

ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ В НЕЙТРИННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ВЫШЕ ПОРОГА РОЖДЕНИЯ ШАРМОВЫХ ЧАСТИЦ

С.С.Герштейн, В.Н.Фоломешкин

Указано, что наблюдавшаяся при высоких энергиях зарядовая асимметрия в $\nu_{\mu} N (\bar{\nu}_{\mu} N)$ -рассеянии может быть объяснена рождением шармовых частиц, если момент морских кварков с увеличением энергии возрос.

Согласно экспериментальным данным по $\nu N (\bar{\nu} N)$ -рассеянию при энергиях выше 50 Гэв параметры $B^{\nu}(\tilde{\nu})$, характеризующие y -распределения, имеют следующие значения:

$$B^{\nu} = 0,75^{+0,2}_{-0,1}; \quad B^{\tilde{\nu}} = 0,45^{+0,15}_{-0,10} \quad [1], \quad B^{\tilde{\nu}} = 0,36^{+0,30}_{-0,36} \quad [2].$$

Величины $B^{\nu}(\tilde{\nu})$ выражаются через известные структурные функции

$$B^{\nu}(\tilde{\nu}) = \int x F_3^{\nu}(\tilde{\nu}) dx / \int 2x F_1^{\nu}(\tilde{\nu}) dx.$$

Полученные результаты указывают на возможное нарушение зарядовой симметрии, согласно которой для изоскалярной мишени $B^{\nu} = B^{\tilde{\nu}}$. Отличие приведенных значений от данных ЦЕРН [3] ($B^{\nu} = B^{\tilde{\nu}} = 0,92 \pm 0,04$ при энергиях ниже 10 Гэв) свидетельствует также о том, что переход к более высокой энергии сопровождался нарушением скейлинга.

Мы не будем обсуждать здесь причины нарушения скейлинга,¹⁾ а хотим лишь указать, что отклонения B^{ν} — от единицы позволяет прос-

¹⁾ Возможно, что ранний скейлинг аналогичен ядерному скейлингу, наблюдавшемуся при рассеянии адронов с энергией в несколько Гэв на ядрах (Ю.Лексин и др.) и отражающему лишь тот факт, что ядра состоят из нуклонов. В этом смысле ранний скейлинг соответствует тому, что нуклоны состоят из валентных кварков, а море кварков-антикварков при этих энергиях еще не успевает развиваться.

тым образом объяснить наблюдаемое нарушение зарядовой симметрии на основе модели ГИМ [4], при энергиях выше порога рождения шармовых частиц.

В духе наивной кварк-партоновой модели [5 – 7] мы предполагаем, что в нуклоне содержатся валентные кварки u_v и d_v и море кварков-антикварков, причем распределение $u(d)$ -кварков в протоне такое же как распределение $d(u)$ -кварков в нейтроне.

Учитывая рассеяние нейтрино и антинейтрино на кварках и антикварках нуклона получаем в стандартной схеме ГИМ для структурных функций F_1 и F_3 выше порога рождения шармовых частиц выражения:

$$F_1^{\nu p} = \bar{u} + d + s + \bar{c}; \quad F_1^{\bar{\nu} n} = \bar{u} + d + \bar{s} + c, \quad (a)$$

$$F_1^{\nu n} = u + \bar{d} + s + \bar{c}; \quad F_1^{\bar{\nu} p} = u + \bar{d} + \bar{s} + c, \quad (b) \quad (1)$$

$$\frac{1}{2} F_3^{\nu p} = -\bar{u} + d + s - \bar{c}; \quad \frac{1}{2} F_3^{\bar{\nu} n} = -\bar{u} + d - \bar{s} + c, \quad (c)$$

$$\frac{1}{2} F_3^{\nu n} = u - \bar{d} + s - \bar{c}; \quad \frac{1}{2} F_3^{\bar{\nu} p} = u - \bar{d} - \bar{s} + c, \quad (d)$$

где u и d – функции распределения соответствующих кварков в протоне.

Из формул (1a) и (1b) следует, что $F_1^{\nu p} = F_1^{\bar{\nu} n}$; $F_1^{\nu n} = F_1^{\bar{\nu} p}$.

Что же касается функций F_3 , то они оказываются зарядово-симметричными только в пределе точной $SU(4)$ -симметрии, когда $s = \bar{s} = c = \bar{c}$. Однако в реальном случае нарушенной $SU(4)$ -симметрии есть много оснований полагать, что море C -кварков по меньшей мере на порядок подавлено по сравнению с морем s -кварков. (Подавленность моря тяжелых кварков естественно ожидать хотя бы по аналогии с электромагнитным рождением пар, сечение которого обратно пропорционально квадрату массы рождающихся частиц).

Из формулы (1c) и (1d) видно, что подавление моря C -кварков по сравнению с морем s -кварков делает функции F_3 явно зарядово-несимметричными: $F_3^{\nu p} \neq F_3^{\bar{\nu} n}$; $F_3^{\nu n} \neq F_3^{\bar{\nu} p}$. Этот факт отмечался еще в работе [9], но практическое значение он приобретает, когда B^ν стало существенно меньше единицы. Следует подчеркнуть, что нарушение зарядовой симметрии происходит только в интерференционных структурных функциях F_3 и только выше порога рождения шармовых частиц. До этого порога функции F_i с точностью до членов $\sin^2 \theta_c$ удовлетворяют соотношениям зарядовой симметрии.

Параметры B^ν и $B^{\bar{\nu}}$ можно представить в виде

$$B^\nu = \frac{1 + \epsilon \lambda}{1 + \epsilon(2 + \lambda)}; \quad B^{\bar{\nu}} = \frac{1 - \epsilon \lambda}{1 + \epsilon(2 + \lambda)}, \quad (2)$$

$$\epsilon = \langle u + d \rangle_S / \langle u + d \rangle_V \quad \lambda = 2 \langle S \rangle_S / \langle u + d \rangle_S, \quad (3)$$

где ϵ и λ равны отношению первых моментов морских (S) и валентных (V) кварков (например: $\langle u \rangle_S = \int x u_S dx$). Исключая из (2) ϵ , получаем:

$$B^{\bar{\nu}} = B^\nu(1 + \lambda) - \lambda \quad (B^{\bar{\nu}} \leq B^\nu \leq 1). \quad (4)$$

Если взять для оценки $\lambda = 1$, то, подставляя в формулу (4) значение $B^\nu = 0,75$, получаем $B^{\bar{\nu}} = 0,5$, что согласуется с приведенными выше экспериментальными значениями. Для величины λ , однако, следовало бы скорее принять значение $\lambda \approx 0,6$ (вытекающее из соотношений между сечениями πN - и kN -рассеяния, а также из данных по выходам обычных и странных частиц [8]). При значении $\lambda = 0,6$ соотношение (4) также выполняется в пределах экспериментальных ошибок. Однако ясно, что при существующей точности эксперимента можно говорить только о качественном согласии.

Следует отметить, что нарушение зарядовой симметрии в функциях F_3 не нарушает равенства сечений рассеяния на изоскалярной мишени $d\sigma^{\nu N}/dx dy(\gamma = 0) = d\sigma^{\bar{\nu} N}/dx dy(\gamma = 0)$, поскольку при $\gamma = 0$ эти сечения пропорциональны функциям $F_2 = 2x F_1$ [10].

Величина ϵ , характеризующая долю морских кварков, выражается через измеряемые величины B^ν и $B^{\bar{\nu}}$: $\epsilon = (1 - B^\nu)/(B^\nu + B^{\bar{\nu}})$. При $\lambda = 0,6$ и согласованных с этим значением λ величинах $B^\nu = 0,7$ и $B^{\bar{\nu}} = 0,52$ параметр ϵ составляет $\sim 0,25$. Независимую от предыдущего рассмотрения оценку ϵ можно получить из сравнения x -распределений в нейтринных реакциях при высоких энергиях со структурными функциями, полученными в процессах электророждения при $E \leq 20$ Гэв. Экспериментальные данные как по нейтринным [11], так и по антинейтринным [12] реакциям указывают на наличие заметного превышения дифференциальных сечений при $x < 0,2$ над данными, взятыми из электророждения при низких энергиях. Если интерпретировать это превышение как увеличение доли морских кварков, то для величины ϵ получаем значение $0,2-0,3$, совпадающее с вычисленным из зарядовой асимметрии. Отношение полных сечений рассеяния $\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^\nu = (2 - B^{\bar{\nu}})/(2 + B^\nu)$ при выбранных значениях параметров возрастает до $\sigma^{\bar{\nu}}/\sigma^\nu = 0,55$, а среднее значение $\langle y_D \rangle = \frac{1}{4} + 3\epsilon(1 + \lambda)/[4 + 4\epsilon(4 + 3\lambda)]$ становится равным $0,38$. Оба указанных значения согласуются с экспериментальными данными.

Сечения рождения шармовых частиц могут быть выражены через параметры γ -распределения B^ν и $B^{\bar{\nu}}$. Использование в схеме ГИМ экспериментальных значений B^ν и $B^{\bar{\nu}}$ дает величину сечений рождения лептонных пар и их кинематические характеристики, согласующиеся с экспериментальными данными [13].

Таким образом, вся совокупность экспериментальных данных по $\nu N(\bar{\nu} N)$ -взаимодействиям прекрасно увязывается в схеме ГИМ (в предположении, что с ростом энергии возрастает доля морских кварков) и не требует многокварковых схем и правых адронных токов.

Институт физики высоких энергий
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 июля 1976 г.

Литература

- [1] A. Benvenuti et al. Intern. Conf. on Neutrino Physics, Aachen, 1976.
- [2] B. C. Barish et al. *ibid.*
- [3] Gargamelle Collaboration, *ibid.*
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani. Phys. Rev., D2, 1285, 1970.

- [5] J.Bjorken, E.Pashos. Phys. Rev., 185, 1975, 1969.
 - [6] C.H.Llewellyn Smith. Nucl. Phys., B17, 277, 1970.
 - [7] J.Kuti, V.Weiskopf. Phys. Rev. D4, 3418, 1971.
 - [8] V.Anisovich, M.Kobrinisky. Yad. Fiz. 22, 382, 1975.
 - [9] G.Altarelli et al. Phys. Lett., B48, 435, 1974.
 - [10] V.Barger et al. COO- 471, 1975.
 - [11] J.Berge et al. Phys. Rev. Lett., 36, 639, 1976.
 - [12] J.Berge et al. Intern. Conf. on High. Energy Physics, Tbilisi, 1976.
 - [13] S.S.Gershtein, V.N.Folomeshkin. Preprint IHEP 76- 105, Serpukhov, 1976.
-