Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 6, стр. 352 – 355 *20 марта 1976 г.*

РОЖДЕНИЕ СИСТЕМЫ $K\Lambda$ В СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С НЕЙТРАЛЬНЫМИ ТОКАМИ

Э.А.Чобан, В.М.Шехтер

Рассматриваются неравенства для отношения сечений эксклюзивного рождения $K\Lambda$-системы в реакциях $\nu_\mu N \to \nu_\mu \Lambda K$ и $\nu_\mu n \to \mu^- \Lambda K^+$. В рамках модели Вайнберга получены ограничения на сечение рождения системы $K\Lambda$ нейтральными токами.

Открытие нейтральных токов в эксклюзивных процессах слабого взаимодействия вызвало интерес к исследованию изотопической и SU_3-структуры нейтрального тока. В частности, важно понимать, с каким весом входят в этот ток странные кварки. В настоящей работе мы исходим из вида нейтрального тока в модели Вайнберга [1]:

$$J_a^{(o)} = J_a^3 - 2\sin^2\theta_W J_a^{em} , \tag{1}$$

где J_a^3 – третья компонента изовекторного слабого $V - A$-тока, J_a^{em} – электромагнитный ток адронов, а θ_W – угол Вайнберга. Будем рассматривать следующие эксклюзивные процессы рождения $K\Lambda$-системы:

$$\nu_\mu + p \to \nu_\mu + \Lambda + K^+ , \tag{2}$$

$$\nu_\mu + n \to \nu_\mu + \Lambda + K^\circ , \tag{3}$$

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + \Lambda + K^+ . \tag{4}$$

Заряженный ток, обусловливающий процесс (4), имеет вид

$$J_a^{(c)} = J_a^1 + iJ_a^2 , \tag{5}$$

где J_a^1, J_a^2 и J_a^3 являются компонентами одного и того же изовекторного слабого тока. Обозначим сечения процессов (2) – (4) соответственно через $\sigma_\circ^+$, $\sigma_\circ^\circ$ и σ_-. В силу того, что $J_a^{em} = J_a^S + V_a^3$, где J_a^S – изоскалярная часть электромагнитного тока, а V_a^3 – векторная часть изовекторного слабого тока ($J_a^3 = V_a^3 + A_a^3$), можно записать эти сечения в виде

$$\sigma_\circ^+ = \frac{1}{3}\left|\sqrt{3}S - V\right|^2, \quad \sigma_\circ^\circ = \frac{1}{3}\left|\sqrt{3}S + V\right|^2, \quad \sigma_- = \frac{2}{3}|\widetilde{V}|^2 . \tag{6}$$

Здесь S и V – изоскалярный и изовекторный вклады в амплитуды процессов (2) – (4). Величина V определяется изовекторной частью тока (1), а $\widetilde{V}$ – током (5). Для суммы сечений процессов (2) и (3) $\sigma_\circ = \sigma_\circ^+ + \sigma_\circ^\circ$ изоскалярно-изовекторная интерференция исчезает и имеет место неравенство:

$$R = \frac{\sigma_\circ}{\sigma_-} \geqslant 2\left|\frac{<\Lambda K^+|J_a^3 - 2\sin^2\theta_W V_a^3|p>}{<\Lambda K^+|J_a^1 + iJ_a^2|n>}\right|^2 = 2\left|\frac{<\Lambda K^\circ|J_a^3 - 2\sin^2\theta_W V_a^3|n>}{<\Lambda K^+|J_a^1 + iJ_a^2|n>}\right|^2 \tag{7}$$

Из условия нормировки следует что $|<\Lambda K^+|J_a^3|p>|^2 = \frac{1}{4}|<\Lambda K^+|J_a^1 + iJ_a^2|n>|^2$. Учитывая очевидное неравенство $|1-a|^2 \geqslant (1-|a|)^2$, получим

$$R \geqslant \frac{1}{2}\left[1 - 2\sin^2\theta_W\left(4|\Lambda K^+|V_a^3|p>|^2/\sigma_-\right)^{1/2}\right]^2. \tag{8}$$

Если выражение в квадратных скобках положительно (что заведомо справедливо при $\sin^2\theta_W < ½$, ибо в сечении, проинтегрированном по углам, V, A – интерференция отсутствует и $\sigma_- = 4\{|<V_a^3>|^2 + |<A_a^3>|^2\} \geqslant 4|<V_a^3>|^2$), то можно усилить неравенство (8), заменив $2|<\Lambda K^+|V_a^3|p|^2$ на большую величину $|<J_a^{em}>|^2$, которая включает не только изовекторный, но и изоскалярный вклад. При этом для суммы сечений на протонах и нейтронах (в обоих случаях $|<V_a^3>|$ одинаков) имеем

$$4|<\Lambda K^+|\, V_a^3\, |p>|^2 \leqslant V_{em}, \tag{9}$$

где V_{em} выражается через сумму сечений электророждения (V_{em} вводится так же, как в работе [2])

$$V_{em} = \frac{G^2}{4\pi^2 a^2}\int q^4 \frac{d\sigma_{em}}{dq^2}\, dq^2, \quad \frac{d\sigma_{em}}{dq^2} = \frac{d\sigma}{dq^2}(ep \to e\Lambda K^+) + \frac{d\sigma}{dq^2}(en \to e\Lambda K^0), \tag{10}$$

и из формул (8) и (9) следует

$$R \geqslant \tfrac{1}{2}[1 - 2\sin^2\theta_W (V_{em}/\sigma_-)^{1/2}]^2 . \tag{11}$$

Это неравенство вытекает из (8) при условии, что выражение в квадратных скобках в (8) и (11) положительно. Несколько иным способом можно показать, что (11) справедливо при любом знаке выражения в квадратных в скобках. Неравенства, подобные (11), получались ранее в [2] для процессов $\nu_\mu N \to \nu_\mu N\pi$, $\nu_\mu N \to \mu^- N\pi$ и в [3] для инклюзивных сечений. Легко видеть, что ограничение на σ_0 из неравенства (11) имеет вид

$$\frac{4V_{em}R\sin^4\theta_W}{(1+\sqrt{2R})^2} \leqslant \sigma_0 \leqslant \frac{4V_{em}R\sin^4\theta_W}{(1-\sqrt{2R})^2} . \tag{12}$$

При этом верхняя граница имеет место лишь в случае $R < \tfrac{1}{2}$.

Вместо неравенства для σ_0 можно писать соотношения для $\sin^2\theta_W$:

$$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma_-}{V_{em}}}(1-\sqrt{2R}) \leqslant \sin^2\theta_W \leqslant \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\sigma_-}{V_{em}}}(1+\sqrt{2R}) \tag{13}$$

Ограничение снизу интересно здесь лишь при $R < \tfrac{1}{2}$.

Неравенства (12), (13) могут быть полезными по той причине, что в силу ряда кинематических ограничений значительно легче измерять отношение сечений с нейтральными и заряженными токами R, чем сами сечения по отдельности.

Чтобы получить из (12), (13) количественные ограничения на σ_0 и $\sin^2\theta_W$, надо знать V_{em}, R. Исходя из результатов работы [4] для электророждения $K\Lambda$, полученных на основе реджевского анализа и хорошо согласующихся с экспериментальными данными [5], можно найти V_{em} в формуле (10). (При этом мы считаем, что подобно известному кварк-партонному соотношению между инклюзивными сечениями $\frac{d\sigma}{dq^2}(en \to e\Lambda K^0)$ $\approx \frac{2}{3}\frac{d\sigma}{dq^2}(ep \to e\Lambda K^+)$). Полагая энергию начального электрона порядка

2 *Гэв*, получаем $V_{em} = (2 \pm 1) \cdot 10^{-40}$ *см*^{2}. Ошибка связана здесь с неопределенностью экспериментальных данных и погрешностью экстраполяции. Величина $R = 2{,}25 \pm 2$, найденная в работах аргонской группы [6, 7] при $E_\nu \approx 2$ *Гэв* для процессов (2) – (4), имеет большую ошибку и основана на недостаточной статистике. Аналогичное отношение, полученное в ЦЕРН'е [8], для квазиинклюзивных процессов, отличающихся от (2) – (4) возможным присутствием любых нестранных адронов в конечном состоянии, равно $0{,}34^{+0{,}17}_{-0{,}09}$. Последнее число представляется более разумным, так как оно близко к инклюзивному значению $R_\nu = \sigma(\nu_\mu N \to \nu_\mu X)/\sigma(\nu_\mu N \to \mu^- X) = 0{,}217 \pm 0{,}026$ [9]. Поэтому, полагая $R \approx 0{,}3$, $V_{em} = (2 \pm 1) \cdot 10^{-40}$ *см*^{2}, $\sin^2\theta_W \approx 1/3$ [10], получаем из (12) ограничение для σ_0:

$$(6 \pm 3) \cdot 10^{-41}\ см^2 \leqslant \sigma_0 \leqslant (44 \pm 22) \cdot 10^{-41}\ см^2. \qquad (14)$$

Если принять экспериментальное значение $\sigma_- = (4 \pm 3) \cdot 10^{-40}$ *см*^{2} [6], то величина $\sigma_0 \approx R\sigma_- \approx (12 \pm 9) \cdot 10^{-41}$ *см*^{2} согласуется с неравенствами (14). С другой стороны, используя указанное выше экспериментальное значение σ_- и $R \approx 0{,}3$, можно получить, согласно (13), неравенство для угла Вайнберга:

$$0{,}16 \pm 0{,}07 \leqslant \sin^2\theta_W \leqslant 1{,}24 \pm 0{,}58\,, \qquad (15)$$

в котором, однако, ошибки еще очень велики.

В заключение заметим, что наряду с реакциями (2) – (4) можно рассматривать аналогичные процессы рождения других адронов. Для их сечений также имеют место неравенства типа (11). Этому вопросу будет посвящена более подробная статья.

Ленинградский
политехнический институт
им. М.И.Калинина

Поступила в редакцию
27 января 1976 г.

Литература

[1] S.Weinberg. Phys. Rev., D5, 1412, 1972.

[2] C.H.Albright, B.W.Lee, E.A.Paschos, L.Wolfenstein. Phys. Rev., Д7, 2220, 1973.

[3] E.A.Paschos, L.Wolfenstein. Phys. Rev., Д7, 91, 1973.

[4] A.Bartl, W.Majerotto. Nucl. Phys., B90, 285, 1975.

[5] T.Azemoon et al. Nucl. Phys., B95, 77, 1975.

[6] S.J.Barish et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1446, 1974.

[7] L.Hyman. La Physique du Neutrino a Haute Energie, Escole Polytechnique, Paris, 1975, p. 183.

[8] H.Deden et al. Phys. Lett., B58, 361, 1975.

[9] A.Pullia. Proceedings of the XVIII Intern. Conference on High Energy Physics, London, 1974, IV – 114.

[10] CERN – Gargamelle Collaboration, Paper presented to the Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies. Stanford, 1975.