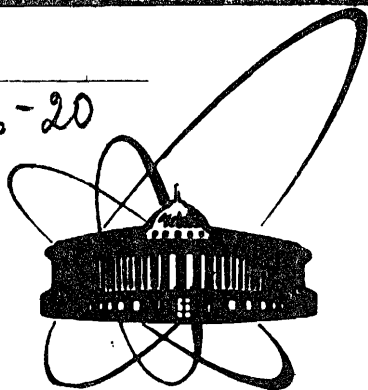


Д-20



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-825

Я.З.Дарбаидзе,* В.А.Матвеев, З.В.Меребашвили*,
Л.А.Слепченко*

ГЛЮОННОЕ СЛИЯНИЕ
В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ
КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Направлено в журнал "Physics Letters"
и в Оргкомитет Европейской конференции
по компьютерной алгебре, Лейпциг, июнь 1987

* ИФВЭ Тбилисского государственного университета

В настоящей статье мы продолжаем изучение процессов тормозного излучения глюонов ^{/1/} в рамках суперсимметричной квантовой хромодинамики (СКХД). Анализ этих процессов привлекает в последнее время пристальное внимание с точки зрения исследования инфракрасной проблемы в КХД ^{/2/}, а также изучения процессов рождения струй, образованных суперсимметричными партнерами кварков и глюонов ^{/3,4/}. В частности, в этих работах ^{/1,3,4/} были изучены реакции глюонного тормозного излучения скалярных кварков и глюино в $q\bar{q}$, $q\bar{q}$ и $G\bar{G}$ столкновениях.

В настоящей статье мы подробно остановимся на невычисленном до сих пор процессе тормозного излучения образования пары скалярных кварков при глюонном слиянии $G\bar{G} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}G$ в порядке α_s^3 теории возмущений СКХД. При этом будет показано преимущество аксиальной калибровки, значительно упрощающей вычисления в смысле зануления большей части квадратированных фейнмановских амплитуд. Отметим, что в существующих до сих пор вычислениях подобных процессов использовалась фейнмановская калибровка ^{/5,6/}. Полученные результаты выделяют фактор тормозного излучения в согласии с ^{/1,2/}.

Вычисления, как и в случае ^{/1/}, проводились в $N=1$ СКХД с мультиплетом фермионных и скалярных кварков в фундаментальном представлении калибровочной группы. Мы будем использовать лагранжиан, правила Фейнмана вместе с соответствующими обозначениями, приведенными в работе ^{/7/}.

Рассмотрим образование пары скалярных кварков и глюона в процессе глюонного слияния

$$G(p_1) + G(p_2) \rightarrow \Phi(p_3) + \bar{\Phi}(p_4) + G(p_5). \quad (1)$$

Здесь p_1, p_2, p_3, p_4, p_5 - импульсы частиц.

Все возможные диаграммы Фейнмана (1 - 25), соответствующие этому процессу, могут быть представлены на рис.1. Число квадратов матричных элементов для этого набора диаграмм составляет 320. Однако, как уже отмечалось, при выборе аксиальной калибровки с калибровочным вектором n вдоль p_3 число ненулевых квадратов матричных элементов уменьшается до 78. Они соответствуют диаграммам (1-12) (см. рис.) . При этом формулы поларизационных операторов и пропагатора глюонов имеет вид

$$\sum_{\text{спин}} \epsilon_i^\mu \epsilon_i^{*\nu} = -g^{\mu\nu} + \frac{p_3^\mu p_i^\nu + p_3^\nu p_i^\mu}{(p_3 p_i)}, \quad (i=1,2,5), \quad (2)$$

$$D_G(\mu, \nu, \kappa) = \frac{i}{\kappa^2} \left(-g^{\mu\nu} + \frac{p_3^\mu \kappa^\nu + p_3^\nu \kappa^\mu}{(p_3 \kappa)} \right), \quad (3)$$

соответственно.

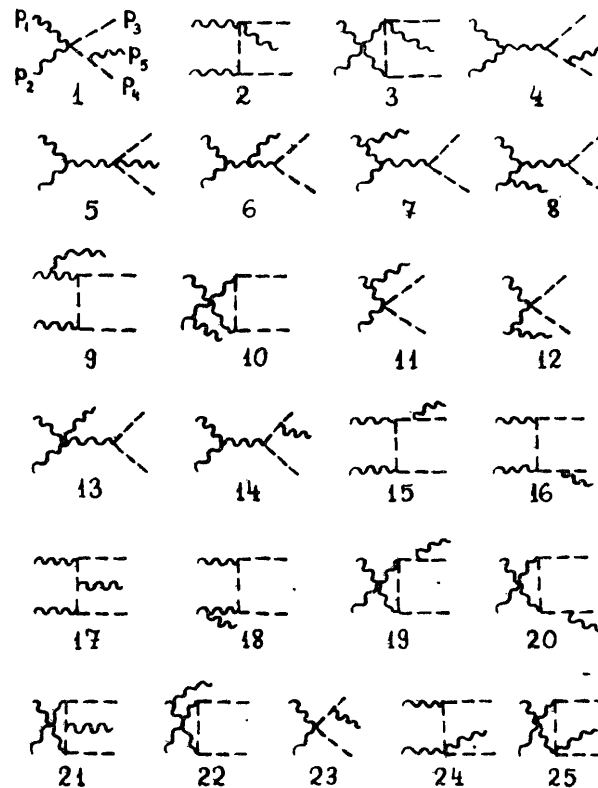


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, дающие вклад в процесс $G\bar{G} \rightarrow \Phi\bar{\Phi}G$ в порядке α_s^3 теории возмущений СКХД.

Согласно определениям (2), (3), имеем следующие равенства:

$$(2P_3 \pm P_1)_\mu \sum_{\text{спин}} \varepsilon_1^\mu \varepsilon_1^{*\nu} = 0, \quad (4)$$

$$(2P_3 \pm P_2)_\mu \sum_{\text{спин}} \varepsilon_2^\mu \varepsilon_2^{*\nu} = 0, \quad (5)$$

$$(2P_3 \pm P_5)_\mu \sum_{\text{спин}} \varepsilon_5^\mu \varepsilon_5^{*\nu} = 0, \quad (6)$$

$$K(\alpha, \beta, \gamma, \delta) \cdot P_6(\beta, P_3 - P_4, P_3 + P_4) \cdot \left(\sum_{\text{спин}} \varepsilon_1^\alpha \varepsilon_1^{*\alpha'} \right) \cdot \left(\sum_{\text{спин}} \varepsilon_2^\gamma \varepsilon_2^{*\gamma'} \right) \cdot \left(\sum_{\text{спин}} \varepsilon_5^\delta \varepsilon_5^{*\delta'} \right) = 0, \quad (7)$$

где
$$K(\alpha, \beta, \gamma, \delta) = g^{\alpha\gamma} g^{\beta\delta} - g^{\alpha\delta} g^{\beta\gamma}.$$

Соотношения (4-7) приводят к вышеупомянутому сокращению. Кроме этого, часть оставшихся диаграмм (21) зануляется из-за усреднения по цветовым факторам.

Вычисления проводились с использованием методов аналитического программирования системы REDUCE 3.2^{/8/}.

Результаты вычислений в обозначениях ^{/1/} имеют следующий факторизованный вид:

$$|M(GG \rightarrow \varphi \bar{\varphi} G)|^2 = g^2 A |M^{(0)}|^2 \mathcal{D}^{-1} I, \quad (8)$$

$$I = I_1 + 9I_2 - 8I_3, \quad \mathcal{D} = \prod_{i=1}^4 P_{i5} / 16,$$

где

$$A = 1/1152, \quad P_{ik} = 2(P_i P_k),$$

$$I_1 = S_1 P_{15} P_{25}$$

$$I_2 = \{ P_{25} S [(S-t_1)(t-P_{35}) + 2t^2 + S_1(P_{35}-u_1) - u_1^2] + P_{15}^2 [t_1(t-u_1) - t(S_1+u_1) - u_1^2] - S P_{15} P_{25} (3t+S_1) - S P_{15} (t_1-u_1)(t-P_{35}) + t S_1 (S_1^2 + 3S_1 u_1 + 2u_1^2) + t t_1 S_1 (S_1 + 2u_1) \} / S,$$

$$I_3 = \{ -t_1 u_1 [S(t_1(t-P_{35}) - t S_1 - (S_1+u_1)^2) - t u_1 (3S_1 + 2u_1) + t t_1 (t_1 - u_1)] - P_{35} t [t_1^2 (S-u-2u_1) + S_1 (S t_1 - S u_1 - t_1 u_1) - u_1^2 (2S + 3t_1 + t + u_1)] + P_{35} P_{45} S [u_1 (2S + 3t_1 + 2t + u_1) - 2t t_1] + P_{15} t_1 u_1 [-P_{35} S + t_1 (S_1 + u_1) + 3t u_1 + (S_1 + u_1)^2] + P_{25} S u_1 (S_1 + u_1) (S + t_1 - S_1) \} / (S S_1),$$

$$S = P_{12}, \quad S_1 = P_{34}, \quad t = -P_{13}, \quad t_1 = -P_{24}, \quad u = -P_{14}, \quad u_1 = -P_{23}.$$

В пределе мягких глюонов $P_5 \rightarrow 0$ получаем

$$|M(GG \rightarrow \varphi \bar{\varphi} G)|^2 = g^2 A |M^{(0)}|^2 \mathcal{D}^{-1} I,$$

$$|M^{(0)}|^2 = 2g^4, \quad A = 1/1152,$$

$$I = -2(162 t^3 + 315 t^2 S + 135 t S^2 + 32 S^3) (S+t+u)^2 / S^2,$$

$$\mathcal{D} = (S+t+u)^4 / 16.$$

Опять-таки, как отмечалось в ^{/1/}, эти выражения соответствуют результату, полученному в абелевой калибровочной теории ^{/2/}.

Таким образом, приведенные формулы для сечения $GG \rightarrow \varphi \bar{\varphi} G$ завершают изучение различных каналов тормозного образования глюонов с сопровождением пары скалярных кварков ^{/1/}.

Авторы выражают благодарность А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и стимулирующие дискуссии, И.С.Авалиани, В.П.Гердту, А.В.Радошкину, А.Н.Сисапяну за полезные обсуждения, а также сотрудникам ЛВТА ОИЯИ за помощь при работе на ЭВМ.

Литература

1. Дарбаидзе Я.З., Матвеев В.А., Меребашвили З.В., Слепченко Л.А. Препринт ОИЯИ, P2-86-147, Дубна, 1986; ТМФ, 1986, т.69, №2, 316.
2. Berends F.A. et al. Phys.Lett., 1981, v.103B, N 2, 124.
3. Parke S.J., Taylor T.R. Phys.Lett., 1985, v.157B, N 1, 81.
4. Herzog F., Kunzt Z. Phys.Lett., 1985, v.157B, N 5,6, 430.
5. Gottschalk T., Sivers D. Phys.Rev., 1980, v.D21, 102.
6. Kunszt Z., Pietarinen E. Nucl. Phys., 1980, v.164B, 45.
7. Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ТМФ, 1984, т.57, № 2, 224; Dawson S., Eichten E., Quigg C. Phys.Rev., 1985, v.31D, 1581.
8. Hearn A. REDUCE user's Manual Version 3.2 (Rand Corporation, Santa Monica, 1985) .

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1986 года.

Дарбаидзе Я.З. и др.

P2-86-825

Глюонное слияние в суперсимметричной квантовой хромодинамике

В низшем α_s^3 порядке теории возмущений суперсимметричной квантовой хромодинамики получено сечение процесса тормозного излучения глюона и образования пары скалярных кварков в глюонном слиянии. Сечение записано в виде произведения двух факторов, один из которых соответствует сечению борновского рассеяния, а второй связан с инфракрасным фактором, описывающим излучение мягких глюонов. Использована аксиальная калибровка. Вычисления проводились методами аналитического программирования REDUCE.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Darbaidze Ya.Z. et al.

P2-86-825

A Gluon Bremsstrahlung in Supersymmetry QCD

In the lowest α_s^3 order perturbation theory of SUSY QCD a gluon bremsstrahlung in the scalar quark pair production by gluon fusion is calculated. The factorization of the corresponding Born cross sections and generalized "infrared" factors is shown. The symbolic manipulation program REDUCE was used.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986