

НАБЛЮДЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ОБРАЗОВАНИЯ a_1^- - МЕЗОНА В АНТИНЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЗАРЯЖЕННОГО ТОКА НА НЕОНЕ

*В.В.Аммосов, А.А.Бельков, В.С.Буртовой, В.А.Гапченко,
Г.С.Гапченко, А.Г.Денисов, В.Г.Заец, В.И.Клюхин,
В.И.Корешев, П.В.Питухин, В.И.Сиротенко, З.У.Усубов
А.Э.Асратян¹⁾, П.А.Горичев¹⁾, С.П.Кручинин¹⁾, М.А.Кубанцев¹⁾,
И.В.Махлюева¹⁾, А.В.Федотов¹⁾, В.И.Шекелян¹⁾*

В антинейтринных взаимодействиях на ядрах неона выделен процесс когерентного образования одиночных a_1^- -мезонов. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с теоретическим предсказанием.

В настоящей работе исследуется когерентное образование a_1^- -мезонов на ядрах неона в антинейтринных взаимодействиях заряженного тока, полученных на 15-футовой пузырьковой камере ФНАЛ. В работах ¹⁻⁶ уже изучалось когерентное нейтринорождение одиночных пионов на различных ядрах с целью проверки гипотезы частичного сохранения аксиально-векторного тока (ЧСАТ). Нейтринообразование одиночных a_1^- -мезонов не чувствительно к предсказаниям ЧСАТ, поскольку область малых Q^2 ($Q^2 = -(k_\nu - k_\mu)^2$, k_ν, k_μ - 4-импульсы антинейтрино и мюона), определяемая соотношением Адлера, дает ничтожный вклад в полное сечение. Интерес к этому процессу связан с возможностью изучения взаимодействия a_1^- -мезона с нуклонами ⁷. Реакция $\bar{\nu}_\mu \text{Ne} \rightarrow \mu^+ \text{Ne} a_1^-$ полностью определяется вкладом аксиально-векторного тока и ее сечение можно выразить через сечение упругого рассеяния a_1^- -мезонов на нуклоне. Известно, что в процессах дифракционного образования a_1^- -мезонов при взаимодействии пионов с ядрами получение аналогичной информации оказалось невозможным из-за необходимости модельного учета больших неупругих вкладов ⁸. В нейтринном же взаимодействии вклад неупругих поправок пренебрежимо мал и это обстоятельство делает когерентные взаимодействия нейтрино с ядром уникальным источником экспериментальной информации об a_1^- -взаимодействии.

Как следует из работы ⁷, когерентные события типа $\bar{\nu}_\mu \text{Ne} \rightarrow \mu^+ \text{Ne} a_1^-$, так же как и события $\bar{\nu}_\mu \text{Ne} \rightarrow \mu^+ \text{Ne} \pi^-$, должны доминировать в области малых значений величин: $p_L^2 < 0,06$ (ГэВ²) и $p_T^2 < 0,1$ (ГэВ²), где p_L - проекция 3-импульса ядра неона, приобретенного им после взаимодействия, на направление переданного от лептонной вершины 3-импульса $q = k_\nu - k_\mu$ (k_ν, k_μ - 3-импульсы антинейтрино и мюона), а p_T - проекция импульса ядра на плоскость, перпендикулярную вектору q . Распределения по p_T^2 для событий по когерентному и некогерентному нейтринорождению a_1^- -мезонов имеют вид убывающей экспоненты со значительно различающимися параметрами наклона. Поэтому в настоящем эксперименте число взаимодействий по когерентному образованию a_1^- -мезонов определялось из распределения по p_T^2 .

15-футовая пузырьковая камера ФНАЛ была заполнена тяжелой неон-водородной смесью (64% атомов неона) и экспонировалась в "широком" пучке мюонных антинейтрино. Для выделения когерентных взаимодействий типа $\bar{\nu}_\mu \text{Ne} \rightarrow \mu^+ \text{Ne} a_1^-$ анализировалось 8000 антинейтринных событий заряженного тока в области энергий антинейтрино 10 - 200 ГэВ и импульсов мюона > 4 ГэВ. Более подробное описание эксперимента можно найти в работе ⁹. Поиск когерентных a_1^- -мезонов проводился по распадам $a_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ и $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Поэтому для дальнейшего анализа было отобрано 80 событий только с $\mu^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$ в конечном сос-

¹⁾ Институт теоретической и экспериментальной физики

тоянии. Взаимодействия, в которых импульс пиона был измерен с относительной ошибкой больше 30%, из анализа исключались, а их потеря учитывалась с помощью метода, описанного в работе ¹⁰. Для отобранных событий средний поправочный множитель, включающий в себя также и эффективность регистрации, составил 1,43.

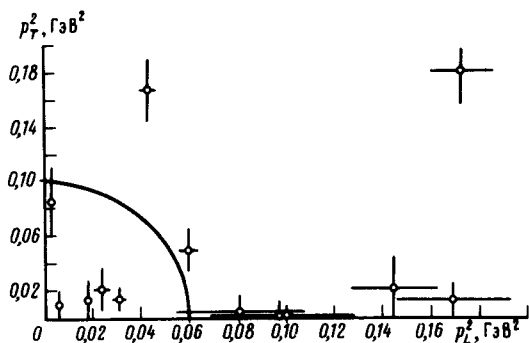


Рис. 1

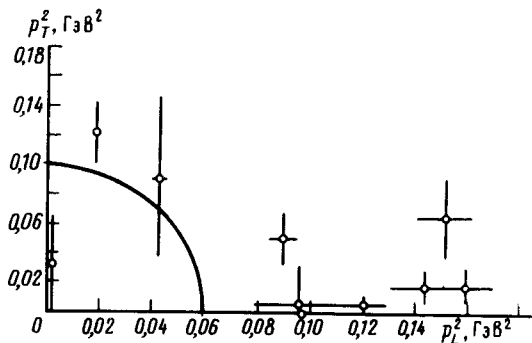


Рис. 2

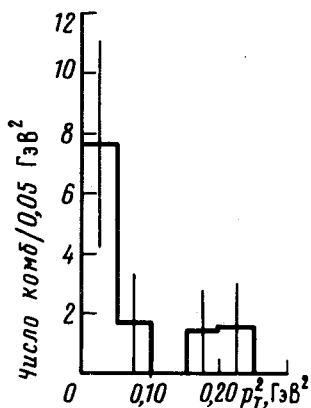


Рис. 3

Рис. 1. Распределение четырехлучевых событий из интервала эффективных масс трех пионов $1,0 < M(\pi^+ \pi^- \pi^-) < 1,2$ ГэВ в плоскости (p_L^2, p_T^2) .

Рис. 2. Распределение четырехлучевых событий из интервала эффективных масс трех пионов $1,2 < M(\pi^+ \pi^- \pi^-) < 1,6$ ГэВ в плоскости (p_L^2, p_T^2) .

Рис. 3. Распределение четырехлучевых событий по p_T^2 из интервала эффективных масс трех пионов $1,0 < M(\pi^+ \pi^- \pi^-) < 1,2$ ГэВ при $p_L^2 < 0,06$ ГэВ².

На рис. 1 показано двумерное распределение по (p_L^2, p_T^2) для четырехлучевых событий из интервала эффективных масс трех пионов $1,0 < M(\pi^+ \pi^- \pi^-) < 1,2$ ГэВ, лежащего в области массы a_1 -мезона. Величины p_L^2 и p_T^2 вычислялись с помощью 0 - C-фита с использованием экспериментальных значений импульсов мюона и пионов в предположении, что масса частицы мишени равна массе ядра неона. Нанесенные ошибки при точках соответствуют ошибкам измерения p_L^2 и p_T^2 . Как видно из рисунка, в области значений p_L^2 и p_T^2 , ограниченной сплошной линией, наблюдается пять событий. В каждом из этих событий есть по меньшей мере одна пара $\pi^+ \pi^-$ -мезонов с эффективной массой, лежащей в области массы ρ^0 -мезона ($0,7 < M(\pi^+ \pi^-) < 0,9$ ГэВ). Вероятность неправильного присвоения массы пиона положительно заряженному адронному треку в этих событиях оказалась пренебрежимо малой. Это было проверено путем переопределения массы этого тре-

ка на массу прогона и вычисления с помощью $0 - C$ -фита начального импульса нуклона. Полученные значения импульсов во много раз превышают максимально возможный импульс нуклона в ядре.

Для сравнения на рис. 2 показано двумерное распределение по (p_L^2, p_T^2) для четырехлучевых событий из области масс $1,2 < M(\pi^+ \pi^- \pi^-) < 1,6$ ГэВ, лежащей вне массы a_1 -мезона. Ширина этой области в два раза превышает интервал значений $M(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ для событий, вошедших в распределение на рис. 1. Как видно из рисунка, в область, ограниченную сплошной линией, попадает только одно событие.

На рис. 3 показано распределение по p_T^2 для четырехлучевых событий, попавших на рис. 1 в интервал $p_L^2 < 0,06$ ГэВ². При значениях $p_T^2 < 0,1$ ГэВ² наблюдается когерентный пик, что согласуется с предсказанием ⁷. Поскольку наклон в распределении по p_T^2 для некогерентного нейтринорождения a_1 -мезонов намного меньше наклона соответствующего распределения когерентных событий, то предполагалось, что фон от образования a_1^- -мезона на нуклоне равномерно распределен в интервале $0,0 < p_T^2 < 0,3$ ГэВ². Кроме того, на событиях этого эксперимента было проверено, что фон от взаимодействий, не приводящих к образованию a_1^- -мезона (включая и реакцию $\bar{\nu}_\mu N \rightarrow \mu^+ \rho^0 \Delta^-$), при значениях $p_L^2 < 0,06$ ГэВ² также равномерно распределен в этом интервале по p_T^2 . Исходя из этого, суммарный фон для когерентного образования a_1^- -мезонов можно оценить по событиям на рис. 3, попавшим в интервал $0,1 < p_T^2 < 0,3$ ГэВ², который составляет $1 + \frac{1,3}{0,3}$ событий. Если предположить, что весь наблюдаемый сигнал обусловлен фоном, то вероятность этого случая составит не более 1,7%. Вычитая полученное значение фона из числа событий в области $p_T^2 < 0,1$ ГэВ² в распределении на рис. 3, получаем поправленное число когерентных событий $N_{a_1} = 8 + \frac{6}{-4}$. Здесь ошибки получены в предположении, что фон находится в 68% интервале достоверности.

Сечение когерентного образования a_1^- -мезонов в настоящем эксперименте определялось с использованием сечения и числа взаимодействий антинейтрино на нуклоне в заряженном токе в интервале энергий антинейтрино $10 \div 200$ ГэВ. При средней энергии антинейтрино 23 ГэВ его значение составило $(0,30 + \frac{0,21}{-0,15}) \cdot 10^{-38}$ см², что согласуется с предсказанием работы ⁷.

В заключение авторы выражают благодарность своим коллегам из ФНАЛ и Мичиганского университета за обработку и анализ части статистики данного эксперимента. Мы хотим также поблагодарить Б.З.Копелиовича за полезные замечания.

Литература

1. Faissner H. et al. Phys. Lett., 1983, 125B, 230.
2. Isiksal E., Rein D., Morfin J.G. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1096.
3. Bergsma F. et al. Preprint CERN/EP 85-37, Geneva, 1985.
4. Marage P. et al. Phys. Lett., 1984, 140B, 137.
5. Grabosch H.J. et al. Preprint IHEP PHE 85-12, Berlin, 1985.
6. Аммосов В.В. и др. ЯФ, 1987, 45, 1662.
7. Бельков А.А., Копелиович Б.З. ЯФ, 1987, 46, 874.
8. Замолдчиков А.Б., Копелиович Б.З., Лapidус Л.И. ЖЭТФ, 1979, 77, 451.
9. Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1982, B199, 399.
10. Ammosov V.V. et al. Phys. Lett., 1987, 102B, 213.