

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

К 658

P2-89-832

Б.З.Копелиович

**РСАС И ЯДЕРНОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики"

1989

I. Адронные свойства лептонов и фотонов

Недавно произошло знаменательное событие, которое, к сожалению, осталось в тени: коллаборация WA59, объединив статистику, полученную в пучках ν и $\bar{\nu}$ на камере BEBC, впервые подтвердила^{1,2/} явление экранирования взаимодействия нейтрино с ядрами при малых значениях Q^2 . Неординарность этого результата заключается прежде всего в том, что явление ядерного экранирования взаимодействия слабого аксиального тока было предсказано в работе Белла^{3/} 25 лет назад. Именно эти идеи инициировали развитие модели векторной доминантности и изучение фотоядерных реакций^{4,5/}. Ядерное экранирование векторного тока было затем надежно подтверждено в экспериментах как с реальными, так и с виртуальными фотонами (см, например, обзор^{6/}). Однако проблема экспериментального наблюдения экранирования аксиального тока оказалась столь сложной, что для ее решения потребовалось четверть века.

Причины, препятствующие частицам с малым сечением взаимодействия (фотоны, лептоны) проникнуть вглубь ядра, весьма интересны. Обычно им сопоставляется следующая пространственно - временная картина. Лептон (рис.1) или фотон (рис.2) могут



Рис.1. Излучение нейтрино виртуальной кварк-антикварковой пары.

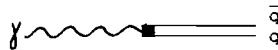
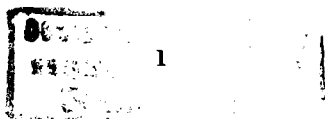


Рис.2. Виртуальный переход фотона в кварк-антикварковую пару.

виртуально испустить адронную флуктуацию на время, которое связано принципом неопределенности и преобразованием Лоренца с энергией ν флуктуации, ее массой M и квадратом 4-импульса $-Q^2$:

$$t \approx \frac{2\nu}{M^2 + Q^2} \quad (1)$$

Адронная флуктуация, хотя и присутствует в волновой функции лептона (фотона) с малым весом, может жить долго и взаимодействовать с группой нуклонов. Поскольку сечение



взаимодействия такой редкой адронной флуктуации велико, нуклоны экранируют друг друга. Часто можно услышать утверждение, что ядерное экранирование лептонов (фотонов) насыщается при тех энергиях, когда время жизни флуктуации (1) значительно превышает размеры ядра. На самом деле параметрически условие другое: $t \gg \lambda$, где $\lambda = 2/\sigma\rho$ — длина свободного пробега адрона в ядре, σ — полное сечение взаимодействия адрона с нуклоном, ρ — ядерная плотность. Действительно, данный нуклон полностью экранируется слоем ядерного вещества толщиной порядка λ , поэтому даже если время жизни флуктуации меньше радиуса ядра, но $t \gg \lambda$, увеличение энергии ν не приводит к усилению экранирования.

2. РСАС и нетривиальная картина экранирования аксиального тока

В этом разделе мы покажем, что описанная выше пространственно-временная картина взаимодействия неприменима для описания ядерного экранирования слабого аксиального тока¹⁷. Это утверждение кажется парадоксальным, поскольку именно ядерное экранирование аксиального тока, предсказанное Беллом, легло в основу такой картины. Однако к парадоксам приводит и более детальное изучение этого вопроса. Рассмотрим его.

В своей работе Белл исходил из соотношения Адлера¹⁸, связывающего сечение процесса $\nu T \rightarrow l F$ при $Q^2=0$ с сечением процесса $\pi T \rightarrow F$, где T и F — мишень и конечное адронное состояние, Q^2 — квадрат переданного 4-импульса от нейтрино ν к лептону l :

$$\frac{d^2\sigma(\nu T \rightarrow l F)}{dQ^2 d\nu} \Big|_{Q^2=0} = \frac{G^2}{2\pi^2} f_\pi^2 \left[\frac{1}{\nu} - \frac{1}{E} \right] \sigma(\pi T \rightarrow F). \quad (2)$$

Здесь E — энергия нейтрино; разность энергий нейтрино и лептона обозначена, как обычно, буквой ν ; G — фермиевская константа слабого взаимодействия; f_π — константа распада $\pi \rightarrow \mu \nu$. Здесь опущены слагаемые порядка $O(m_\pi^2)$, где m_π — масса лептона.

Это соотношение есть прямое следствие гипотезы частичного сохранения аксиального тока (РСАС), согласно которой дивергенция адронного аксиального тока пропорциональна пионному полю:

$$q_\mu A_\mu = f_\pi m_\pi^2 \phi. \quad \text{Именно малость массы пиона позволяет говорить о}$$

приближенном сохранении тока. В целях упрощения изложения там, где это не принципиально, мы часто будем переходить к киральному пределу $m_\pi=0$, т.е. считать аксиальный ток строго сохраняющимся (конечно, с точностью до аксиальной аномалии).

Естественной, но неправильной ассоциацией, которую вызывает соотношение Адлера (2), является доминирование диаграммы однопионного обмена, показанной на рис. 3. В том, что эта

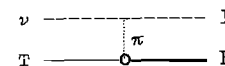


Рис. 3. Диаграмма однопионного обмена для реакции $\nu T \rightarrow l F$.

интерпретация неверна, можно убедиться, записав вклад этой диаграммы в амплитуду процесса в виде

$$A(\nu T \rightarrow l F) = \frac{G}{\sqrt{2}} f_\pi L_\mu \frac{q_\mu}{Q^2 + m_\pi^2} A(\pi T \rightarrow F). \quad (3)$$

Здесь $L_\mu = \bar{l} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu$ — лептонный ток, который с точностью до массы лептона является поперечным: $L_\mu q_\mu = 0$. Отсюда следует, что вклад (3) отсутствует, т.е. нейтрино не может испустить в вакууме виртуальный пион^{19, 10}.

Таким образом, процесс $\nu T \rightarrow l F$ определяется более тяжелыми адронными флуктуациями, например, a_1 -мезоном. При этом следовало бы ожидать, что насыщение ядерного экранирования произойдет при энергиях $\nu \gg \lambda m_\pi^2 / 2 \approx 20$ ГэВ. При таких энергиях полное сечение должно зависеть от A примерно как $A^{2/3}$. С другой стороны, если время жизни флуктуации меньше среднего межнуклонного расстояния в ядре, $d \approx 2$ фм, т.е. $\nu < \lambda m_\pi^2 / 2 \approx 6$ ГэВ, экранирование исчезает и $\sigma_{tot}(\nu A) \propto A$. Запомним этот результат и посмотрим на проблему с иной точки зрения.

Если в соотношении Адлера (2) в качестве мишени T подставить ядро, то получим, что $\sigma_{tot}(\nu A) \propto \sigma_{tot}(\pi A)$, т.е. ядерное экранирование взаимодействия нейтрино следует непосредственно из соотношения Адлера. При этом не видно никаких ограничений на энергию. Возникает вопрос: какова точность соотношения Адлера?

Запишем амплитуду $A(\nu T \rightarrow l F)$ в виде

$$A(\nu T \rightarrow l F) = \frac{G}{\sqrt{2}} I_{\mu} M_{\mu} \quad (4)$$

и выделим в адронном токе M_{μ} явный вклад пионного полюса:

$$M_{\mu} = f_{\pi} \frac{q_{\mu}}{Q^2 + m_{\pi}^2} A(\pi T \rightarrow F) + \tilde{M}_{\mu} \quad (5)$$

\tilde{M}_{μ} включает в себя вклады более дальних особенностей в дисперсионном соотношении по Q^2 (a_1 -полюс, ρ -разрез и др.). Из (5) видно, что требование сохранения аксиального тока $q_{\mu} M_{\mu} = 0$ в киральном пределе $m_{\pi} \rightarrow 0$ приводит к соотношению

$$q_{\mu} \tilde{M}_{\mu} = f_{\pi} A(\pi T \rightarrow F) \quad (6)$$

Используя эту связь при вычислении сечения при $Q^2 = 0$, с помощью (4) приходим к соотношению Адлера.

Здесь мы рассмотрели киральный предел для наглядности и дальше от него откажемся. Но и при этом мы столкнулись с явным противоречием с предыдущим результатом. Действительно, вывод о том, что ядерное экранирование появляется лишь при весьма высоких энергиях, определяемых массой a_1 -мезона, практически не зависит от массы пиона, поскольку в киральном пределе $1/m_a = \sqrt{2} m_p$, т.е. того же порядка, что и на опыте. В то же время из приведенного вывода следует, что соотношение Адлера в киральном пределе является точным, т.е. ядерное экранирование должно существовать при любых энергиях.

Итак, мы сформулировали парадокс: нейтрино может виртуально испустить в вакууме только тяжелые адронные флуктуации, время жизни которых становится сравнимым с размерами ядер лишь при весьма высоких энергиях. С другой стороны, ядерное экранирование, как следует из соотношения Адлера (при $m_{\pi} = 0$), имеет место при любой энергии. Прежде чем разрешить это противоречие, посмотрим, что изменится, если $m_{\pi} \neq 0$. Очевидно, что если процесс определяется дальними особенностями в дисперсионном соотношении по Q^2 , то сдвигка от пионного полюса на величину m_{π}^2 приводит к малым изменениям в наблюдаемых величинах порядка m_{π}^2/m_a^2 . Можно написать также дисперсионное соотношение по квадрату 4-импульса,

переданного ядру. В случае нуклонной мишени поправка оказывается еще меньше, так как величину $(m_{\pi}^2 + Q^2)/2\nu$ следует сравнить с обратным радиусом нуклона. Точность выполнения соотношения Адлера на опыте^[2] в полном сечении νN -взаимодействия иллюстрируется на рис.4. Вклад аксиального тока доминирует лишь при малых $Q^2 \ll 0,1$ (ГэВ/с)², где, к сожалению, точность данных невысока.

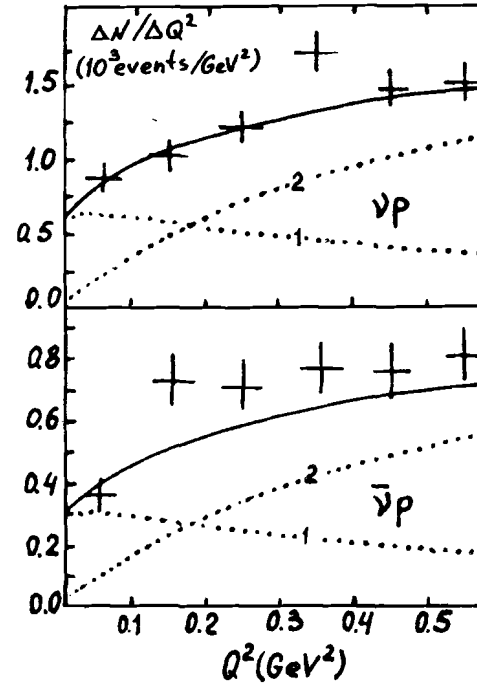


Рис.4. Зависимость от Q^2 полного сечения взаимодействия ν и $\bar{\nu}$. Экспериментальные точки из работы^[2]. Пунктирные кривые: 1 - расчет с помощью соотношения Адлера; 2 - расчет в приближении доминантности ρ - и a_1 -мезонов. Сплошная кривая - их сумма.

Иная ситуация возникает в случае ядерной мишени. Здесь, как известно^[2], в дисперсионном соотношении по квадрату переданного 4-импульса имеется вклад аномальных порогов, расположенных близко к нулю, на расстоянии порядка $1/R_A^2$, где R_A - среднеквадратичный радиус ядра. Поэтому m_{π}^2 перестает быть малым параметром. Поправки становятся малыми лишь при условии $(m_{\pi}^2 + Q^2)/2\nu \ll 1/R_A$ (как уже говорилось, при учете поглощения R_A следует заменить на длину свободного пробега λ). Создается впечатление, что время жизни флуктуации определяется массой пиона, хотя мы знаем, что свободное

нейтрино в вакууме не может виртуально испустить пион. Таким образом, и при $m_\pi \neq 0$ противоречие осталось.

Решение парадокса состоит в том, что хотя нейтрино не может испустить пион в вакууме, в ядерной среде это происходит благодаря взаимодействию с нуклонами. Именно дифракционные переходы $\nu N \rightarrow 1\pi N$ эффективно сказываются как увеличение времени жизни адронной компоненты нейтрино в ядерной среде. Это и объясняет причину появления раннего ядерного экранирования при низких энергиях $\nu \gg (m_\pi^2 + Q^2)\lambda/2$.

3. Неупругие поправки к полному сечению рассеяния нейтрино на ядрах

Изложенные выше рассуждения соответствуют вычислению сечения дифракционного рассеяния нейтрино на ядрах методом собственных состояний^{13/}. Волновая функция нейтрино раскладывается по базису собственных состояний взаимодействия:

$$|\nu\rangle = \sum_{\alpha=0}^{\infty} C_\alpha |\nu_\alpha\rangle.$$

Максимальный вес имеет не взаимодействующая компонента $|\nu_0\rangle$, соответствующая "голому" нейтрино, не содержащему адронных флуктуаций. Если энергия достаточно высока, различные компоненты можно считать "замороженными" на время взаимодействия, т.е. пренебречь перемешиванием^{14/}. Для вычисления сечения взаимодействия с ядром отдельной компоненты $|\nu_\alpha\rangle$ справедлив эйкональный подход. Усреднив результат с весом $|C_\alpha|^2$, получаем

$$\sigma_{tot}(\nu A) = 2 \int d^2b \left\{ 1 - |C_0|^2 - \sum_{\alpha=1}^{\infty} |C_\alpha|^2 \exp\left[-\frac{1}{2} \sigma_\alpha T(b)\right] \right\}. \quad (7)$$

Здесь b - прицельный параметр; $T(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(b, z)$ - функция профиля ядра, $\rho(b, z)$ - ядерная плотность; $f_\alpha = 1/\sigma_\alpha$ - собственные значения оператора амплитуды рассеяния. Выражение (7) учитывает все неупругие поправки^{16/}, поэтому метод собственных состояний эффективно используется при вычислении сечений адрон-ядерных взаимодействий. Однако за это приходится, как правило,

расплачиваться тем, что появляется существенная модельная зависимость величин σ_α и C_α .

Замечательной особенностью нейтринных взаимодействий является то, что соотношение Адлера позволяет, не зная σ_α и C_α , связать (7) с сечением πA -взаимодействия. Если последнее также записать с помощью метода собственных состояний и сравнить с (6), то мы придем к интересному выводу: спектры собственных состояний пиона и адронной компоненты нейтрино в аксиальном токе, а также их веса совпадают с точностью до общего множителя.

В промежуточной области энергий, где $k_L^\pi \gg 1/\lambda$, соотношение Адлера для ядерной мишени может быть сильно нарушено. Метод собственных состояний также становится неэффективен из-за сильного смешивания, которое трудно учесть корректно. Наиболее адекватным в этой области энергий является подход Глаубера^{15/} - Грибова^{16/}. Рассмотрим вклад в полное сечение диаграмм на рис.5 и 6 (в

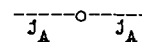


Рис.5. Диаграмма, отвечающая упругому рассеянию аксиального тока на нуклоне ядра.

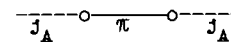


Рис.6. Диаграмма, описывающая рождение пиона в промежуточном состоянии.

соответствии с оптической теоремой вместо полного сечения мы вычисляем амплитуду упругого рассеяния вперед). Первая из них отвечает взаимодействию нейтрино с одним из нуклонов ядра. Этот вклад имеет вид

$$\sigma_{tot}^{(1)}(\nu A) = A \sigma_{tot}(\nu N). \quad (8)$$

Вклад второй диаграммы (рис.6) есть неупругая поправка к первой, отвечающая образованию пиона в промежуточном состоянии. Она вычисляется по формуле, аналогичной формуле Карманова-Кондратке^{17/}:

$$\sigma_{tot}^{(2)} = 2f_{\nu\pi}^2 \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^{z_1} dz_1 \rho(b, z_1) \int_{-\infty}^{z_2} dz_2 \rho(b, z_2) \cos[k_L^\pi(z_1 - z_2)] \cdot \exp\left[-f_{\pi\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz \rho(b, z)\right]. \quad (9)$$

Здесь $f_{\pi\pi}$ и $f_{\nu\pi}$ — мнимые части амплитуд упругого πN -рассеяния и процесса дифракционного нейтринорождения пиона на нуклоне, нормированные как: $f_{\pi\pi} = \sigma_{tot}/2$; z — продольная координата; $\rho(b, z)$ — ядерная плотность нуклонов; $k_L^\pi = (m_\pi^2 + Q^2)/2\nu$ — продольный переданный импульс в процессе дифракционного нейтринорождения пиона, определяющий сдвиг фазы $k_L^\pi(z_1 - z_2)$. Экспоненциальный фактор в выражении (9) учитывает требование прохождения пиона через ядро без взаимодействия.

Интересно проследить, как сокращаются объемные члены в выражениях (8) и (9) при асимптотических энергиях, когда $k_L^\pi \ll 1$. При этом условии (9) переписывается в виде

$$\sigma_{tot}^{(2)}|_{k_L \rightarrow 0} = - \left[\frac{f_{\nu\pi}}{f_{\pi\pi}} \right]^2 \left[A \sigma_{tot}(\pi N) - \sigma_{tot}^0(\pi A) \right], \quad (10)$$

где

$$\sigma_{tot}^0(\pi A) = 2 \int d^2b \left\{ 1 - \exp[-f_{\pi\pi} T(b)] \right\} \quad (11)$$

— полное сечение пион-ядерного взаимодействия, вычисленное в эikonальном приближении.

Из сравнения (8) и (10) видно, что в их сумме объемные члены, пропорциональные A , сокращаются при условии, что

$$\frac{\sigma_{tot}(\nu N)}{\sigma_{tot}(\pi N)} = \left[\frac{f_{\nu\pi}}{f_{\pi\pi}} \right]^2. \quad (12)$$

Но это есть прямое следствие соотношения Адлера (2), где следует просуммировать по всем конечным состояниям F .

Таким образом, нарушение соотношения Адлера проявилось бы в данном случае в присутствии объемного члена. Экспериментальное изучение A -зависимости сечения $\sigma_{tot}(\nu A)$ является еще одной интересной проверкой соотношения Адлера, т.е. PCAC.

Заметим, что условие (12) не связано с величиной фактора, стоящего перед $\sigma(\pi^+ \rightarrow F)$ в правой части (2). Необходимо лишь, чтобы он не зависел от конечного состояния F . В отличие от этого сравнение с данными, показанное на рис.4, и процессы когерентного

нейтринорождения адронов на ядрах проверяют величину коэффициента в соотношении (2).

В промежуточной области энергий величиной k_L^π пренебречь нельзя, и объемные члены в выражениях (8) и (9) не сокращаются. В аналитическом виде (9) вычислить не удастся, результаты же численных расчетов отношения $I/A \sigma_{tot}(\nu A)/\sigma_{tot}(\nu N)$ для ядра Ne приведены на рис.7. Для ядерной плотности $\rho(r)$ использовалась параметризация Вудса-Саксона

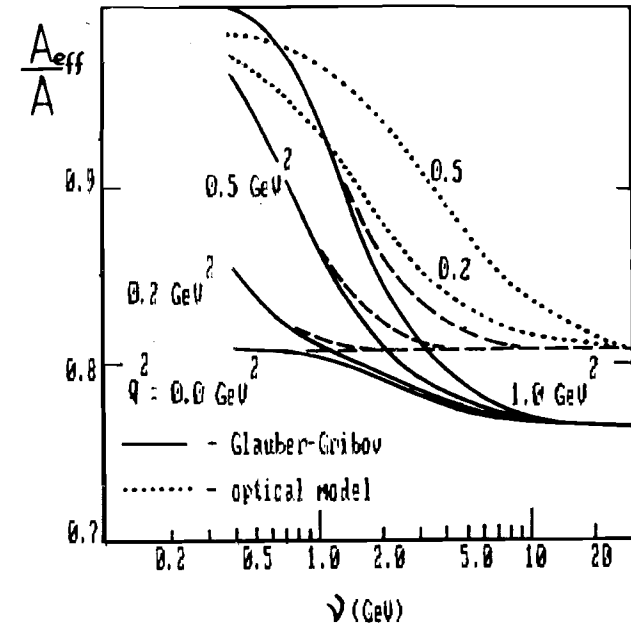


Рис.7. Отношение A_{eff}/A для взаимодействия нейтрино с ядрами Ne в зависимости от энергии нейтрино их величины Q^2 . Сплошные линии и штриховые показывают результаты расчета соответственно с учетом и без учета дифракционных возбуждений пиона в промежуточном состоянии. Пунктирные линии отвечают оптической модели Белла.

$$\rho(r) = \rho_0 [1 + \exp(\frac{r-R}{a})]^{-1},$$

$$\rho_0 = \frac{3A}{4\pi R^3} \left(1 + \frac{\pi^2 a^2}{R^2} \right)^{-1}$$

с параметрами R и a из работы¹⁸⁾. Из рис.7 видно, что при $Q^2=0$ ядерное экранирование практически насыщается уже при энергиях несколько сот МэВ. С ростом Q^2 выход на асимптотический режим, показанный на рис.7 пунктирными линиями, естественно, затягивается.

Представляет интерес сравнение наших расчетов с результатами, полученными в оптической модели Белла^{3,9)}, поскольку эта модель используется^{1,2)} при интерпретации экспериментальных данных. Уравнение оптической модели, описывающее зависимость амплитуды вероятности обнаружить адронную флуктуацию нейтрино в ядерной среде от продольной координаты z, имеет вид^{3,9)}

$$\frac{d\Psi}{dz} = -\frac{1}{\lambda} \Psi + \frac{1}{\lambda} \frac{q_L^\pi}{q_L^\pi - i f_{\pi\pi} \rho(z)} \Psi_0. \quad (13)$$

Решив это уравнение и усреднив Ψ по объему ядра, приходим к следующему выражению для $\sigma_{tot}(\nu A)$:

$$\sigma_{tot}^{(OM)}(\nu A) = \left(\frac{f_{\nu\pi}}{f_{\pi\pi}} \right)^2 \sigma_{tot}^0(\pi A) + 2 \left(f_{\nu\pi} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \int_{-\infty}^{z_1} dz_1 \rho(b, z_1) \int_{-\infty}^{z_2} dz_2 \rho(b, z_2) \cdot \frac{q_L^\pi}{q_L^\pi - i f_{\pi\pi} \rho(z)} \exp \left[- f_{\pi\pi} \int_{z_1}^{z_2} dz \rho(b, z) \right]. \quad (14)$$

Это выражение, очевидно, не совпадает с формулами (8) и (9). Численный расчет, выполненный при $Q^2=0,2$ и $0,5$ (ГэВ/с)², сравнивается с нашими вычислениями на рис.7. Видно, что различие велико. Оптическая модель заметно недооценивает величину ядерного экранирования в переходной области энергий. Асимптотическое поведение в обоих подходах одинаково, что является тривиальным, поскольку оно диктуется соотношением Адлера.

Рассмотрим теперь более сложные неупругие поправки, связанные с возможностью дифракционной диссоциации пиона. Соответствующие диаграммы показаны на рис.8. Первая из них, на рис.8а, отвечает

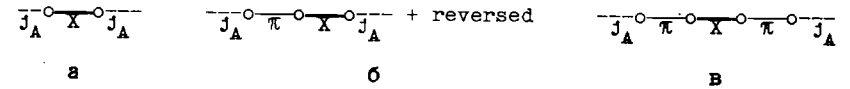


Рис.8. Диаграммы, учитывающие процессы дифракционного возбуждения аксиального тока и пиона при взаимодействии с нуклонами ядра.

суммарному вкладу процессов дифракционного нейтринорождения всех возможных состояний, кроме пиона: a_1 , $\rho\pi$, 3π ..., обозначенных на рисунке через X. Диаграммы на рис.8б,в учитывают возможность дифракционных переходов пиона в эти состояния.

Как нетрудно видеть, вклад каждой из трех диаграмм на рис.8 содержит объемный член. При учете соотношения Адлера объемные члены сокращаются при асимптотических энергиях. Более того, независимо от величины ν вклады диаграмм на рис.8а,б полностью компенсируются аналогичными слагаемыми, содержащимися в выражении для вклада диаграммы на рис.8в. Опуская несложные выкладки, напишем выражение для суммарного вклада диаграмм на рис.8:

$$\sigma_{tot}^{(3)}(\nu A) = -4\pi \left(\frac{f_{\nu\pi}}{f_{\pi\pi}} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} d^2b \exp[-f_{\pi\pi} T(b)] \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \rho(b, z_1) \cdot \int_{-\infty}^{z_1} dz_2 \rho(b, z_2) \int_{9\pi^2}^{\infty} \frac{dM_x^2}{M_x^2} \frac{d\sigma_{DD}(\pi N)}{dM_x^2 dk_T^2} \Big|_{k_T^2=0} \cos[k_L^x(z_1 - z_2)]. \quad (15)$$

Здесь использованы следующие упрощающие допущения: считается, что для всех состояний, являющихся дифракционными возбуждениями пиона, $\sigma_{tot}(XN) = \sigma_{tot}(\pi N)$. Кроме того, поскольку $k_L^x = (m_x^2 + Q^2)/2\nu \gg k_L^\pi$, величину k_L^π можно положить равной нулю, поскольку поправка (15) становится заметной лишь при весьма высоких энергиях.

Полученный результат очень интересен. Выражение (15) с точностью до множителя $(f_{\nu\pi}/f_{\pi\pi})^2$ совпадает с формулой Карманова-Кондратюка¹⁷⁾, поэтому добавление $\sigma_{tot}^{(3)}(\nu A)$ эквивалентно учету в поверхностном члене $\sigma_{tot}^{(2)}(\nu A)$ неупругой поправки к

$\sigma_{tot}(\mu\text{A})$. В асимптотике это тривиально, так как следует из соотношения Адлера. Тем не менее, оказывается, что это справедливо и в переходной области энергий. Используя общую технику, развитую Бертоки и Трелиани¹⁹⁾ для векторного тока, можно показать, что этот вывод сохраняется и после учета неупругих поправок более высоких порядков.

Для численной оценки поправки (15) учтем, что спектр масс в процессе дифракционной диссоциации сосредоточен в основном в районе массы a_1 -мезона. Поэтому в выражении для k_L^x положим $M_x = m_a$. Интегральное сечение дифракционной диссоциации пиона вперед можно оценить, взяв 2/3 от сечения процесса $pp \rightarrow pX$, что дает около 10 мб / ГэВ². После учета вклада $\sigma_{tot}^{(3)}(\nu A)$ величина A_{eff} для ядра Ne в асимптотике понижается примерно на 10%. Соответствующие зависимости от ν , вычисленные при разных Q^2 , показаны на рис.7 сплошными линиями.

Наконец, можно провести сравнение с экспериментальными данными^{1,2)}. Для этого следует усреднить $\sigma_{tot}(\nu A)$ в интервале $0 < Q^2 < 0,2$ (ГэВ/с)². Зависимость от Q^2 содержится, помимо переданного импульса k_L , также в факторе $F(Q^2) = m_a^2 / (Q^2 + m_a^2)$. Эта зависимость не предполагает обязательно a_1 -доминантности аксиального тока. Как показано в работе²⁰⁾, зависимость от Q^2 , отвечающая вкладу $\rho\pi$ разреза, с высокой точностью имитирует a_1 -полос.

Необходимо также учесть вклад векторного тока, который в предположении о ρ -доминантности дается суммой выражений (8) и (9), где следует заменить $f_{\nu\pi}$ на $f_{\nu\rho}$, $f_{\pi\pi}$ на $f_{\rho\rho}$, k_L^π на k_L^ρ , т.е. m_π на m_ρ . При этом¹⁰⁾

$$\left(\frac{f_{\nu\rho}}{f_{\rho\rho}}\right)^2 = \frac{G^2}{2\pi^2} \frac{1}{\nu} f_\rho^2 Q^2 (1-u+y^2/2)(m_\rho^2+Q^2)^{-2}, \quad (16)$$

где $u = \nu/E$, $f_\rho = \sqrt{2}m_\rho^2/\gamma_\rho$, где γ_ρ — универсальная константа связи с адронами ($\gamma_\rho^2/4\pi \approx 2,4$). Вследствие сохранения векторного тока его вклад, как видно из (16), обращается в нуль при $Q^2=0$. Соотношение между вкладами векторного и аксиального токов в сечение взаимодействия нейтрино с нуклоном было уже показано на рис.4. В случае ядерной мишени эти вклады вычисляются при помощи процедуры, описанной выше. В результате усреднения сечений по Q^2 в интервале $0 < Q^2 < 0,2$ (ГэВ/с)² получаем экранирующий фактор A_{eff}/A , зависящий от

ν как показано для ядра Ne на рис.9. Расчет хорошо согласуется с экспериментальными данными^{1,2)}.

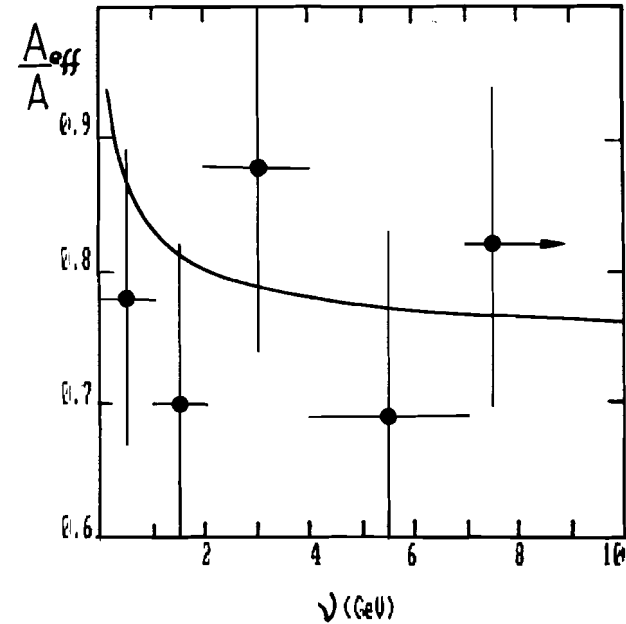


Рис.9. Отношение A_{eff}/A для ядра Ne при $x < 0,2$ и $Q^2 < 0,2$ (ГэВ/с)². Кривая показывает результаты расчета, включающего вклады аксиального и векторного токов.

Такое сравнение, в принципе, является проверкой PCAC, поскольку коэффициент при объемном члене равен нулю лишь при условии выполнения соотношения Адлера (при достаточно высокой энергии). Хотя нарушающий PCAC вклад относительно усилен фактором $A^{2/3}$, однако при существующей точности данных^{1,2)} они допускают заметное нарушение соотношения Адлера.

4. Заключение

Явление частичного сохранения аксиального тока есть отражение заложенной в теорию исходной симметрии сильных взаимодействий относительно киральных преобразований и наличия в природе малого параметра – квадрата массы пиона. Если поперечность аксиальных токов безмассовых кварков является тривиальным, то сохранение аксиального тока в секторе адронов, приобретших большую массу в результате спонтанного нарушения киральной симметрии, – это явление, динамику которого мы пока плохо понимаем. Условие PCAC позволяет удивительным образом связать между собой величины, не имеющие на первый взгляд ничего общего. Например, пион-нуклонную константу связи и константу распада $\pi \rightarrow \mu \nu$ (соотношение Гольдбергера – Треймана). Следует подчеркнуть, что каждое новое проявление PCAC позволяет произвести независимую экспериментальную проверку этого явления, поскольку структура адронных токов различна в разных процессах, и сохранение тока в одном случае не гарантирует от его сильного нарушения в другом.

До сих пор наиболее тщательная проверка следствий PCAC относилась к низкоэнергетической пионной физике. Новые возможности открылись в последнее время в физике высоких энергий. Например, распады лептона $\tau \rightarrow 3\pi + \nu_\tau$ дают прямую информацию о спектральной функции аксиального тока. Появившиеся недавно экспериментальные данные e^+e^- впервые позволили непосредственно проверить правила сумм Вайнберга и в пределах ошибок подтвердили их. Измеренное распределение по эффективной массе 3π пока не противоречит явно гипотезе a_1 -доминантности и малости продольной составляющей спектральной функции (вытекающей из PCAC). Необходимо, однако, проведение парциально-волнового анализа системы 3π для проверки этих утверждений.

Специальная область физики высоких энергий – дифракционное рассеяние аксиального тока – рассмотрена в настоящей работе. Изучение этих процессов стало возможным с появлением интенсивных высокоэнергетических пучков нейтрино. Уникальные данные, полученные коллаборацией WA59, доказали существование ядерного экранирования взаимодействия нейтрино. Хотя эти данные, показанные

на рис.9, согласуются с теоретическими расчетами, пока еще рано говорить о новом экспериментальном подтверждении PCAC. Для этого, как было видно, требуется гораздо более высокая точность данных.

С этой точки зрения благоприятные условия для выделения вклада аксиального тока создает изучение когерентного нейтринорождения адронов на ядрах. В этих реакциях запрещены недифракционные механизмы, связанные с изменением G-четности, а следовательно, подавлен вклад векторного тока. Этим объясняется повышенный интерес экспериментаторов к изучению когерентных процессов. К сожалению (или к радости?), согласие расчетов e^+e^- , основанных на следствиях PCAC, с данными о когерентном нейтринорождении π и 3π на ядрах Ne вряд ли можно назвать блестящим. Тем не менее говорить о серьезном противоречии пока еще рано, необходимо как дальнейшее уточнение экспериментальных данных, так и проведение модельно-независимых расчетов.

Автор благодарен В. Венусу и другим участникам коллаборации WA59, обсуждения с которыми явились стимулом к написанию настоящей работы, а также Б.Г.Захарову, Е.М.Левину, Н.Н.Николаеву и Б.М.Понтекорво за полезные обсуждения.

Литература

1. BEBC WA59 Collaboration, Allport P.P. et al. – paper submitted to the XIXth Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Arles, France, 1988.
2. BEBC WA59 Collaboration, Marage P. – report submitted to the XIIIth Int. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys., Boston, 1988.
3. Bell J.S. – Phys. Rev. Lett. 1964, v.13, p.57.
4. Ross M., Stodolsky L. – Phys. Rev. 1966, v.149, p.1172.
5. Drell S.D., Trefil S. – Phys. Rev. Lett. 1966, v.16, p.552; ibid, p.832.
6. Bauer T.H., Spital R.D., Yennie D.R. – Rev. Mod. Phys., 1978, v.50, p.261.

7. Kopeliovich B.Z. - Phys. Lett.B, 1989, v.227, p.461.
8. Adler S. - Phys. Rev. 1964, v.135, p.963.
9. Bell J. - Lectures in Particles and Fields, edited by H.H.Aly, (New York, Gordon and Breach Science Publishers), 1969, p.323.
10. Piketty C., Stodolsky L. - Nucl. Phys., 1970, v.B15, p.571.
11. Weinberg S. - Phys. Rev. Lett. 1968, v.18, p. 507.
12. Karplus R., Sommerfeld C.M., Wichmann E.H. - Phys. Rev. 1958, v.111, p.1118.
13. Копелиович Б.З., Липидус Л.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, с.664; Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-12036, Дубна, 1978, с.469.
14. Копелиович Б.З., Липидус Л.И. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, с.612.
15. Glauber R.J. - Lectures in Theoretical Physics, Vol. 1, 1958, edited by W.E.Brittin and L.G.Dunham (New York, N.Y., 1959).
16. Грибов В.Н. - ЖЭТФ 1969, т.56, с.892.
17. Карманов В., Кондратьев Л.А. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, с.266.
18. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. - Atomic Data and Nuclear Data Tables 1987, v.36, p.495.
19. Bertocchi L., Treleani D. - Nuovo Cimento 1979, v.54, p.113.
20. Бельков А.А., Копелиович Б.З. - ЯФ 1987, т.46, с.874.
21. ARGUS Collaboration, Albrecht H. et al. - Z. Phys. C 1986, v.33, p.7.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1989 г.

Копелиович Б.З.

P2-89-832

PCAC и ядерное экранирование взаимодействия
нейтрино высоких энергий

Обсуждаются следствия частичного сохранения аксиально-векторного тока /PCAC/ в физике высоких энергий. Показано, что в отличие от общепринятой точки зрения пространственно-временная картина взаимодействия нейтрино иная, чем в случае фотонов. Основной причиной экранирования является не виртуальное испускание высокоэнергичным нейтрино долгоживущих адронных флуктуаций, а реальный процесс дифракционного нейтринорождения пионов при взаимодействии с ядерными нуклонами. Это приводит к насыщению ядерного экранирования уже при низких энергиях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод автора

Kopeliovich B.Z.

P2-89-832

PCAC and Nuclear Shadowing of Neutrino
Interaction at High Energies

Consequences of hypothesis of partially conserved axial current (PCAC) at high energies are considered. On the contrary to widely spread opinion, space-time patterns of shadowing are quite different in cases of neutrino and photon interactions. The main source of shadowing is rather real process of diffractive neutrino production on nuclear nucleons, than spontaneous emission of long-living hadronic fluctuations. This results in saturation of nuclear shadowing at rather low energy.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989