Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 8, стр. 491 – 495   20 апреля 1972 г.

ВИРТУАЛЬНОЕ $\gamma\gamma$-РАССЕЯНИЕ И НОВЫЙ ТИП СКЕЙЛИНГА

В. Л. Черняк

В недавних работах [1] (см. также [2]) была отмечена возможность экспериментального измерения абсорбтивной части амплитуды виртуального $\gamma\gamma$-рассеяния вперед (рис. 1, *а*). Исходной является реакция на встречных электронных пучках " e + e → e + e + адроны", амплитуда которой включает диаграмму рис. 1, *б*. Таким образом, сечение, просуммированное по всем адронным состояниям, включает абсорбтивную часть амплитуды $\gamma\gamma$-рассеяния.

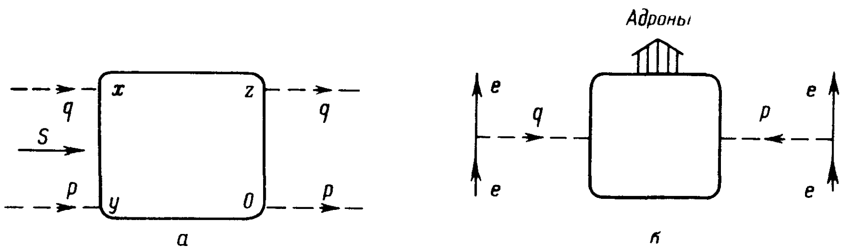

Рис. 1

В данной работе представлены качественные предсказания для асимптотики амплитуды рис. 1, *а* в области больших масс фотонов.

С теоретической точки зрения, виртуальное $\gamma\gamma$-рассеяние предоставляет новые интересные возможности в связи с тем, что все четыре частицы находятся вне массовой поверхности. В отличие от случая неупругого ер-рассеяния, здесь уже необходима информация о свойствах произведений не только локальных, но и билокальных операторов на световом конусе.

Амплитуда имеет вид (для упрощения рассмотрены скалярные фотоны):

$$T(s, p^2, q^2) \sim \int dx\, dy\, dz\, e^{-iq(x-z)-ipy} \langle 0 | T\{ I(x) I(y) I(z) I(0) \} | 0 \rangle. \quad (1)$$

Матричный элемент в (1) есть функция шести переменных. Представим его в виде:

$$< 0|T\{l(x)l(y)l(z)l(0)\}|0> \;\equiv\; \phi_{tot} = \{\phi_4^a[(x-y)^2, (x-z)^2, z^2, y^2] + \\ + \phi_4^b + \tilde{\phi}_4^a\} + \phi_{\text{ост}} \qquad (2)$$

(ϕ_4^b получается из ϕ_4^a заменой $x \leftrightarrow y$, $\tilde{\phi}_4^a$ – заменой $x \leftrightarrow z$). В пределе выключенного сильного взаимодействия функции ϕ_4 остаются, тогда как $\phi_{\text{ост}} \to 0$. Сделаем следующее предположение о поведении ϕ_{tot} на малых расстояниях.

1. Функции ϕ_4 имеют простые полюса по всем своим аргументам, независимо от порядка перехода к пределу. Например,

$$\phi_4^a \sim \frac{1}{(x-y)^2 - i\epsilon}\;\frac{1}{(x-z)^2 - i\epsilon}\;\frac{1}{z^2 - i\epsilon}\;\frac{1}{y^2 - i\epsilon}, \qquad (3)$$

когда малы все расстояния.

2. $\phi_{\text{ост}}$ имеет простые полюса не более, чем по двум из шести аргументам одновременно. Например,

$$\phi_{\text{ост}} \sim \frac{1}{(x-z)^2 - i\epsilon}\;\frac{1}{y^2 - i\epsilon}\;\phi[x^2, z^2, (x-y)^2, (z-y)^2], \qquad (4)$$

где ϕ уже регулярна при малых значениях своих аргументов. (Предположения I, II можно сформулировать и в терминах разложения произведений локальных и билокальных операторов вблизи светового конуса).

Степени сингулярностей в (3), (4) соответствуют канонической размерности для скалярного тока. Отметим, что (3) и (4) выполняются в ϕ^3-теории (с точностью до квадрата логарифма).

Предположений I, II достаточно для получения асимптотики амплитуды в области больших масс фотонов.

$$\text{I.}\quad p^2 \sim q^2 \to -\infty \quad p^2 q^2 \mathrm{Ab}_s T(s, p^2, q^2) \to \phi_a\left(\frac{sm^2}{p^2q^2}\right) + \phi_b\left(\frac{s}{p^2}, \frac{p^2}{q^2}\right) + \\ \phi_c\left(\frac{s}{m^2}, \frac{p^2}{q^2}\right),$$

$$\phi_a(x) = \phi_{(4a)}(x) + \hat{\phi}_{\text{ост}}(x), \quad \hat{\phi}_{\text{ост}}(x)|_{x<<1} \to 0, \quad \phi_{(4a)}(x)|_{x<<1} \to \text{const},$$

$$\phi_b(x, y)|_{x<<1} \to 0, \quad \phi_b(x, y)|_{x>>1} \to 0, \quad \phi_c(x, y)|_{x>>1} \to 0.$$

Здесь p^2 и q^2 – массы фотонов, $s = (p+q)^2$, m – характерная масса ~ 1 *Гэв*, определяющая выход на асимптотику. Отметим характерные особенности (5): а) при $|p^2| \sim |q^2| << s << \frac{|p^2q^2|}{m^2}$ и $m^2 << s << |p^2| \sim |q^2|$

исчезает зависимость от всех трех переменных, т. е. $p^2q^2\mathrm{Ab}_s T(s, p^2, q^2) \sim \mathrm{const}$; б) $p^2q^2\mathrm{Ab}_s T$ не стремится к нулю к пороговой (резонансной области) $s \sim m^2$; в) при $sm^2 \gtrsim |p^2q^2|$ остается зависимость лишь от одного параметра sm^2/p^2q^2, что согласуется с факторизацией Редже вычетов [3, 4] и с предсказаниями партонной модели для $\gamma\gamma$-рассеяния [5]. (Отметим, что во всех трех работах [3, 5] указана неправильная область применимости результата, $s >> |p^2| \sim |q^2|$. В действительности, при использованных в [3 – 5] предположениях, поведение в области $|p^2| \sim |q^2| << s << |p^2q^2|/m^2$ не может быть определено, и таким образом результат имеет смысл лишь при $sm^2 \gtrsim |p^2q^2|$).

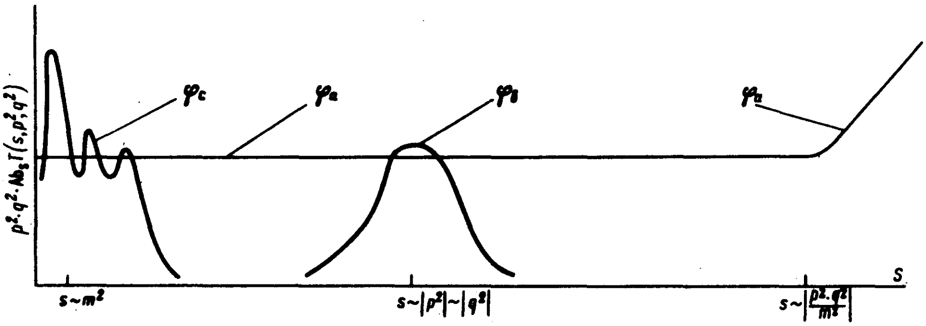

Рис. 2

На рис. 2 изображен один из вариантов качественного поведения амплитуды.

$$\text{II.}\quad p^2 = \mathrm{const} < 0,\ q^2 \to -\infty.\quad p^2q^2\mathrm{Ab}_s T(s, p^2, q^2) \to \frac{p^2}{m^2}\phi\left(\frac{s}{q^2}, \frac{p^2}{m^2}\right),$$

$$\phi(x, y)|_{x<<1} \gtrsim 0(x),\quad y\phi(x, y)|_{y>>1} \to \phi_a\left(\frac{x}{y}\right) = \phi_a\left(\frac{sm^2}{p^2q^2}\right). \quad (6)$$

(В ϕ^3-теории функция ϕ_b в (5) представляет вклад диаграммы рис. 3, *b* функция ϕ_a в (5), (6) – рис. 3, *a* и 3, *d*, функция ϕ_c в (5) – рис. 3, *c* и функция ϕ в (6) – рис. 3, *e*).

Отметим, что при $m^2 << s << |p^2q^2|/m^2$ основной вклад в $\mathrm{Ab}_s T$ дает область, где все расстояния малы. Таким образом, доминирует вклад функций ϕ_4^a и ϕ_4^b (в ϕ^3-теории – диаграммы рис. 3, *a* и 3, *b*). Сильное взаимодействие в этой области эффективно выключено.

Общий масштабный множитель в левых частях (5), (6) обусловлен использованием скалярных фотонов. Для фотонов со спином единица, грубо говоря, $\mathrm{Ab}_s \bar{f}(s, p^2, q^2) \leftrightarrow p^2q^2\mathrm{Ab}_s T(s, p^2, q^2)$, где $\bar{f}$ – усредненная по поляризациям амплитуда. Отметим однако, что описанный в этой работе простой подход эффективно соответствует партонам с целым спином, и с этим, по-видимому, связан факт отсутствия зависимости от p^2/q^2 в области $m^2 << s << |p^2| \sim |q^2|$. Использование партонов с полуцелым спином (см. рис. 3, *a* и 3, *b*, внутренняя линия – спинорное поле, внешняя – фотон со спином единицы) приводит к зависимости от p^2/q^2.

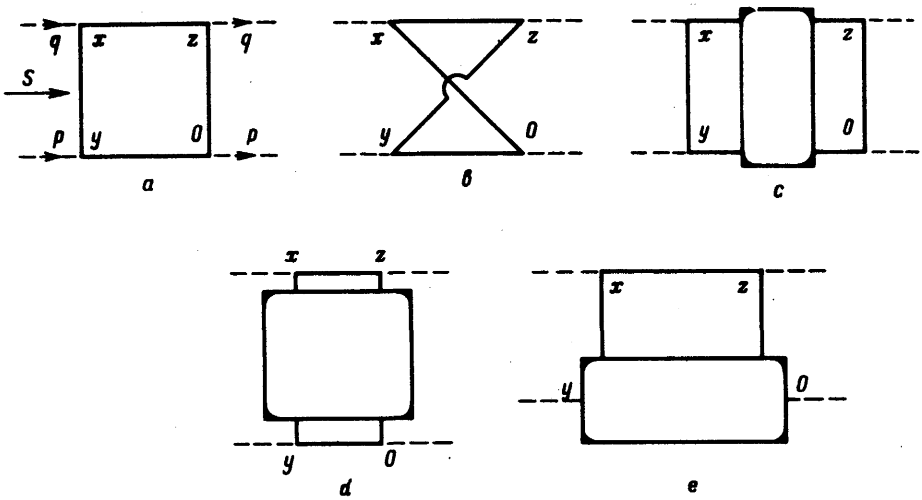

Рис. 3

Поведение 1, *б* согласуется с вычислением однорезонансного вклада в $Ab_s T$. Так как матричный элемент для $Ab_s T$ в этом случае факторизуется, для вычисления достаточно использовать лишь разложение произведения двух токов вблизи светового конуса [6]. Кроме того, поскольку использование лишь разложения произведения двух токов достаточно для вычисления асимптотики двухфотонного формфактора любого резонанса, представление о Редже-траектории как о совокупности резонансов [7], позволяет получить асимптотику Редже-вычета. Вычет ведет себя как раз таким образом, что вклады Редже-траекторий остаются в пределе больших масс фотонов. Другими словами, Редже-траектории дают вклад в функции ϕ_a в (5) и ϕ в (6) и тем самым определяют их асимптотику:

$$\phi_a(x)\big|_{x>>1} \to \Sigma\, \beta_a x^a, \quad \phi(x,y)\big|_{x>>1} \to \Sigma\, \gamma_a(y) x^a. \tag{7}$$

Аналогичный результат можно получить и для двухреджеонных ветвлений.

Выражаю благодарность И.Ф.Гинзбургу и В.Г.Сербо за многочисленные полезные обсуждения, а также Н.Н.Ачасову, В.М.Будневу и Д.В.Ширкову за критические замечания.

Новосибирский
государственный университет

Поступила в редакцию
26 февраля 1972 г.

Литература

[1] В.Е.Балакин, В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. Письма в ЖЭТФ, 11, 559, 1970; В.М.Буднев, И.Ф.Гинзбург. ЯФ, 13, 353, 1971.

[2] Э.А.Чобан, В.М.Шехтер. Препринт ФТИ-331, Ленинград, 1971.

[3] A.V.Efremov, I.F.Ginzburg. Phys. Lett., 36B, 371, 1971.

[4] Ю.М.Шабельский. ЯФ, 14, 388, 1971.
[5] Л.И.Перловский, Э.П.Хейфец. ЯФ, 15, 780, 1972.
[6] R.A.Brandt, G.Preparata. Phys. Rev. Lett., 25, 1530, 1970.
[7] V.Hove. Phys. Lett., 24B, 183, 1967.