О НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКАХ В ТЕОРИИ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин

В работе авторов [1] рассматривалось слабое взаимодействие адронов с нейтральными лептонными токами, эффективно возникающими в теории с зараженными токами во втором порядке по слабой константе G. На основе алгебры токов было показано, что импульсы виртуальных адронов не обрезаются сильными взаимодействиями, так что эффективная константа взаимодействия адронов с нейтральным лептонным током $G^0_{\text{эфф}} \sim G^2 \Lambda^2$, где Λ – обрезание за счет слабых или электромагнитных взаимодействий.

Этот результат, помимо предположения о коммутационных соотношениях между компонентами тока, основывался на дополнительных гипотезах об асимптотическом поведении некоторых амплитуд при больших импульсах (например, амплитуды пропорциональной дивергенции аксиального тока). В настоящей заметке, принимая, что асимптотическое поведение амплитуды

$$M^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(p', k; p, q) = i \int d^4x\, e^{ikx} \langle a | T\{ j^{\alpha}_{\mu}(x),\ j^{\beta}_{\nu}(o) \} | b \rangle \qquad (1)$$

при $k_0 \to \infty$ и $\mathbf{k} = \text{const}$ описывается формулой Бьеркена [2]

$$\lim k_0 M^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(p', k;\ p, q) = -\int d\mathbf{x}\, e^{-i\mathbf{kx}} \langle a | [j^{\alpha}_{\mu}(x), j^{\beta}_{\nu}(o)] | b \rangle_{x_0 = 0} \qquad (2)$$

будет показано, что от этих дополнительных гипотез можно избавиться. Тем самым, полученный в [1] результат является точным, если 1 – имеют место одновременные соотношения коммутации между компонентами тока и 2 – верна формула Бьеркена (2).* При этом в случае теории с промежуточным W – бозоном результат не зависит от модели и определяется соотношениями коммутации между компонентами j^{α}_0 и j^{β}_{μ} тока $j^{\alpha}_{\mu} = V^{\alpha}_{\mu} - A^{\alpha}_{\mu}$. В случае четырехфермионной теории для получения результата необходимо знание также соотношений коммутации между пространственными компонентами тока j^{α}_{μ} и хотя основной вывод $G^0_{\text{эфф}} \sim G^2 \Lambda^2$ остается, коэффициент пропорциональности оказывается зависящим от модели.

Переходя к доказательству сделанных выше утверждений, рассмотрим сначала теорию с W – бозоном. В работе [1], в вытекающем из соотношений коммутации равенства

$$k_\mu M^{\alpha\beta}_{\mu\nu}(p', k; p, q) = 2if_{\alpha\beta\gamma} \langle a | j^\gamma_\nu(o) | b \rangle + B^{\alpha\beta}_\nu(p'; k; p, q), \quad (3)$$

где

$$B^{\alpha\beta}_\nu(p', k; p, q) = \int d^4x e^{ikx} \langle a | T\{ \frac{\partial j^\alpha_\mu(x)}{\partial x_\mu}, j^\beta_\nu(o)\} | b \rangle \quad (4)$$

предполагалось, что функция $B^{\alpha\beta}_\nu$ стремится к нулю при $k \to \infty$. Покажем, что это утверждение следует из (2). Рассмотрим сначала случай когда $|a\rangle$ и $|b\rangle$ состояния бозонов со спином 0. Общее выражение для $M_{\mu\nu}$ тогда имеет вид:

$$M_{\mu\nu} = A\delta_{\mu\nu} + Bk_\mu k_\nu + C(p_\mu k_\nu + p_\nu k_\mu) + Dp_\mu p_\nu + E\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} k_\lambda p_\sigma +$$

$$+ F(p_\mu k_\nu - p_\nu k_\mu). \quad (5)$$

Функции A, B, C, D, E, F, зависят от k через посредство двух инвариантов k^2 и pk. Большие значения этих инвариантов, в частности, могут быть получены, если считать, что $k_0 \to \infty$, а $\mathbf{k} = \mathrm{const}$. Тогда мы можем воспользоваться формулой (2) и для компонент $M_{0\mu}$ будем иметь

$$\lim_{k_0 \to \infty} k_0 M^{\alpha\beta}_{0\mu} = 2if_{\alpha\beta\gamma} \langle a | j^\gamma_\mu(o) | b \rangle \equiv 2\Gamma p_\mu \quad (6)$$

приравнивая (5) и (6) приходим к уравнениям:

$$Ck_0 + Dp_0 \pm Fk_0 = \frac{2}{k_0}\Gamma$$

$$A + Bk_0^2 + 2Cp_0k_0 + Dp_0^2 = \frac{2}{k_0}\Gamma p_0, \quad (7)$$

из которых следуют асимптотические равенства.

$$A + Bk^2 + Cpk \mp Fpk = O(1/k^{1+\epsilon}), \quad F = O(1/k^{2+\epsilon'})$$

$$Ck^2 + Dpk + Fk^2 = 2\Gamma; \quad \epsilon, \epsilon' > 0. \quad (8)$$

Тогда

$$k_\mu M_{\mu\nu} = [A + Bk^2 + (C+F)pk]k_\nu + [(C-F)k^2 + Dpk]p_\nu = 2\Gamma p_\nu + O(\frac{1}{k^\epsilon}), \quad (9)$$

что и требовалось доказать. Проведенное рассмотрение, очевидно, может быть применено к распаду $K^0_2 \to \mu^+ + \mu^-$, из которого следует наи-

более низкое ограничение на предел обрезания $\Lambda < 100$ *Гэв* в теории с W – бозоном. В том случае, когда $|a>$ и $|b>$ состояния фермионов со спином 1/2 получается аналогичный результат, если рассуждения проводить для величин $Sp\{(\hat{p}+m)M_{\mu\nu}\}$ и $Sp\{(\hat{p}+m)M_{\mu\nu}\gamma_5\}$.

Перейдем к рассмотрению четырехфермионной теории слабого взаимодействия. В этом случае амплитуда взаимодействия адронов с нейтральным лептонным током равна

$$M = G^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 k^2} M_{\mu\nu}(p', k; p, q)\, \bar{U}_L (k_\mu \gamma_\nu + k_\nu \gamma_\mu - \delta_{\mu\nu}\hat{k} -$$

$$- i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma} k_\lambda \gamma_\sigma)(1+\gamma_5)U_L. \qquad (10)$$

Вклад члена $k_\mu\gamma_\nu + k_\nu\gamma_\mu$ вычисляется также как в случае теории с W – бозоном. Вклад членов $-\delta_{\mu\nu}\hat{k} - i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}k_\lambda\gamma_\sigma$ можно вычислить, используя коммутационные соотношения между пространственными компонентами токов. Как известно, эти соотношения зависят от модели. В частности, в кварковой модели или модели Сакаты в случае $K^0 \to \mu^+ + \mu^-$ распада стоящий в правой части (2) матричный элементов от коммутатора токов равен:

$$\int dx\, e^{-ikx} \langle 0 | [j^1_{i3}(x), j^2_{k1}(0)] | K^0 \rangle = 2\delta_{ik}(0|j^2_{03}(0)|K^0) - i\epsilon_{ikl}\langle 0|j^2_{e3}(0)K^0\rangle) \equiv$$

$$\equiv 2\Gamma(\delta_{ik}p_0 - i\epsilon_{ik\ell}p_\ell), \quad k = 1,2,3, \qquad (11)$$

подставляя (11) и (5) в (2) находим выражения для инвариантных функций:

$$A = -2\Gamma\frac{pk}{k^2}, \quad C = \frac{2\Gamma}{k^2}, \quad E = \frac{2i\Gamma}{k^2}, \quad B = 0(1/k^{3+\epsilon}, \quad D = 0(1/k^{1+\epsilon}) \quad (12)$$

и, следовательно,

$$M = \frac{1}{4}\frac{G^2\Lambda^2}{\pi^2}\Gamma p_\mu \bar{U}_L \gamma_\mu (1+\gamma_5) U_L. \qquad (13)$$

Таким образом, учет членов $-\delta_{\mu\nu}\hat{k} - i\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}k_\lambda\gamma_\sigma$ в (10) привел к вдвое меньшему результату, чем в [1], т.е. из экспериментальных данных по $K^0_2 \to \mu^+ + \mu^-$ распаду в четырехфермионной теории в этих моделях следует $\Lambda < 50$ *Гэв*. Вклад члена пропорционального $\epsilon_{\mu\nu\lambda\sigma}k_\lambda\gamma_\sigma$ в (10) зависит от модели, поскольку разные модели приводят к различным коэффициентам при члене ϵ_{ikl} в (11). В работах [4,5] были предложены модели, в которых вклад этого члена компенсировал в радиационных поправках к β-распаду расходимость, возникающую за счет остальных членов. В нашем случае в этих моделях расходимости остаются. Например, в случае модели [4] с базисными частицами Ξ^-, Ξ^0, Λ, S (S – унитарный синглет) вместо (13) получится в 4 раза бо́льшая величина, в случае модели SUB [5] результат является неопределенным. Заметим, что записывая ток в виде $V + \rho A$ при определенных

значениях ρ можно добиться устранения квадратичной расходимости в процессе, происходящем за счет аксиального тока (например, $K_2^0 \to \mu^+ + \mu^-$), но этого нельзя сделать для процесса, идущего за счет векторного тока (например, $K^+ \to \pi^+ + e^+ + e^-$).

Поступило в редакцию
5 октября 1967 г.

Литература

[1] Б.Л.Иоффе, Е.П.Шабалин. ЯФ, 6, № 4, 1967.
[2] I.D.Bjorken. Phys. Rev., 148, 1467, 1966.
[3] А.И.Вайнштейн, Б.Л.Иоффе. Письма ЖЭТФ, 6, 917, 1967.
[4] K.Johnson, F.E.Low, H.Suura. Phys. Rev. Lett., 18, 1224, 1967.
[5] N.Cabibbo, L.Maiani, G.Preparata. Phys. Lett., 25B, 132, 1967.