Письма в ЖЭТФ, том 10, стр. 143 – 146 5 августа 1969 г.

ПРОДОЛЬНЫЕ РАССТОЯНИЯ В РАССЕЯНИИ γ-КВАНТОВ И АСИМПТОТИКА СЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОРОЖДЕНИЯ

Б.Л. Иоффе

1. В работе автора [1] было показано, что вопрос о том, какие продольные расстояния играют роль в процессе рассеяния виртуальных γ-квантов на нуклонах при больших энергиях, может быть выяснен путем анализа зависимости мнимой части амплитуды рассеяния вперед виртуального γ-кванта с массой q^2 на нуклоне $\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$ от q^2 ($\nu = pq$, p и q – импульсы нуклона и γ-кванта). Именно, если при $\nu \gg m^2$ и $\nu \gg |q^2|$ $\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$ существенно меняется с изменением q^2 при фиксированном ν, то в процессе рассеяния γ-квантов на нуклонах при высоких энергиях играют роль большие, растущие линейно с ростом энергии, продольные расстояния, если же в этих условиях $\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$ не зависит от q^2, то основную роль играют конечные (или растущие медленнее, чем ν) продольные расстояния. При $q^2 < 0$ усредненная по спинам нуклона величина $\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$ следующим образом выражается через инвариантные функции $w_1(\nu, q^2)$ и $w_2(\nu, q^2)$, определяющие полное сечение электророждения адронов на нуклоне:

$$\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2) = \frac{1}{m^2}\left(p_\mu - \frac{\nu q_\mu}{q^2}\right)\left(p_\nu - \frac{\nu q_\nu}{q^2}\right) w_2(\nu, q^2) - \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}\right) w_1(\nu, q^2). \quad (1)$$

Отсюда

$$w_1 = \frac{1}{2}\operatorname{Im} M_T\,; \qquad w_2 = -\frac{q^2 m^2}{\nu^2 - m^2 q^2}\left(\frac{1}{2}\operatorname{Im} M_T - \frac{m^2 q^2}{\nu^2}\operatorname{Im} M_L\right) \quad (2)$$

где $M_T = M_{xx} + M_{yy}$, $M_L = M_{zz}$, и ось z направлена по импульсу γ-кванта. Экспериментальные данные по электророждению на протоне [2] показывают, что в некотором интервале изменения q^2 при фиксированном ν, удовлетворяющем условиям $\nu \gg m^2$ и $\nu \gg |q^2|$, функция $w_2(\nu, q^2)$ не зависит от q^2, $w_2 \approx 0{,}3\ m/\nu$. В силу (2) это означает, что $\operatorname{Im} M_T$ и (или) $\operatorname{Im} M_L$ существенно меняются с изменением q^2, т.е. в рассеянии γ-квантов на нуклонах играют роль большие продольные расстояния[1)].

[1)] В работе автора [1] поведение $w_2(\nu, q^2)$ как функции ν и q^2 ошибочно отождествлялось с поведением $\operatorname{Im} M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$. В результате этого из отсутствия зависимости w_2 от q^2 был сделан неверный вывод о том, что в процессе рассеяния γ-квантов на нуклоне основную роль играют конечные расстояния.

Другой аргумент в пользу роли больших продольных расстояний возникает при сопоставлении данных об энергетической зависимости полных сечений фоторождения на протоне и поглощения нейтрино и антинейтрино нуклонами. Полное сечение фоторождения адронов на протоне имеет вид

$$\sigma_\gamma = 4\pi^2 e^2 (m/\nu)\, w_1^{ep} (\nu,\ 0). \qquad (3)$$

Экспериментально [3] при больших энергиях $\sigma_\gamma \sim \text{const}$, так что $w_1^{ep} (\nu, 0) \cong \nu/m^3$. Естественно предположить, что сечения фоторождения изовекторными и изоскалярными фотонами должны быть одного порядка и, следовательно, для изовекторных фотонов также $w_1^{ep, V}(\nu, 0) \sim \nu/m^3$. Полное сечение поглощения нейтрино (антинейтрино) нуклоном может быть записано как (см., например, [4])

$$\frac{d\sigma^{\nu(\bar\nu)}}{dq^2 d\nu} = \frac{E'}{E}\,\frac{G^2}{2\pi m}\left[\cos^2\frac{\theta}{2}\, w_2^{\nu(\bar\nu)}(\nu, q^2) + \right.$$

$$\left. + 2\sin^2\frac{\theta}{2}\, w_1^{\nu(\bar\nu)}(\nu,\ q^2) \pm \frac{E+E'}{m}\sin^2\frac{\theta}{2}\, w_3^{\nu(\bar\nu)}(\nu,\ q^2)\right], \qquad (4)$$

где E – энергия $\nu(\bar\nu)$, E' и θ – энергия и угол вылета мюона. В силу изотопической инвариантности для вклада векторного тока будем иметь $(w_i^{\nu p} + w_i^{\nu n} + w_i^{\bar\nu p} + w_i^{\bar\nu n})/4 = 2 w_i^{epV}$. Предположим теперь, что в мнимой части амплитуды рассеяния за счет векторного тока $\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}$ играют роль конечные продольные расстояния. Тогда при $|q^2|/\nu \ll 1$ $w_1^{ep, V}(\nu, q^2) \cong w_1^{ep, V}(\nu,\ 0) \sim \nu/m^3$. Учитывая в (4) только вклад $w_1(\nu, q^2)$ за счет векторного взаимодействия и интегрируя по $|q^2|$ в пределах $0 < |q^2|/2\nu < \gamma \ll 1$, получаем оценку

$$(\sigma_{\nu p} + \sigma_{\nu n} + \sigma_{\bar\nu p} + \sigma_{\bar\nu n})/4 \gtrsim (G^3/4\pi)\gamma^2 E^2. \qquad (5)$$

Экспериментальные данные по полному сечению рассеяний нейтрино на ядрах, полученные на ускорителях [5] и в космических лучах [6], не согласуются с (5) и тем самым исключают предположение о существенной роли конечных расстояний.

2. Рассмотрим асимптотическое поведение $\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}(\nu, q^2)$ при $\nu \to \infty$, $|q^2| \to \omega$, и $\omega = |q^2|/\nu = \text{const}$. $\mathrm{Im}\, M_{T,L}(\nu, q^2)$ могут быть представлены так:

$$\mathrm{Im}\, M_{\mu\nu}(\nu, q^2) = \frac{1}{4}\int d^4x\, e^{iqx} f_{\mu\nu}(x) =$$

$$= \frac{i\pi}{2}\int_0^\infty dr \int_0^\infty ds \int_0^{2rs} d\rho^2 \sin\left(\frac{\nu}{m} r - \frac{m\omega s}{2}\right) f_{\mu\nu}(x), \qquad (6)$$

$$f_{\mu\nu}(x) = \sum_{\lambda} < p, \lambda | \; [j_\mu(x), j_\nu(0)] \; | p, \lambda >,$$

где λ – проекция спина нуклона, $r = t - z$, $s = (t+z)/2$, ρ – поперечное расстояние. Общее выражение для $f_T(x)$ и $f_L(x)$ в лабораторной системе имеет вид

$$f_T(x) = A(x^2, t) + B(x^2, t)\,\rho^2, \qquad f_L(x) = A(x^2,t) + B(x^2,t)\,z^2, \quad (7)$$

где $A(x^2, t)$ и $B(x^2, t)$ являются функциями только x^2 и t. При $\nu \to \infty$ и $\omega = \mathrm{const}$ поведение $\mathrm{Im}\, M_{T,L}(\nu, \omega)$ определяется поведением $f_{T,L}(x)$ при малых значениях $x^2 \sim 1/\nu\omega \to 0$ (при этом $t \approx s \sim 1/m\omega$). Если принять простейшее предположение о поведении $A(x^2, t)$ и $B(x^2, t)$ при $x^2 \to 0$ $A(x^2, t) = (x^2 m^2)^{-\gamma_A} \phi_A(t)$, $B(x^2, t) = (x^2 m^2)^{-\gamma_B} \phi_B(t)$, то из (6) будет следовать

$$\mathrm{Im}\, M_T(\nu, q^2) = \left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_T} F_T(\omega), \quad \mathrm{Im}\, M_L(\nu, q^2) = \left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_L} F_L(\omega), \quad (8)$$

где $2 - \gamma_T = \max(\gamma_A, \gamma_B - 2)$, $2 - \gamma_L = \max(\gamma_A, \gamma_B)$. Таким образом, функции $w_1(\nu, q^2)$ и $w_2(\nu, q^2)$ будут иметь вид

$$w_1(\nu, q^2) = \frac{1}{2}\left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_T} F_T(\omega), \qquad w_2(\nu, q^2) = \frac{\omega}{\nu}\Big[\frac{1}{2}\left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_T} F_T(\omega) +$$

$$+ \left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_L + 1} \omega F_L(\omega)\Big]. \quad (9)$$

Из условия сходимости интеграла по ρ^2 в (6) вытекает $\gamma_A < 1$, $\gamma_B < 1$, т.е. $\gamma_T > 1$, $\gamma_L > 1$. Поведение A и B при $x^2 \to 0$ вида $(x^2)^{\gamma(t)} \phi(t)$ приводит к асимтотике w_1 и w_2, отличающейся от (9) на множитель, пропорциональный некоторой степени $\ln(\nu/m^2)$. Более медленное падение w_1 и w_2 как функции ν можно получить, если принять, что A и B при $x^2 \to 0$ пропорциональны $\delta(x^2)$ или ее производным. Так, например, при $A(x^2, t) = \phi_A(t)\, \partial\delta(x^2)/\partial t$ или $Bz^2 = \phi_B(t)\, \partial^2 \delta(x^2)/\partial z^2$ для w_1 и w_2 следуют выражения (9) с $\gamma_T = 0$ и $\gamma_L = -1$ соответственно. Не видно, однако, как можно получить нецелые γ_T и γ_L в интервалах $0 < \gamma_T < 1$, $-1 < \gamma_L < 1$.

Определенные значения γ_T и γ_L получатся, если принять, что имеет место правило сумм Адлера [7, 8]

$$\int_{|q^2|/2}^{\infty} d\nu\, w_2^a(\nu, q^2) = 1, \quad w_2^a = w_{2,V}^{\bar\nu p} - w_{2,V}^{\nu p} = 2(2 w_2^{1/2} - w_2^{(3/2)}), \quad (10)$$

где через $w_{2,V}^{\bar\nu, p}$, $w_{2,V}^{\nu, p}$ обозначен вклад векторного взаимодействия в $w_1^{\bar\nu p}$, $w_2^{\nu p}$ в (4), а функции $w_2^{(1/2)}$, $w_2^{(3/2)}$ соответствуют изовекторным переходам в состояния с $T = 1/2$ и $T = 3/2$ в электророждении на протоне. Подставляя при больших $|q^2|$ (9) в (10), получим

$$\int_0^2 d\omega \left[\frac{1}{2}\left(\frac{m^2\omega}{|q^2|}\right)^{\gamma_T^a} F_T^a(\omega) + \left(\frac{m^2\omega}{|q^2|}\right)^{\gamma_L^a+1} \omega F_L(\omega)\right] = 1. \qquad (11)$$

Левая часть (11) не будет зависеть от q^2, если $\min(\gamma_T \gamma_L + 1) = 0$. Тогда w_1^a, w_2^a можно представить в виде $w_2^a(\nu, \omega) = (1/\nu)\ F_2^a(\omega)$, $w_1^a(\nu, \omega) = (1/2)(m^2/\nu)^{\gamma_T^a} F_T^a(\omega)$, $\gamma_T^a > 0$. При этом, если принять гипотезу Абарбанеля, Гольдбергера и Треймана [9] о том, что реджевская асимптотика описывает поведение амплитуд рассеяния также и при $|q^2| \sim \nu \to \infty$, то F_2^a и F_T^a будут иметь вид $F_2^a = C_2^a\ \omega^{-a_a+1}$, $F_T^a = C_T^a\ \omega^{-a_a-\gamma_T^a}$ где C_2^a и C_T^a – константы, a_a – положение крайне правого реджевского полюса с отрицательной сигнатурой и $C = P = 1$ при $t = 0$.

Так как $w_1 \geqslant (1/2)\, w_1^a$ и $w_2 \geqslant (1/2)\, w_2^a$, то

$$w_2(\nu, \omega) \geqslant \frac{1}{\nu} F_2(\omega), \qquad w_1(\nu, \omega) \geqslant F_1(\omega)\left(\frac{m^2}{\nu}\right)^{\gamma_T^a}. \qquad (12)$$

Асимптотика такого типа (со знаком равенства в (12) и $\gamma_T^a = 0$) была предложена Бьеркеном [10] из совсем иных соображений.

Выражаю глубокую благодарность М.В. Терентьеву за ценные обсуждения.

Поступила в редакцию
21 мая 1969 г.

Литература

[1] Б.Л. Иоффе. Письма в ЖЭТФ, 9, 163, 1969.
[2] *W. Panofsky. Proc. Vienna Conf. on Elem. Particles, 1968.*
[3] *J. Ballam, G.B. Chadwick, Z.G.T. Guiragossian, P.Klein, A. Levy, M. Menke, E. Pickup, P. Seyboth, T.H. Tan, G. Wolf. Phys. Rev. Lett.,* 21, *1544, 1968.*
[4] *J.D. Bjorken. Intern. School of Physics "Enrico Fermi", Course 41, Varenna, 1967.*
[5] *D.H. Perkins. Conf. on Weak Interactions, Geneva, 1969.*
[6] *F. Reines. Conf. on Weak Interactions, Geneva, 1969.*
[7] *S.L. Adler. Phys. Rev.,* 143, *1144, 1966.*
[8] *F. Buccella, G. Veneziano, R. Gatto. Nuovo Cim.,* 42, *1019, 1966.*
[9] *H.D.I. Abarbanel, M.L. Goldberger, S.B. Treiman. Phys. Rev. Lett.,* 22, *500, 1969.*
[10] *J.D. Bjorken. Preprint SLAC-PUB-510, 1968.*