ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 1995, том 58, № 10, с. 1864 - 1868

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ДВУХПЕТЛЕВАЯ ПОПРАВКА К РЕДЖЕВСКОЙ ТРАЕКТОРИИ ГЛЮОНА

© 1995 г. В. С. Фадин[1)]

Государственный научный центр "Институт ядерной физики" СО РАН, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 18.01.95 г.

Реджевская траектория глюона в КХД получена в двухпетлевом приближении. Она извлекается из амплитуды кварк-кваркового рассеяния с глюонными квантовыми числами в t-канале, вычисленной в двухпетлевом приближении при асимптотически больших энергиях $\sqrt{s}$ и фиксированных передачах импульса $\sqrt{-t}$ с логарифмической ($\log s$) точностью.

1. ВВЕДЕНИЕ

Пертурбативная квантовая хромодинамика (КХД) имеет ряд замечательных достижений в описании "жестких" процессов, где ее применимость и мощь твердо установлены. Для "полужестких" процессов положение не столь блестящее. Обычно считается, что теория возмущений в КХД может использоваться для вычисления партонных распределений и сечений этих процессов, если характерная виртуальность Q^2 достаточно велика, чтобы обеспечить малость константы связи $\alpha_s(Q^2)$. Но при высокой энергии $\sqrt{s}$ сталкивающихся частиц логарифм отношения $1/x = s/Q^2$ может быть столь большим, что необходимо суммировать члены типа $\alpha_s^n\left(\ln\frac{1}{x}\right)^m$. В главно-логарифмическом приближении (ГЛП), означающем здесь суммирование членов с $n = m$, эта задача была решена много лет назад [1]. Теперь результаты ГЛП широко известны и применяются для описания эксперимента. Однако они имеют по крайней мере два серьезных недостатка. Во-первых, ограничения s-канальной унитарности для амплитуд рассеяния не работают в этом приближении, что приводит к нарушению теоремы Фруассара $\sigma_{tot} < c(\ln s)^2$, или, для структурных функций, к их резкому степенному росту в области малых x. Во-вторых, так как зависимость константы связи α_s от виртуальности лежит за пределами точности ГЛП, численные результаты ГЛП можно сильно варьировать изменением масштаба виртуальности, что дает возможность делать разные предсказания исходя вроде бы из одной теории. Поэтому проблема вычисления поправок к ГЛП (т.е. членов с $n = m + 1$) сейчас очень важна.

[1)] Новосибирский государственный университет, Россия.

2. МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЙ

Решение этой проблемы может быть основано [2] на доказанном в ГЛП [3] свойстве неабелевых калибровочных теорий: калибровочные бозоны в этих теориях реджезуются с траекторией

$$j(t) = 1 + \omega(t), \tag{1}$$

где в однопетлевом приближении для калибровочной группы $SU(N)$ ($N = 3$ для КХД)

$$\omega(t) = \omega^{(1)}(t) = \frac{g^2 t}{(2\pi)^{3+\varepsilon}}\frac{N}{2}\int\frac{d^{2+\varepsilon}k_\perp}{k_\perp^2(q-k)_\perp^2}. \tag{2}$$

Здесь g – константа связи калибровочной теории, q – передача импульса и $t = q_\perp^2$. Интегрирование проводится по импульсам, перпендикулярным к плоскости импульсов начальных частиц, и используется размерностная регуляризация фейнмановских интегралов:

$$\frac{d^2k}{(2\pi)^2} \longrightarrow \frac{d^{2+\varepsilon}k}{(2\pi)^{2+\varepsilon}}, \quad \varepsilon = D - 4, \tag{3}$$

где D – размерность пространства-времени ($D = 4$ в физическом мире).

Задача вычисления поправок к ГЛП может быть сведена [2] к вычислению поправок к ядру уравнения типа Бете–Солпитера для t-канальной парциальной амплитуды с квантовыми числами вакуума [1]. Это ядро выражается через глюонную траекторию и реджеон-реджеон-глюонную (РРГ) вершину. Поправки к вершине в настоящее время вычислены [4, 5], так что вычисление двухпетлевых поправок $\omega^{(2)}(t)$ к глюонной траектории представляется наиболее срочной задачей. Эти поправки могут быть извлечены из амплитуды упругого рассеяния, вычисленной в двухпетлевом приближении с логарифмической ($\log s$) точностью. В самом деле, рассмотрим амплитуду процесса $A + B \longrightarrow A' + B'$ с глюонными квантовыми числами в t-канале и отрицательной сигнатурой. Она имеет факторизованный вид

$$(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'} = \Gamma^c_{A'A}\frac{s}{t}\left[\left(\frac{s}{-t}\right)^{\omega(t)} + \left(\frac{-s}{-t}\right)^{\omega(t)}\right]\Gamma^c_{B'B}, \quad (4)$$

где $\Gamma^c_{A'A}$ – вершины взаимодействия реджезованного глюона с частицами (ЧЧР-вершины). В однопетлевом приближении

$$\Gamma^i_{A'A} = g\langle A'|T^i|A\rangle(\Gamma^{(0)}_{A'A} + \Gamma^{(1)}_{A'A}), \quad (5)$$

где $\langle A'|T^i|A\rangle$ – матричный элемент генератора цветовой группы в соответствующем представлении (т.е. в присоединенном для глюонов и в фундаментальном для кварков), $\Gamma^{(0)}_{A'A}$ и $\Gamma^{(1)}_{A'A}$ – борновский и однопетлевой вклады соответственно. Используя этот вид, для двухпетлевого вклада в $(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}$ с логарифмической ($\log s$) точностью получаем из (4)

$$\begin{aligned}(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}\,(\text{two loop}) &= g^2\langle A'|T^i|A\rangle\langle B'|T^i|B\rangle\frac{s}{t}\times \\ &\times\left[\Gamma^{(0)}_{A'A}\frac{1}{2}(\omega^{(1)}(t))^2\left(\left(\ln\frac{s}{-t}\right)^2 + \left(\ln\frac{-s}{-t}\right)^2\right)\Gamma^{(0)}_{B'B} + \right. \\ &+ (\Gamma^{(0)}_{A'A}\Gamma^{(1)}_{B'B} + \Gamma^{(1)}_{A'A}\Gamma^{(0)}_{B'B})\,\omega^{(1)}(t)\left(\ln\frac{s}{-t} + \ln\frac{-s}{-t}\right) + \\ &\left. + \Gamma^{(0)}_{A'A}\omega^{(2)}(t)\left(\ln\frac{s}{-t} + \ln\frac{-s}{-t}\right)\Gamma^{(0)}_{B'B}\right].\end{aligned} \quad (6)$$

Поскольку однопетлевые поправки $\Gamma^{(1)}_{A'A}$ к ЧЧР-вершинам известны [4, 6, 7], единственным неизвестным в правой части (6) является двухпетлевой вклад $\omega^{(2)}(t)$ в глюонную траекторию. Так что этот вклад может быть найден, если мы найдем $(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}$ (two loop) с логарифмической ($\log s$) точностью.

Вычисление $(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}$ (two loop) с логарифмической ($\log s$) точностью может быть проведено как с помощью условий t-канальной [2], так и с помощью условий s-канальной унитарности. Оказывается, что использование s-канальной унитарности более удобно. Поэтому ниже будет использоваться именно этот подход.

Из уравнения (6) ясно, что двухпетлевая поправка $\omega^{(2)}(t)$ к глюонной траектории может быть получена из s-канального скачка $\left[(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}\right]_s$ амплитуды $(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}$ (two loop), вычисленного с точностью до константы.

По определению траектория не должна зависеть от рассеиваемых частиц, так что мы можем выбрать любой процесс для ее вычисления. Будем использовать для этой цели процесс кварк-кваркового рассеяния. Вычисление скачка амплитуды кварк-кваркового рассеяния кратко обсуждается ниже. Детали вычислений будут даны в другой работе [8]. Для упрощения формул будем считать здесь кварки безмассовыми. В этом случае спиральности каждой из сталкивающихся частиц строго сохраняются, так что вершины $\Gamma^c_{A'A}$ имеют определенную спиновую, так же как и цветовую, структуру [1, 7]:

$$\Gamma^i_{Q'Q} = g\langle Q'|T^i|Q\rangle\delta_{\lambda_{Q'}\lambda_Q}(1 + \Gamma^{(+)}_{QQ}), \quad (7)$$

где $\lambda_{Q'}, \lambda_Q$ – кварковые спиральности и $\Gamma^{(+)}_{QQ}$ – однопетлевая поправка к вершине, вычисленная в [7].

3. s-КАНАЛЬНЫЙ СКАЧОК КВАРК-КВАРКОВОЙ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ

Рассматриваемый скачок может быть представлен как сумма вкладов от двухчастичного и трехчастичного промежуточных состояний в s-канале:

$$[\mathcal{A}_{AB}^{A'B'}]_s = [\mathcal{A}_{AB}^{A'B'}]_s^{(2)} + [\mathcal{A}_{AB}^{A'B'}]_s^{(3)}. \quad (8)$$

Рассмотрим первый вклад. Нам нужен скачок амплитуды с глюонными квантовыми числами и отрицательной сигнатурой в t-канале. В s-канальном соотношении унитарности

$$[\mathcal{A}_{AB}^{A'B'}]_s^{(2)} = = i\int d\Phi_2(p_A + p_B;\, p_{A_1}, p_{B_1})\sum_{A_1B_1}\mathcal{A}_{AB}^{A_1B_1}\mathcal{A}_{A'B'}^{*A_1B_1}, \quad (9)$$

где суммирование идет по дискретным квантовым числам промежуточных частиц и

$$d\Phi_2(P;\, p_1, \ldots, p_n) = = (2\pi)^D\delta^D\left(P - \sum_{i=1}^n p_i\right)\prod_{i=1}^n\frac{d^{(D-1)}p_i}{(2\pi)^{(D-1)}2E_i}, \quad (10)$$

мы должны брать в правой части полные амплитуды $\mathcal{A}_{AB}^{A_1B_1}$ и $\mathcal{A}_{A'B'}^{*A_1B_1}$, которые представляются суммой амплитуд с синглетным и октетным цветовыми состояниями в соответствующих t-каналах, и проектировать их произведение на октетное состояние в t-канале. Но благодаря тому, что с требуемой точностью синглетные по цвету части рассматриваемых амплитуд, так же как октетные части с положительной сигнатурой, равны нулю в борновском и чисто мнимы в однопетлевом приближениях, в то время как октетные части с отрицательной сигнатурой чисто вещественны в борновском приближении, только произведение октетных по цвету частей с отрицательной сигнатурой может давать вклад в двухчастичный скачок. Эти части известны в однопетлевом приближении [7]. С точностью до постоянных членов имеем

$$(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'} = \langle A'|T^i|A\rangle\langle B'|T^i|B\rangle\delta_{\lambda_{A'}\lambda_A}\delta_{\lambda_{B'}\lambda_B}g^2\frac{s}{t}\times$$
$$\times\left(2+\frac{g^2}{(4\pi)^{D/2}}(-t)^{D/2-2}\times\right. \tag{11}$$
$$\left.\times\left[a_T(\ln\frac{\cdot}{-t}\;\ln\frac{-s}{-t})+4a_\Gamma\right]\right),$$

где a_T и a_Γ – коэффициенты, связанные с однопетлевыми вкладами в глюонную траекторию $\omega(t)$ и в сохраняющую спиральность часть кварк-кварк-реджеонной вершины $\Gamma_{QQ}^{(+)}$ [7] соответственно:

$$\omega^{(1)}(t) = \frac{g^2}{(4\pi)^{D/2}}(-t)^{D/2-2}a_T,$$
$$a_T = 2N\frac{\Gamma(2-D/2)\Gamma^2(D/2-1)}{\Gamma(D-3)}; \tag{12}$$

$$\Gamma_{QQ}^{(+)} = \frac{g^2}{(4\pi)^{D/2}}(-t)^{D/2-2}a_\Gamma,$$
$$a_\Gamma = \frac{\Gamma(2-D/2)\Gamma^2(D/2-1)}{\Gamma(D-2)}\times$$
$$\times\left[-\frac{n_f(D-2)}{2(D-1)}-\frac{1}{2N}(D-4+\frac{D}{D-4})+\right. \tag{13}$$
$$+N(D-3)(\psi(3-\frac{D}{2})-2\psi(\frac{D}{2}-2)+\psi(1))+$$
$$\left.+N(\frac{1}{4(D-1)}-\frac{2}{D-4}-\frac{7}{4})\right].$$

Здесь $\psi(x)$ – логарифмическая производная гамма-функции:

$$\psi(x) = \Gamma'(x)/\Gamma(x).$$

Представим s-канальный скачок части $\mathcal{A}_8^{(-)}$ амплитуды с глюонными квантовыми числами в t-канале и отрицательной сигнатурой в следующем виде:

$$\left[(\mathcal{A}_8^{(-)})_{AB}^{A'B'}\right]_s =$$
$$= g^2\langle A'|T^i|A\rangle\langle B'|T^i|B\rangle\delta_{\lambda_A\lambda_{A'}}\delta_{\lambda_B\lambda_{B'}}(\frac{-2\pi is}{t})\Delta_s. \tag{14}$$

Поскольку элемент $d\Phi_2$ двухчастичного фазового объема может быть записан как

$$d\Phi_2(p_A+p_B;\,p_{A_1},p_{B_1}) = \frac{1}{2s}\frac{d^{(D-2)}q_{1\perp}}{(2\pi)^{(D-2)}}, \tag{15}$$

где $q_1 = p_A - p_{A_1}$, соотношение унитарности (9) с помощью уравнений (11) - (13) дает

$$\Delta_s^{(2)} = \frac{-g^4Nt}{2(4\pi)^{D/2}}\int\frac{d^{(D-2)}q_{1\perp}}{(2\pi)^{(D-1)}}\times$$
$$\times\frac{1}{(q_1-q)_\perp^2(-q_{1\perp}^2)^{3-D/2}}\left[2a_T\ln\left(\frac{s}{-q_{1\perp}^2}\right)+4a_\Gamma\right]. \tag{16}$$

Рассмотрим теперь вклад трехчастичного промежуточного состояния. Он может быть представлен в виде

$$[\mathcal{A}_{AB}^{A'B'}]_s^{(3)} =$$
$$= i\int d\Phi_3(p_A+p_B;\,p_{A_1},p_G,p_{B_1})\sum_{A_1,G,B_1}\mathcal{A}_{AB}^{A_1GB_1}\mathcal{A}_{A'B'}^{*A_1GB_1}, \tag{17}$$

где G – излученный глюон. В отличие от ГЛП, где скачок вычислялся с логарифмической точностью и поэтому только мультиреджевская кинематика давала вклад, здесь должны учитываться также вклады областей фрагментации частиц A, A' и B, B'. В терминах судаковских переменных, введенных разложением

$$p_i = \beta_ip_A+\alpha_ip_B+p_{i\perp},\quad i = A_1, G, B_1,$$

область фрагментации частиц A, A' определяется соотношениями

$$|(p_{i\perp})^2|\sim|t|,\quad \beta_{A_1}\sim\beta_G\sim\alpha_{B_1}\sim 1,$$
$$\alpha_{A_1}\sim\alpha_G\sim\beta_{B_1}\sim|t|/s. \tag{18}$$

Рассмотрим вклад этой области. С требуемой здесь точностью имеем

$$\mathcal{A}_{AB}^{A_1GB_1} = \frac{2g^3}{s}\bar{u}(p_{A_1})\left\{\langle A_1|T^jT^c|A\rangle\hat{p}_B\frac{\hat{p}_A-\hat{p}_G}{-2(p_Ap_G)}\hat{e}_G^*+\right.$$
$$+\langle A_1|T^cT^j|A\rangle\hat{e}_G^*\frac{\hat{p}_{A_1}+\hat{p}_G}{2(p_{A_1}p_G)}\hat{p}_B-$$
$$-if_{ijc}\langle A_1|T^i|A\rangle\frac{2}{(p_{A_1}-p_A)^2}\left[\hat{e}_G^*(p_Bp_G)-\right. \tag{19}$$
$$\left.\left.-\hat{p}_G(p_Be_G^*)-\hat{p}_B\left(\left(p_A-p_{A_1}+\frac{(p_B-p_{B_1})^2}{2(p_Bp_G)}p_B\right)e_G^*\right)\right]\right\}\times$$
$$\times u(p_A)\epsilon_G^{*c}\langle B_1|T^j|B\rangle\frac{1}{(p_{B_1}-p_B)^2}\bar{u}(p_{B_1})\hat{p}_Au(p_B).$$

Элемент $d\Phi_3$ трехчастичного фазового объема в этой области может быть записан как

$$d\Phi_3(p_A+p_B;\,p_{A_1},p_G,p_{B_1}) =$$
$$= \frac{1}{4s}\frac{d\beta}{\beta(1-\beta)}\frac{d^{(D-2)}q_{1\perp}d^{(D-2)}q_{2\perp}}{(2\pi)^{(2D-3)}}, \tag{20}$$

где

$$\beta \equiv \beta_G, \quad q_1 = p_A - p_{A_1}, \quad q_2 = p_{B_1} - p_B. \qquad (21)$$

Вклад $\Delta^{(3A)}$ области фрагментации частиц A, A' в $\Delta_s^{(3)}$ удобно разделить на две части:

$$\Delta^{(3A)} = \Delta_a^{(3A)} + \Delta_{na}^{(3A)}. \qquad (22)$$

Первая из них имеет абелеву природу, и только она выживает в случае абелевой калибровочной группы (в квантовой электродинамике), вторая – существенно неабелева. Вычисляя правую часть уравнения (17) с помощью соотношений (19), (20) и выделяя октетную по цвету часть с отрицательной сигнатурой в t-канале, получаем

$$\Delta_a^{(3A)} = \frac{g^4}{8} t \int \frac{d^{(D-2)} q_1}{(2\pi)^{(D-1)}} \frac{d^{(D-2)} q_2}{(2\pi)^{(D-1)}} \times$$
$$\times \int_{\beta_0}^{1} \frac{d\beta}{\beta} \frac{\beta^2}{q_2^2 (q_2 - q)^2} \left[1 + (1-\beta)^2 + \beta^2 \frac{(D-4)}{2}\right] \times$$
$$\times \left[\frac{-q^2}{k^2 (k + \beta q)^2} + \frac{q_2^2}{k^2 (k + \beta q_2)^2} + \right. \qquad (23)$$
$$\left. + \frac{(q_2 - q)^2}{(k + \beta q)^2 (k + \beta q_2)^2}\right].$$

Здесь и ниже все векторы $(D-2)$-мерные, перпендикулярные к p_A, p_B-плоскости; $k = q_1 - q_2$; β_0 – искусственно введенная граница области фрагментации частиц A, A'.

Заметим, что для абелевого вклада $\Delta_a^{(3A)}$ величина β_0 может быть положена равной 0, в согласии с хорошо известным в квантовой электродинамике фактом, что при рассеянии частиц высокой энергии они излучают фотоны в неперекрывающиеся конусы в направлении своего движения.

Для неабелевых частей имеем

$$\Delta_{na}^{(3A)} = \frac{g^4 N^2 t}{8} \int \frac{d^{(D-2)} q_1}{(2\pi)^{(D-1)}} \frac{d^{(D-2)} q_2}{(2\pi)^{(D-1)}} \int_{\beta_0}^{1} \frac{d\beta}{\beta} \times$$
$$\times \frac{(1-\beta)^2}{q_2^2 (q_2 - q)^2} \left[1 + (1-\beta)^2 + \beta^2 \frac{(D-4)}{2}\right] \times \qquad (24)$$
$$\times \left[\frac{q^2}{q_1^2 (q_1 - q(1-\beta))^2} - \frac{q_2^2}{q_1^2 (q_1 - q_2(1-\beta))^2} - \right.$$
$$\left. - \frac{(q_2 - q)^2}{(q_1 - q(1-\beta))^2 (q_1 - q_2(1-\beta))^2}\right].$$

Трехчастичный s-канальный скачок может быть представлен как сумма вкладов трех областей: области фрагментации частиц A, A', области фрагментации частиц B, B' и мультиреджевской области. Последняя область является промежуточной между областями фрагментации. Ее вклад в скачок амплитуды хорошо известен [1]. Из уравнения (24) видно, что этот вклад дается правой частью уравнения, если интегрирование по β ведется по области $1 \gg \beta \gg |t|/s$. Это означает, что область применимости подынтегрального выражения (24) включает в себя мультиреджевскую область, хотя мы вычисляли его, считая $\beta \sim 1$. Поэтому рассматривать отдельно мультиреджевскую область не требуется; более того, эта область может быть включена в любую из двух областей фрагментации, которые становятся перекрывающимися. Ясно, что вклад области фрагментации частиц B, B' получается из $\Delta^{(3B)}$ заменой $q_{1,2} \longleftrightarrow -q_{2,1}$, $q \longleftrightarrow -q$, $\beta \longrightarrow \alpha \equiv \alpha_G = -k^2/s\beta$, так что области применимости подынтегральных выражений в $\Delta^{(3A)}$ и $\Delta^{(3B)}$ перекрываются. Полный трехчастичный скачок может быть получен как сумма вкладов двух областей фрагментации, с параметрами β_0 и α_0, удовлетворяющими условию $s\beta_0\alpha_0 = -k^2$. Из симметрии очевидно, что скачок также может быть получен как удвоенный вклад $\Delta^{(3A)}$, вычисленный с $\beta_0 = \alpha_0 = \sqrt{-k^2/s}$.

Выполняя интегрирование по β в области $1 > \beta > \sqrt{-k^2/s}$, получаем

$$\Delta_a^{(3A)}\left(\beta_0 = \sqrt{\frac{-k^2}{s}}\right) =$$
$$= \frac{g^4 t}{8}\left(\frac{2}{D-4} - \frac{2}{D-3} + \frac{1}{2}\right) \int \frac{d^{(D-2)} q_1 d^{(D-2)} q_2}{(2\pi)^{(2D-2)} q_1^2 q_2^2} \times \qquad (25)$$
$$\times \left[\frac{-q^2}{(q_1 - q)^2 (q_2 - q)^2} + \frac{2}{(q_1 + q_2 - q)^2}\right]$$

и

$$\Delta_{na}^{(3A)}\left(\beta_0 = \sqrt{\frac{-k^2}{s}}\right) =$$
$$= \frac{g^4 N^2 t}{8} \int \frac{d^{(D-2)} q_1 d^{(D-2)} q_2}{(2\pi)^{(2D-2)} q_2^2 (q_2 - q)^2} \left[2\left(\psi(D-3) - \right.\right. \qquad (26)$$
$$\left. - \psi(1) + \frac{3}{4(D-3)}\right)\left(\frac{-q^2}{q_1^2 (q_1 - q)^2} + \right.$$
$$\left.\left. + \frac{2q_2^2}{q_1^2 (q_1 - q_2)^2}\right) + \frac{q^2 \ln(s/-k^2)}{q_1^2 (q_1 - q)^2} - \frac{2q_2^2 \ln(s/-q_1^2)}{q_1^2 (q_1 - q_2)^2}\right].$$

Полный вклад трехчастичного промежуточного состояния в Δ_s следующий:

$$\Delta_s^{(3)} = 2\Delta_a^{(3A)}\left(\beta_0 = \sqrt{\frac{-k^2}{s}}\right) + 2\Delta_{na}^{(3A)}\left(\beta_0 = \sqrt{\frac{-k^2}{s}}\right), \qquad (27)$$

где $\Delta_a^{(3A)}$ и $\Delta_{na}^{(3A)}$ даются равенствами (25) и (26) соответственно.

4. ДВУХПЕТЛЕВАЯ ПОПРАВКА К ГЛЮОННОЙ ТРАЕКТОРИИ

Вычисляя s-канальный скачок правой и левой частей равенства (6), получаем

$$\omega^{(2)}(t) = \Delta_s^{(2)} + \Delta_s^{(3)} - \frac{g^4(-t)^{D-4}}{(4\pi)^D}\left(a_T^2 \ln\left(\frac{s}{-t}\right) + 2a_T a_\Gamma\right). \qquad (28)$$

Здесь коэффициенты a_T и a_Γ, связанные с однопетлевыми вкладами в глюонную траекторию и кварк-кварк-реджеонную вершину, определены равенствами (12), (13), а двух- и трехчастичные вклады в s-канальный скачок $\Delta_s^{(2)}$ и $\Delta_s^{(3)}$ даются равенствами (16) и (25) - (27) соответственно. Используя эти равенства, можно убедиться, что члены, содержащие $\log s$ в уравнении (28), сокращаются. В результате поправка к траектории может быть представлена в виде

$$\omega^{(2)}(t) = \frac{g^4 t}{4}\int\frac{d^{(D-2)}q_1 d^{(D-2)}q_2}{(2\pi)^{(2D-2)}q_1^2 q_2^2}\times$$
$$\times\left[\frac{q^2N^2}{(q_1-q)^2(q_2-q)^2}\left(\ln\left(\frac{q^2}{(q_1-q_2)^2}\right) - 2\frac{a_\Gamma}{a_T}\right) + \frac{2N^2}{(q_1+q_2-q)^2}\left(\ln\left(\frac{q_1^2}{(q_1-q)^2}\right) + 2\frac{a_\Gamma}{a_T}\right) + \right. \qquad (29)$$
$$+\left(\frac{-q^2}{(q_1-q)^2(q_2-q)^2} + \frac{2}{(q_1+q_2-q)^2}\right)\times$$
$$\times\left(\frac{2}{D-4} - \frac{2}{D-3} + \frac{1}{2} + \right.$$
$$\left.\left. + 2N^2\left(\psi(D-3) - \psi(1) + \frac{3}{4(D-3)}\right)\right)\right].$$

Это равенство представляет основной результат работы. Он будет использован для вычисления поправок к ядру уравнения типа Бете–Солпитера, описывающему померон в КХД.

Автор благодарен Международному научному фонду, финансовая поддержка которого (грант № RAK000) помогла выполнить данную работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Fadin V.S., Kuraev E.A., Lipatov L.N.* // Phys. Lett. 1975. V. B60. P. 50. *Кураев Э.А., Липатов Л.Н., Фадин В.С.* // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 840; 1977. Т. 72. С. 377.
2. *Липатов Л.Н., Фадин В.С.* // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. С. 311; ЯФ. 1989. Т. 50. С. 1141.
3. *Балицкий Я.Я., Липатов Л.Н., Фадин В.С.* // Матер. XIV зимней школы ЛИЯФ. Л., 1979. С. 109.
4. *Fadin V.S., Lipatov L.N.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1992. V. 29A. P. 93; Nucl. Phys. 1993. V. B406. P. 259.
5. *Fadin V.S., Fiore R., Quartarolo A.* // Phys. Rev. 1994. V. D50. P. 5893.
6. *Fadin V.S., Fiore R.* // Phys. Lett. 1992. V. B294. P. 286.
7. *Fadin V.S., Fiore R., Quartarolo A.* // Phys. Rev. 1994. V. D50. P. 2265.
8. *Fadin V.S., Fiore R., Quartarolo A.* Preprint Budker INP 95-49 CS-TH 12/95 (to be published in Phys. Rev. D).

TWO-LOOP CORRECTION FOR GLUON REGGE TRAJECTORY

V. S. Fadin

The gluon trajectory in QCD is obtained in two-loop approximation. It is obtained from the quark-quark scattering amplitude at large energy $\sqrt{s}$ and fixed momentum transfer $\sqrt{-t}$ with gluon quantum numbers in the t-channel calculated in the two-loop approximation with one $\log s$ accuracy.