ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 96–69
ОТФ

В.А. Петров

УНИТАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ МАЛЫХ x

Доклад, сделанный на конференции КХД–96
(Монпелье, Франция, 4-12 июля 1996 г.)

Протвино 1996

УДК 539.1.01 М–24

Аннотация

Петров В.А. Унитарные эффекты при малых x: Препринт ИФВЭ 96–69. – Протвино, 1996. – 5 с., библиогр.: 15.

В работе обсуждается влияние условия унитарности на поведение структурных функций глубоконеупругого рассеяния при малых x. Особое внимание уделено различию между реджевскими и ренормгрупповыми сингулярностями в J-плоскости и их относительному весу при асимптотически малых x.

Abstract

Petrov V.A. Unitarity Effects at Low x: IHEP Preprint 96–69. – Protvino, 1996. – p. 5, refs.: 15.

We discuss effects of unitarity on the low-x behaviour of the structure functions of deep inelastic scattering. Particular attention is paid to the distinction between Regge and Renormalization Group J-plane singularities and their relative weight in defining the low-x asymptotics.

Как хорошо известно, унитарность (плюс несколько других основных принципов) ведет к довольно жесткому ограничению возможного роста адронных сечений при асимптотически высоких энергиях, $\sqrt{s}$, [1]:

$$\sigma_{tot}^{hh}(s) \leq \frac{\pi}{m_\pi^2}(\log s)^2, \quad s \to \infty. \tag{1}$$

При достигнутых ныне энергиях верхнее ограничение Фруассара-Мартена (1) не очень актуально, так что даже степенной рост (формально более быстрый чем (1))

$$\sigma_{tot}^{hh}(s) \sim s^\Delta \tag{2}$$

(с типичным Δ порядка 0.1) вполне допустим как преходящее, предасимптотическое поведение [2]. Механизмы, преобразующие (2) в (1) при больших энергиях (“унитаризация”), даются, например, различными версиями редже-эйконального [3] или U-матричного [4] подходов, использующих ведущую траекторию Редже, $\alpha(t)$ с $\alpha(0) = 1 + \Delta, \;\; \Delta > 0$.

При очень высоких энергиях (2) превращается в

$$\sigma_{tot}^{hh} \simeq 8\pi\alpha'(0)\Delta \log^2 s + ... \tag{3}$$

с (очень слабым) ограничением $8\alpha'(0)\Delta \leq m_\pi^{-2}$. Важность “унитарных поправок” сильно зависит от значения Δ, которое все еще не вычислено теоретически.

Аналогичные вопросы могут возникнуть в случае глубоконеупругого электрон-протонного рассеяния. В частности, недавно было отмечено [5], что степенной рост

$$\sigma_{tot}^{\gamma^* p}(s, Q^2) \sim \left(\frac{s}{Q^2}\right)^\lambda \approx \left(\frac{1}{x}\right)^\lambda \tag{4}$$

при $s >> Q^2 \geq$ (масштаб адронных масс)^2, хорошо описывает данные с

$$0.2(Q^2 \simeq 1\text{ГэВ}^2) \leq \lambda \leq 0.5(Q^2 \simeq 10^3\text{ГэВ}^2).$$

Поскольку показатель λ из (4) может быть существенно большим, чем Δ из (2), то можно подумать, что “унитарные поправки” должны быть более важными для глубоконеупругого рассеяния, а ограничение (1) более актуальным.

Однако, как было указано уже много лет назад в работе [6], ограничение Фруассара-Мартена не может быть доказано для амплитуд вне массовой оболочки, что как раз имеет место для глубоконеупругого рассеяния. Более того, это невозможно строго сделать для любой амплитуды "ток-адрон" [7].

Некоторые недавние попытки [8,9] сохранить ограничение (1) ценой принятия новых предположений не обладают общей силой, присущей теореме Фруассара-Мартена.

И все же унитарность влияет на высокоэнергетическое поведение амплитуды и вне массовой оболочки [7]. Для того, чтобы явно продемонстрировать унитарные эффекты, мы воспользуемся редже-эйкональным подходом. Как было показано в работе [7], амплитуда, описывающая глубоконеупругое рассеяние в пространстве прицельного параметра, может быть представлена в следующей форме (ниже мы для простоты считаем все частицы скалярами):

$$T^{**}(s,b,q^2) = \delta^{**}(s,b,q^2) - [\delta^*]^2/\delta + [\delta^*/\delta]^2 T(s,b),$$

где звездочки обозначают число частиц вне массовой оболочки, а δ, δ^*, δ^{**} — эйконал и его расширения за массовую оболочку. Напомним, что

$$T = \frac{i}{2}[1 - e^{2i\delta}]$$

и

$$Im\delta \geq 0, \text{ при } s \geq s_{\text{неупр.}}.$$

Из унитарности можно получить, что

$$Im(\delta^{**} - [\delta^*]^2/\delta) \geq (Im(\delta^*/\delta))^2 |T|^2 / ImT. \tag{5}$$

Если пренебречь вещественными частями эйконалов, то из (5) получим ($\Omega \equiv Im\delta$)

$$\Omega^{**}\Omega \geq (\Omega^*)^2. \tag{6}$$

В рамках редже-эйконального подхода

$$\Omega(s,b) \approx \frac{c \cdot s^{\Delta}}{\pi\rho^2(s)} e^{-b^2/\rho^2(s)}, \tag{7}$$

где c — константа, $\rho^2(s) \simeq 4\alpha'(0)\log s + \dots$.

В дальнейшем мы будем отождествлять $\Omega^{**}(\Omega^*)$ с вкладом твиста 2 в операторное разложение амплитуд:

$$T^{**}(P,Q,\Delta) = \int d^4x e^{i\frac{q+q'}{2}x} < p'|\frac{\delta J(-\frac{x}{2})}{\delta a(\frac{x}{2})}|p>$$

и

$$T^{*}(P,Q,\Delta) = \int d^4x e^{i\frac{q+q'}{2}x} < p'|\frac{\delta J(-\frac{x}{2})}{\delta v(\frac{x}{2})}|p>,$$

где $Q = (q' + q)/2,\ \ P = (p' + p)/2,\ \ \Delta = q - q',\ \ J$ — ток, a — "электромагнитное" поле, а v — поле "векторных" мезонов.

Конкретно, эта связь имеет вид

$$Q^2 \Omega^{*(*)}(s, b, Q^2) = \int dt J_0(b\sqrt{-t}) \int \frac{dJ}{2i} \left(\frac{1}{x}\right)^{J-1} \cdot$$
$$\cdot\, C^{*(*)}_{J,i}(\alpha_s(Q^2)) f_{J,i}(Q^2, t), \tag{8}$$

где $C^{*(*)}_{J,i}$ — коэффициентная функция, а $f_{J,i}(Q^2, t)$ — ведущий (при малых t) формфактор композитного оператора $O^i_{\mu_1 \ldots \mu_J}$, перенормированного при $Q^2 (t \equiv \Delta^2)$. Формфактор $f_{J,i}(Q^2, t)$ может быть представлен как следующее двойное интегральное представление партонного распределения по доле импульса x и "поперечному расстоянию $\vec{b}$ от центра адрона"

$$f_{J,i}(Q^2, t) = \int_0^1 dx\, x^{J-1} \int d^2 b J_0(b\sqrt{-t}) \cdot$$
$$\cdot\, f_i(x, \vec{b}; Q^2). \tag{9}$$

Отождествление $\delta^{*(*)}$ с вкладом твиста 2 операторного разложения может рассматриваться как современный вариант интерпретации эйконального представления, данной Чжоу и Янгом [10]. Формфакторы $f_{J,i}(Q^2, t)$ подчиняются уравнению ренормгруппы

$$Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} f_{J,i}(Q^2, t) = [\gamma_J(\alpha_s(Q^2))]_{ij} f_{J,j}(Q^2, t),$$

где γ_J — матрицы аномальных размерностей.

Из самых общих соображений следует, что f_J должна содержать полюса Редже с квантовыми числами t-канала:

$$f_J \sim (J - \alpha(t))^{-1}.$$

Когда все частицы на массовой оболочке, эти полюса определяют поведение (7) эйконала, и, в конце концов, асимптотическое поведение (3) полного сечения.

Вне массовой оболочки положение сложнее. Хорошо известно, что аномальные размерности в синглетных каналах обнаруживают сингулярное поведение при $J = 1$ [11], так что $\gamma_J(\alpha_s)$ является формальным рядом по переменной $\alpha_s(Q^2)/(J-1)$, который расходится при достаточно малых $(J-1)$. Существует уверенность [12] в том, что суммирование этого формального ряда приводит к "сдвинутой" сингулярности при $J = 1 + \lambda,\ \ \lambda > 0$. В общем λ должна зависеть от Q^2.

Теперь у нас два типа сингулярностей: реджевские, $\alpha(t)$, которые, естественно, не зависят от Q^2, и ренормгрупповые, которые зависят от Q^2, но не зависят от t благодаря мультипликативному характеру перенормировки композитных операторов.

Обе сингулярности лежат предположительно справа от $ReJ = 1$. Физическая интерпретация РГ-сингулярностей, порожденных аномальными размерностями, еще не вполне ясна (в отличие от реджевских сингулярностей). По-видимому, у амплитуд на массовой оболочке их не должно быть вовсе, если придерживаться идеологии “максимальной аналитичности второй степени” [13]. Такую ситуацию можно сравнить с работой [14], где вопрос о “двух померонах” ставился на чисто феноменологической основе. Другая попытка феноменологического учета унитарности в глубоконеупругом рассеянии была предпринята в работе [15].

Естественно поставить вопрос — какая сингулярность преобладает, т.е. лежит правее всех в J-плоскости? Из того, что было сказано о наблюдаемом поведении структурных функций при малых x возникает соблазн заключить, что структурные функции в глубоконеупругом рассеянии определяются главным образом РГ-сингулярностями $J = 1 + \lambda(Q^2)$. Однако не очевидно, что этот сценарий совместим с общим условием (5).

Пренебрежем для простоты вещественными частями эйконалов $\delta, \delta^*, \delta^{**}$ и предположим, что $\lambda(Q^2) > \Delta = \alpha(0) - 1$. Интегрирование неравенства (6) по b приводит к следующему неравенству:

$$a(Q^2)\left(\frac{1}{x}\right)^{\lambda(Q^2)} \leq \left(\frac{1}{x}\right)^{\Delta}, \quad x << 1, \tag{10}$$

где $a(Q^2)$ не зависит от x. Ясно, что $\lambda(Q^2)$ не может быть больше чем Δ. В противном случае, (10) было бы нарушено при достаточно малых x. Возможно, однако, что в некоторых ограниченных интервалах по x и Q^2 можно наблюдать более быстрый рост $\sigma_{tot}^{\gamma^* p}$ с энергией при бо̀льших Q^2 как некоторое преходящее явление. Но при $1/x \to \infty$ сечения “вне оболочки” будут иметь поведение $(1/x)^{\Delta}$ с универсальным “мягким” показателем $\Delta = \alpha(0) - 1$.

Автор благодарен Стефану Нарисону за приглашение на конференцию КХД-96.

Список литературы

[1] Froissart M. // Phys.Rev. 1961, v.123, p. 1053;
Martin A. // Phys.Rev. 1963, v.129, p. 1432.

[2] Troshin S.M., Tyurin N.E. and Yushchenko O.P.// Nuovo Cim. 1986, v.A91, p.23;
Nadolsky P.M.,Troshin S.M., Tyurin N.E. // Zeit.Phys. 1995, v.C69, p.131.
Lipkin H.J. // Phys.Lett. 1990, v. B242, pp. 115, 227;
Donnachie A. and Landshoff P.V. // Phys.Lett. 1992, v.B296, p.227.

[3] Arnold R.C. // Phys.Rev. 1967, v.153, p.1523.

[4] Логунов А.А., Саврин В.И., Тюрин Н.Е., Хрусталев О.А. // ТМФ. 1971, т.6, с. 157.

[5] Aid S. et al. (H1 Collaboration) // Nucl. Phys. 1996, v.B470, p.3.

[6] López C. and Yndureáin F.J. // Phys.Rev.Lett. 1980, v.44, p.1118.

[7] Petrov V.A. Preprint IHEP 95-96, Protvino,1995. (будет опубликовано в Трудах VI совещания в Блуа).

[8] Troshin S.M. and Tyurin N.E. Preprint IHEP 96-29. Protvino,1996.

[9] Ayala A.L., Gay Ducati M.B. and Levin E.M. Preprint ANL-HEP-PR-96-52.

[10] Chou T.T. and Yang C.N. // Phys.Rev. 1968, v.170, p.1591.

[11] Ynduráin F.J. Quantum Chtomodynamics, Springer, 1983.

[12] Lipatov L.N. // Sov.J.Nucl.Phys. 1976, v.23, p.338.

[13] Chew G.F. The Analytic S-matrix, W.A.Benjamin, 1966.

[14] Bertini M., Giffon M. and Predazzi E. // Phys.Rev. 1995, v.B349, p. 561.

[15] Capella A., Kaidalov A., Merino C. and Tran Than Van J. // Phys.Lett. 1994, v. B337, p.358.

Рукопись поступила 5 сентября 1996 г.

В.А. Петров.
Унитарные эффекты при малых x.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы LaTeX.
Редактор Н.В.Ежела.

Подписано к печати 22.10.96. Формат $60 \times 84/8$.
Офсетная печать. Печ.л. 0,6. Уч.-изд.л. 0,48. Тираж 250. Заказ 799.
Индекс 3649. ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

П Р Е П Р И Н Т 96–69, И Ф В Э, 1996