Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 600 – 603 · *20 июня 1970г.*

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ЯДРАМИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

М.Г.Рыскин

В работе [1] Грибов рассмотрел рассеяние электронов высоких энергий на тяжелых ядрах, предполагая, что в интеграле (1) для амплитуды комптон-эффекта вперед работают большие расстояния x,

$$F_{\mu\mu} = i\int e^{iqx} < A \,|\, T j_\mu\left(-\frac{x}{2}\right) j_\mu\left(\frac{x}{2}\right) |\, A > d^4x\ , \qquad (1)$$

т. е. процесс идет в два этапа. Сначала фотон распадается на виртуальные адроны, а затем эти адроны взаимодействуют с ядром.

Рассмотрим в тех же предположениях взаимодействие нейтрино высоких энергий с ядрами. Пренебрегая массой лептона, получим [2].

$$\frac{d\sigma}{dq^2 d\nu} = \frac{k_{20}G^2}{k_{10}2\pi}\left[\cos^2\frac{\theta}{2}\, W_2(\nu, q^2) + 2\sin^2\frac{\theta}{2}\, W_1(\nu, q^2) + \right.$$

$$\left. + \frac{k_{10}+k_{20}}{M}\sin^2\frac{\theta}{2}\, W_3(\nu, q^2)\right], \qquad (2)$$

$$M_{\mu\nu}(\nu,\ q^2) = \int \sum_{\beta} < A|I_\mu^+|\beta> < \beta|I_\nu^-|A> (2\pi)^3\delta^4(k_\beta + k_2 - k_1 - p) \times$$

$$\times \frac{d^3 k_\beta}{4k_{\beta_0} M(2\pi)^3} = -\delta_{\mu\nu} W_1 + \frac{p_\mu p_\nu}{M^2} W_2 + i\,\epsilon_{\mu\nu k\ell} p_k q_\ell \frac{W_3}{M^2} + \frac{p_\mu q_\nu + q_\mu p_\nu}{M^2} W_4$$

$$+ \frac{q_\mu q_\nu}{M^2} W_5 \ . \qquad (3)$$

Здесь: k_1, k_2 – 4-импульсы падающего и рассеянного лептонов. p – 4-импульс ядра. M – масса ядра. θ – угол рассеяния в лаб. системе;

$$q = k_1 - k_2\,, \qquad \nu = q_o = (pq)\,/\,M\,.$$

Учет только больших расстояний эквивалентен [3, 1] постулированию безвычитательных дисперсионных соотношений по массе q^2 для амплитуд $<A|I_\mu^+|\beta>$.

$$< A\,|I_\mu^+|\,\beta> = \frac{1}{\pi}\int \sum_n \frac{< 0\,|\,I_\mu^+\,|n> < nA|\,\beta>}{q_n^2 - q^2}\, d q_n^2\ . \qquad (4)$$

Для суммирования по состояниям $|\,\beta>$ используем условие унитарности

$$\sum_\beta < nA\,|\ \beta> < \beta|\,mA> = -2Im(i\ < nA|\,mA>\ ) = 2\,\mathrm{Im}F_{nm}\,. \qquad (5)$$

Амплитуду рассеяния быстрых адронов на ядре F_{nm} вычислил Грибов [1].

$$F_{nm} = i2\,|\mathrm{q}|\,M\left[2\pi R^2\delta\,(n-m) + 0\left(\frac{(M_b^2 - q_n^2\,)^2}{4\nu^2}\,\ell^2\right)\right] \qquad (6)$$

здесь: ℓ – длина пробега адронов в ядре, и предполагается, что радиус ядра $R >> \ell$. Но так как формула (6) приближенная, определить W_2, W_4 из дисперсионных соотношений не удается [1].

Рассмотрим сохраняющийся векторный ток. Тогда:

$$W_4^v = \frac{M^2 W_1^v - q^2 W_5^v}{pq}\ ; \qquad W_2^v = -\frac{q^2}{pq}\,W_4^v \qquad (7)$$

и написав безвычитательные дисперсионные соотношения для W_1^v, W_5^v получим:

$$W_1^v(\nu, q^2) = \nu R^2 \int \frac{M^2\rho_1^v(M^2)dM^2}{(M^2 - q^2)^2}\ ; \qquad W_2^v = \frac{-q^2}{\nu}R^2\int\frac{\rho_1^v(M^2)\,d\,M^2}{(M^2 - q^2)}\ , \qquad (8)$$

где: $\sum_n < 0\,|I_\mu^v\,|\,n> < n\,|I_\nu^v\,|\,0> (2\pi)^4\delta\,(k_n - q) = -(\delta_{\mu\nu}q^2 - q_\mu q_\nu)\,\rho_1^v(q^2)$. (9)

Причем оказывается, что при $q^2 \to \infty$, $W_2 \to \mathrm{const}$. Следовательно [3], для W_2 – работают малые расстояния однозначно связанные с большими для W_5 в силу сохранения тока.

Оценим полное сечение поглощения нейтрино, учитывая только векторный ток. Интегрируя (2) по ν и q^2 в пределах $0 < \nu < E$, $0 < q^2 < \gamma\nu M$, $0 < \gamma << 1$ и подставляя выражение (8) для W_2^v, получим

$$\sigma > \frac{G^2}{4\pi} M E \gamma R^2 \int dM^2 \rho_1^v(M^2). \tag{10}$$

Такой же рост сечения с энергией получил Bjorken [4], используя алгебру токов.

Этот результат не изменится при учете аксиального тока, так как из (3) следует:

$$W_{1,2} = W_{1,2}^A + W_{1,2}^v, \quad W_{1,2}^A > 0, \quad W_2 > \frac{|q^2|}{\nu^2} W_1 > \frac{|q^2|}{\nu M} |W_3|$$

и интегрирование по области : $0 < \nu < E/2$, $(2/3)E < \nu < E$, дает:

$$\sigma > \frac{G^2}{16\pi} M E \gamma R^2 \int \rho_1^v (M^2)\, dM^2 .$$

Нетрудно увидеть, что вычитательные константы в дисперсионных соотношениях так-же не могут ограничить рост сечения.

Действительно: в силу соотношений (7) и положительности W_1, для того, чтобы сечение не росло с энергией, нужно $W_5 < 1/q^4$ при $q^2 \to \infty$. Но тогда для W_5 применимы безвычитательные дисперсионные соотношения и справедлива формула (10).

Итак, показано, что полное сечение поглощения нейтрино ядром, несмотря на учет сильных взаимодействий, растет не медленее первой степени энергии. Это произошло из-за того, что вероятность распада на виртуальные частицы медленно падает с ростом q^2 (только за счет пропагатора $1/(M^2 - q^2)$).

Аксиальный ток не сохраняется, но для него, в духе гипотезы Намбу можно потребовать: $q_\mu < A | I_\mu | B > \to 0$ при $q^2 \to \infty$, и написать безвычитательные дисперсионные соотношения для W_1^A, W_5^A, W_3, $q_\mu M_{\mu\nu} p_\nu$ и $q_\mu M_{\mu\nu} q_\nu$.
Тогда:

$$W_1^A = \nu R^2 \int \frac{M^2 \rho_1^A (M^2)}{(M^2 - q^2)^2}\, dM^2 , \qquad W_3 = 0.$$

$$W_2^A = \frac{R^2}{\nu} \int dM^2 \left[\rho_2^A (M^2) - \frac{q^2 \rho_1^A (M^2)}{M^2 - q^2} \right], \tag{11}$$

где:

$$\sum_n < 0 | I_\mu^A | n > < n | I_\nu^A | 0 > (2\pi)^4 \delta(k_n - q) = -(\delta_{\mu\nu} q^2 - q_\mu q_\nu) \rho_1^A (q^2) +$$
$$+ q_\mu q_\nu \rho_2^A (q^2) .$$

Как и в работе Грибова [1], мы получили сечение пропорциональное числу нуклонов на поверхности ядра – $A^{2/3}$. При этом предполагалось, что ядро тяжелое $R >> \ell$.

Более подробно зависимость сечения от размеров ядра, в рамках π-доминантной модели, рассмотрел Trefil [5].

Автор горячо благодарит В.Н.Грибова за предложенную тему и многочисленные, очень полезные обсуждения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 мая 1970г.

Литература

[1] В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 57, 1306, 1969.

[2] S.L.Adler. Phys. Rev., 143, 1144, 1966.

[3] В.Н.Грибов. Б.Л.Иоффе, И.Я.Померанчук. ЯФ, 2, 768, 1965.

[4] I.D.Bjorken. Phys. Rev., 179, 1547, 1969.

[5] I.S.Trefil. Preprint. University of Illinois, 61801.