

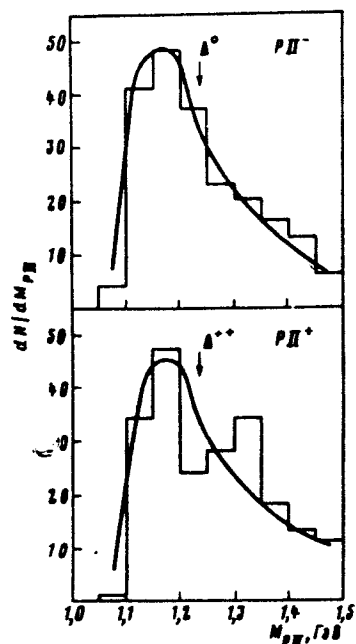
ПОИСК КУМУЛЯТИВНЫХ Δ^0 (1232) И Δ^{++} (1232) ИЗОБАР В НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ЯДРОМ НЕОНА

*В.В.Аммосов, А.Э.Асратян¹⁾, В.С.Буртовой, В.А.Гапиенко, Г.С.Гапиенко,
П.А.Горичев¹⁾, А.Г.Денисов, В.Г.Заец, В.И.Клюхин, В.И.Корешев, С.П.Кручинин¹⁾,
М.А.Кубанцев¹⁾, И.В.Махлюева¹⁾, П.В.Питухин, В.И.Сиротенко, Е.А.Слободюк,
З.У.Усубов, А.В.Федотов¹⁾, В.Г.Шевченко¹⁾, В.И.Шекелян¹⁾*

На основе ~ 5100 нейтринных взаимодействий с ядром неона, полученных при помощи 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ, на 90%-ном уровне достоверности найдены верхние пределы выходов кумулятивных Δ^0 и Δ^{++} частиц – 1,1% и 0,4% соответственно. Сделан вывод о невозможности объяснения "EMC-эффекта" в рамках "изобарной" модели.

¹⁾ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Различие в структурных функциях связанных в ядре и свободных нуклонов, впервые наблюдаемое ЕМС-группой ¹ и называемое поэтому ЕМС-эффектом, можно объяснить двумя способами: либо под действием ядерных сил происходит изменение свойств нуклонов, либо внутри ядра присутствуют отличные от нуклонов частицы. Обзор основных теоретических моделей, претендующих на описание ЕМС-эффекта, можно найти в ². В работе ³ было сделано предположение, что структурная функция Δ изобары с ростом бьеркиновской переменной x уменьшается по крайней мере в $(1-x)$ раз быстрее, чем структурные функции протона и нейтрона, и тогда разницу структурных функций, извлекаемых из рассеяния на ядре и на свободном нуклоне, можно рассматривать как результат присутствия Δ частиц внутри ядра. Поскольку в глубоконеупругом мюон (электрон)-ядерном рассеянии при значениях x близких к единице основной вклад дают взаимодействия с протоном, то автору работы ³ оказалось достаточным перевести 20 – 30% протонов (10 – 15% от общего числа нуклонов ядра) в Δ состояния, чтобы получить согласие с экспериментом. Более логично, однако, думать, что нейтроны ядра также как и протоны участвуют в образовании Δ компоненты, поэтому для объяснения ЕМС-эффекта примесь Δ частиц должна составлять 20 – 30%.



Распределение по массе $p\pi^-$ и $p\pi^+$ пар, имеющих направление импульса назад в ЛСИ. Кривые описывают распределения для $p\pi$ -комбинаций, составленных из частиц из разных взаимодействий

Но, если существование Δ -изобар внутри ядра предсказывается в таких больших количествах, есть смысл попытаться обнаружить их среди, так называемых, кумулятивных частиц. Ни в одной из теоретических схем ⁴⁻⁷, призванных объяснить процесс испускания ядром протонов назад в лабораторной системе измерения (ЛСИ), не видно причин, по которым бы и Δ -частицы, если они есть в ядрах, не вылетали бы в кинематически запрещенную область наравне с обычными нуклонами.

В этой работе описана первая попытка зарегистрировать сигнал от распадов кумулятивных Δ^0 (1232) и Δ^{++} (1232) изобар. Для анализа использовались 4060 антинейтринных и 1050 нейтринных взаимодействий заряженного тока с ядром неона при энергии $E = 10 - 200$ ГэВ, квадрате переданного лептонного четырех-импульса $Q^2 > 1$ ГэВ² и инвариантной адронной массе $W > 2$ ГэВ. Протонные треки измерялись, начиная с импульса 300 МэВ/с, идентифицировались по пробегу до 1 ГэВ/с. Все оставшиеся после выделения протонов заряженные адроны рассматривались как π -мезоны. Подробнее описание деталей эксперимента, проведенного с помощью 15-футовой пузырьковой камеры ФНАЛ, можно найти, например, в ⁹.

Всего было найдено 223 $p\pi^-$ -пары и 255 $p\pi^+$ -пар с направлением суммарного импульса, составляющим с направлением нейтрино в ЛСИ угол более 90° . Бралась лишь $p\pi$ -комбинация с импульсом менее 1 ГэВ/с, так как выше 1 ГэВ/с резко падает эффективность идентификации протона, рожденного в распаде $\Delta \rightarrow p\pi$. Распределения отобранных пар по эффективной массе раздельно для $p\pi^-$ и для $p\pi^+$ приведены на рис. 1. Разрешение по массе в области Δ (1232) равно ~ 30 МэВ. Гладкие кривые на рисунке описывают поведение нерезонансного фона, они представляют собой спектры масс для комбинаций, составленных из протона и мезона, относящихся к разным взаимодействиям. Кривые хорошо описывают экспериментальные спектры и нет сколько-нибудь заметных сигналов от ожидаемых распадов.

Из приведенных распределений были найдены на 90%-ном уровне достоверности следующие ограничения сверху на рождение назад с импульсом 0 – 1 ГэВ/с кумулятивных Δ^0 и Δ^{++} -частиц – 1,1% и 0,4% соответственно. В верхних пределах учтены обрезания по импульсу и эффективность идентификации протонов, потери, возникающие при измерении мягких π -мезонных треков. Для Δ^0 , кроме того, введена поправка на нерегистрируемую моду распада $\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$. Пределы получены в пренебрежении возможными вкладами высших по массе Δ и N^* резонансов.

Ранее⁸ нами было установлено, что $\sim 10\%$ всех взаимодействий заряженного тока как в $\bar{\nu}_\mu$ Ne, так и в ν_μ Ne рассеянии имеют протон вылетевший из ядра в ЛСИ в заднюю по отношению к направлению нейтрино полусферу. Если кумулятивный механизм с одинаковой эффективностью выбивает из ядра протоны и Δ -изобары, а разные зарядовые состояния Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 и Δ^- представлены в ядре в равных количествах, то сравнение полученного здесь ограничения на выход Δ^{++} с выходом назад протонов говорит о том, что суммарная примесь Δ -частиц внутри ядра не превышает 8%. Последняя величина меньше требуемого для описания ЕМС-эффекта значения 20 – 30%, следовательно этот эффект не может быть, по-видимому, объяснен лишь за счет перехода части нуклонов в Δ -состояния.

Авторы благодарят М.И.Стрикмана, инициировавшего появление данной работы, К.Р. Слабоспицкого – за полезные обсуждения.

Литература

1. Aubert J.J. et al. Phys. Lett., 1983, 123B, 275.
2. Rith K. Proc. of the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Brighton, July 1983, p. 80.
3. Szwed J. Phys. Lett., 1983, 128B, 245.
4. Amado R.O., Woloshyn R.M. Phys. Rev. Lett., 1976, 36, 1435.
5. Blankenbecker R., Schmidt I. Phys. Rev., 1977, D15, 3321.
6. Frankel S. Phys. Lett., 1977, 38, 1338.
7. Frankfurt L.L., Strikman M.I. Phys. Rep., 1981, 76C, 215.
8. Efremenko V.I. et al. Phys. Rev., 1980, D22, 2581.
9. Ammosov V.V. et al. Nucl. Phys., 1981, B177, 365.

Поступила в редакцию

30 марта 1984 г.

После переработки

27 июня 1984 г.