанного резонанса приводит к значению вероятности распада θ_{9b} , примерно в десять раз превышающему экспериментальные данные.

VI.

При столкновении нейтрино или антинейтрино высоких энергий с нуклоном, кроме упругих процессов, еще могут происходить неупругие процессы. Эти процессы в принципе также могут позволить проверить гипотезы о структуре слабых взаимодействий. Шестая глава диссертации посвящена изучению простейшего из этих процессов - процесса рождения π -мезона при столкновении нейтрино или антинейтрино с нуклоном.

Сохраняющий странность ток сильно взаимодействующих частиц считается изотопическим спинором I^a , $a = 0, \pm 1$ или 1,2,3. При этом матричный элемент рассматриваемого процесса имеет вид:

$$M = (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + k_2 - p_2 - k_1 - q) \frac{G}{\sqrt{2}} \epsilon_{\mu} \langle \pi_{\beta} N_2 | I_{\mu}^{(a)} | N_1 \rangle, \quad /16/$$

где p_1, k_1 - импульсы нуклона и лептона в начальном состоянии, p_2, k_2, q - импульсы нуклона, лептона и π -мезона в конечном состоянии; ϵ_{μ} - матричный элемент лептонного тока. Введем инвариантные переменные

$$\nu = -\frac{1}{2m_N} (p_1 + p_2)(k_1 - k_2), \quad \nu_B = \frac{1}{2m_N} q(k_1 - k_2), \quad k^2 = (k_1 - k_2)^2$$

Матричный элемент $\langle \pi_{\beta} N_2 | I_{\mu}^{(a)} | N_1 \rangle$ имеет изотопическую структуру, аналогичную изотопической структуре амплитуд πN -рассеяния

$$\langle \pi_{\beta} N_2 | I_{\mu}^{(a)} | N_1 \rangle = \frac{1}{2} [r_{\beta, \alpha}] T_{\mu}^{(+)} + \frac{1}{2} [r_{\beta, \alpha}'] T_{\mu}^{(-)} \quad /17/$$

Масса лептона считается равной нулю. При этом каждая из амплитуд $T_{\mu}^{(+)}$ и $T_{\mu}^{(-)}$ зависит от 12 инвариантных амплитуд $H_i(\nu, \nu_B, k^2)$. Эти амплитуды обладают простым свойством перекрестной симметрии и удовлетворяют дисперсионным соотношениям вида

$$H_i(\nu, \nu_B, k^2)_{\infty} = C_i + R_i \left(\frac{1}{\nu - \nu_B} + \frac{1}{\nu + \nu_B} \right) \quad /18/$$

$$+ \frac{1}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' I_m H(\nu', \nu_B, k^2) \left(\frac{1}{\nu' - \nu} + \frac{1}{\nu' + \nu} \right)$$

Константы C_i и вычеты R_i определяются борновским членом и зависят от

трех нейтринных формфакторов нуклона: векторного, тензорного и аксиального и от нейтринного формфактора π -мезона. Псевдоскалярный нейтринный формфактор нуклона не дает вклада. Благодаря сохранению векторного тока, векторный и тензорный нейтринные формфакторы нуклона и нейтринный формфактор π -мезона просто связаны с электромагнитными формфакторами этих частиц. При рождении π -мезонов малых энергий можно пренебречь вкладами всех других волн в мнимые части амплитуд по сравнению с вкладом резонансной P -волны /33/. При этом из дисперсионных соотношений /18/ и условия унитарности получены линейные интегральные уравнения, решения которых имеют вид:

$$H_1(\nu, \nu_B, k^2) = C_1 + R_1 \left(\frac{1}{\nu_B - \nu} + \frac{1}{\nu_B + \nu} \right) + e^{i\delta(\nu)} \frac{1}{\pi} \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' e^{i\delta(\nu')} \frac{\rho(\nu', \nu_B) - \rho(\nu', \nu_B)}{\nu' - \nu} \sin \delta(\nu') b_1(\nu', \nu_B, k^2) \left(\frac{1}{\nu' - \nu} + \frac{1}{\nu' + \nu} \right), \quad /19/$$

причем

$$\rho(\nu, \nu_B) = \frac{1}{\pi} P \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' \delta(\nu') \left(\frac{1}{\nu' - \nu} + \frac{1}{\nu' + \nu} \right) \quad \delta(\infty) = 0 \quad /20/$$

$$\rho(\nu, \nu_B) = \frac{\nu^2}{\pi} P \int_{\nu_0}^{\infty} d\nu' \frac{\delta(\nu')}{\nu'^2} \left(\frac{1}{\nu' - \nu} + \frac{1}{\nu' + \nu} \right) \quad \delta(\infty) = \pi.$$

В этих формулах $\delta(\nu)$ - фаза P -волны /33/, а $b_1(\nu, \nu_B, k^2)$ определяются проекцией борновского члена на состояние этой волны. В диссертации даны эти функции.

Матричный элемент рассматриваемого процесса имеет полюс по ν_B , соответствующий обмену одним π -мезоном. Показано, что применение метода экстраполяции Чу-Лоу к данному процессу может позволить определить нейтринный формфактор π -мезона. Полученные результаты обобщены на случай с рождением K -мезона и множественным рождением π - и K -мезонов.

В отличие от других процессов слабых взаимодействий, асимптотическое поведение течения неупругих процессов при больших энергиях и малых углах определяется не только структурой слабых взаимодействий, но и свойствами сильных взаимодействий. В качестве простого примера рассмотрено асимптотическое поведение сечения рождения π -мезона при столкновении нейтрино или антинейтрино с ядром со спином, равным нулю, в предположении о существовании полюсов Редже со свойством $\alpha(0) = 1$ /17/. Показано, что в этом случае сечения рождения π -мезона от нейтрино или антинейтрино на ядре и сечения рождения на анти-ядре асимптотически равны друг другу и могут

расти быстрее, чем сечения упругих процессов. Полученные результаты, по-видимому, также имеются в случае рождения π -мезона на нуклоне, как это имеет место для упругих процессов сильного взаимодействия.

Матричный элемент /16/ был получен в предположении, что ток сильно взаимодействующих частиц без изменения странности является изотопическим вектором $I_{\mu}^{(\alpha)}$. Это приводит к так называемому правилу $\Delta I = 1$ в процессах слабых взаимодействий без изменения странности. Из матричного элемента /16/ с изотопической структурой /17/ получен ряд соотношений между сечениями различных процессов с рождением мезонов при столкновении нейтрино или антинейтрино с нуклоном. Эти процессы несомненно происходят в нейтринных опытах, проводимых в настоящее время. Экспериментальные данные позволяют проверить полученные соотношения и, следовательно, проверить предложенную гипотезу об изотопической структуре тока сильно взаимодействующих частиц без изменения странности. Также было отмечено, что в настоящее время, пока экспериментальные данные по β -распаду нейтрона еще не позволяют определить векторную константу G_V этого распада, вопрос о проверке правила $\Delta I = 1$ тесно связан с вопросом об универсальности слабых взаимодействий.

Изложенные в диссертации результаты были представлены на следующих совещаниях и конференциях:

- Совещания по слабому взаимодействию, Дубна, 1961 г.
- Совещания по сильному взаимодействию, Дубна, 1962 г.,
- Всесоюзной конференции по теории элементарных частиц, Ужгород, 1962 г.,
- Совещания по слабому взаимодействию, Дубна, 1962 г., и опубликованы в работах /18-30/.

Л и т е р а т у р а

1. R.Feynman and M.Gell-Mann, Phys. Rev. **109**, 193 (1953).
2. E.Sudarshan, R.Marshak, Proc. Intern. Conf. at Padova Venezia.
3. S.Bludman, Nuovo Cim. **2**, 433 (1953).
4. Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ, **36**, 864 1959.
5. В.Н. Байер и И.Б. Хриплович, ЖЭТФ, **39**, 1374 1960.
6. Б.М. Понтекорво, ЖЭТФ, **43**, 1521 1962.
7. R.King, Phys. Rev. **121**, 1201 (1962).
8. Д. Эллиот и А. Лейн, Модель ядерных оболочек. Сб. Строение атомного ядра, ИЛ, 1959.г
9. С.С. Герштейн и Я.Б. Зельдович, ЖЭТФ, **29**, 688 1955.
10. G.CheW and F.Low, Phys. Rev. **101**, 1579 (1956).

11. T.D.Lee and C.N.Yang, Phys. Rev. 119, 1414 (1960).
12. M.Gell-Mann and M.Levy, Nuovo Cim. 16, 705 (1960).
13. Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, 39, 703 1960.
14. I.Bernstein, S.Fubini, M.Gell-Mann and W.Thirring, Nuovo Cim. 17, 757 (1960).
15. A.Abashian, N.Booth and K.Crowe, Phys. Rev. Lett. 5, 258 (1960).
16. A.Abashian, N.Booth and K.Crowe, Phys. Rev. Lett. 7, 35 (1961).
17. G.CheW and S.Frautschi, Phys. Rev. 123, 1478 (1960).
18. М.А. Марков и Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ, 42, 273 1962.
19. Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, 42, 1608.1962.
20. Нгуен Ван Хьеу. ЖЭТФ, 42, 1612 1962.
21. Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ, 43, 1296 1962.
22. С.С. Герштейн, Нгуен Ван Хьеу и Р.А. Эрамжян. ЖЭТФ, 43, 1554 1962.
23. Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ, 44, 162, 1963.
24. Б.А. Арбузов, Нгуен Ван Хьеу и Р.Н. Фаустов, ЖЭТФ, 44, 329..
1963.
25. Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ, 44, выпуск II, 1963.
26. Нгуен Ван Хьеу и Я.А. Смородинский, ЖЭТФ, 44, выпуск У, 1963.
27. Нгуен Ван Хьеу, ЖЭТФ, 44, выпуск У, 1963.
28. Nguen van Hieu, Nucl. Phys. 40, 1963.
29. Нгуен Ван Хьеу, Дубна, препринт, Р-1124.
30. Нгуен Ван Хьеу, Дубна, препринт, Р-1152.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1963 г.