

ВЛИЯНИЕ МАССЫ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОВ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МАКСИМАЛЬНОМУ ИМПУЛЬСУ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА

$$e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$$

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Эксперименты, выполненные в последние годы [1], показали, что адронные конечные состояния в $e^+ e^-$ -аннигиляции при достаточно высоких энергиях проявляют струйную картину, в согласии с квантовой хромодинамикой (КХД) — неабелевой калибровочной теорией цветных кварков и глюонов, с которой связывается надежда построения теории сильных взаимодействий. Несмотря на то что в настоящее время механизм «обесцвечивания» цветных кварков и глюонов в процессе их адронизации, за который ответственны эффекты, не связанные с теорией возмущений, неясен, КХД позволяет делать предсказания для определенного класса величин, характеризующих жесткие процессы. При описании таких процессов, в том числе и $e^+ e^-$ -аннигиляции при высоких энергиях, в рамках КХД можно пользоваться теорией возмущений, так как в силу асимптотической свободы теории эффективная константа взаимодействия $\alpha_s(q^2)$ при достаточно больших значениях q^2 оказывается малой.

К величинам, которые свободны от инфракрасной расходимости и могут быть вычислены в каждом порядке теории возмущений в КХД, относится полное сечение аннигиляции $e^+ e^-$ -пары в адроны, которое уже посчитано до второго порядка по α_s включительно [2, 3]. К важным предсказаниям КХД следует отнести образование струй адронов в $e^+ e^-$ -аннигиляции [4, 5]. Для характеристики «струйности» событий используются такие глобальные параметры, как сфероидальность S [6], максимально направленный импульс T [7], некомпланарность A [8] и некоторые другие. Эти величины менее других чувствительны к деталям фрагментации кварков и глюонов в адроны, и в силу того, что не различают состояний, в которых одна частица заменяется на две параллельно движущиеся частицы с тем же суммарным импульсом, являются инфракрасно стабильными в квантовохромодинамической теории возмущений. Основным достоинством этих переменных является то, что ими можно не только оперировать в КХД, но и находить их на эксперименте, измеряя импульсы адронов в конечном состоянии, и тем самым проверять предсказания теории.

Рассмотрим процесс $e^+ e^- \rightarrow$ адроны. Максимально направленный импульс $T_{\text{адр.}}$ с точностью до нормировки определяется так [7, 8]

$$T_{\text{адр.}} = \frac{2}{\sqrt{s}} \max_r \sum_a \mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r} \theta(\mathbf{p}_a \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

где суммирование проводится по импульсам наблюдаемых частиц в конечном состоянии, \mathbf{r} — единичный вектор, характеризующий ось перемен-

ной T , который определяется для каждого события из условия, чтобы числитель выражения (1) был максимально возможным. В предельном случае, когда адроны образуют две струи с нулевым углом раскрытия, разлетающиеся в противоположных направлениях, имеем $T_{\text{адр.}} = 1$. В случае изотропно распределенных в пространстве адронов с равными импульсами $T_{\text{адр.}} = 1/2$. Таким образом, величина T является мерой «струйности» события.

Образование струй адронов в e^+e^- -аннигиляции находит естественное объяснение в КХД. При умеренных энергиях наблюдаются две струи в конечном состоянии, которые обусловлены процессом $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ в нулевом порядке по α_s . При достаточно высоких энергиях становится возможным наблюдение трех струй адронов, обязанных процессу $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ в первом порядке по α_s . Для трехпартоного конечного состояния максимально направленный импульс есть [8]

$$T_{\text{КХД}} = \max(x_1, x_2, x_3). \quad (2)$$

Этой переменной пользуются в расчетах, проводимых на основе КХД. В (2) $x_i = 2|p_i|/\sqrt{s}$, p_i ($i=1, 2, 3$) — импульс партонa (соответственно кварка, антикварка и глюона), \sqrt{s} — полная энергия реакции.

В пределе, когда импульсы адронов в струе параллельны импульсу родительского партонa и когда детектируются все адроны в конечном состоянии, имеет место равенство $T_{\text{адр.}} = T_{\text{КХД}}$, которое обусловлено линейностью этих величин по импульсам.

Заметим, что при неучете массы кварков или при асимптотически больших энергиях (далеко от порога образования новых ароматов) $T_{\text{КХД}}$ меняется в пределах

$$\frac{2}{3} \leq T_{\text{КХД}} \leq 1, \quad (3)$$

где максимальное значение соответствует двухпартоному (двухструйному) событию, а минимальное значение — случаю, когда импульсы всех трех партонov равны. Между тем при энергиях действующих в настоящее время накопителей электронов и позитронов влияние эффекта масс c - и b -кварков, не говоря уже о t -кварке, может оказаться заметным. В частности, при учете массы m_f кварка аромата f область изменения переменной $T_{\text{КХД}}$ определяется условием

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f} \leq T_{\text{КХД}} \leq \sqrt{1 - \eta_f}, \quad (4)$$

когда максимальным является импульс q или \bar{q} , и

$$-\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f} \leq T_{\text{КХД}} \leq 1 - \eta_f, \quad (5)$$

когда максимальным является импульс глюона; $\eta_f \equiv 4m_f^2/s$. Нетрудно видеть, что в этом случае при не очень больших энергиях и при массе, например, b -кварка имеет место заметный сдвиг области изменения (3).

Дифференциальные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ с учетом массы кварка получены в ряде работ (см., например, [9]). В настоящей работе

мы изучаем влияние учета массы кварков на распределение по переменной $T = T_{\text{кхд}}$ сечения образования трех струй адронов в e^+e^- -аннигиляции.

Опуская громоздкие промежуточные выкладки, приведем точное в первом порядке по α_s выражение для распределения по максимальному импульсу одного из партонов, образованных в реакции $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f g$:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{полн}}} \frac{d\sigma_f}{dT} = 4 \frac{\alpha_s}{\pi} Q_f^2 F(T). \quad (6)$$

В последнем выражении использованы следующие обозначения: $\sigma_{\text{полн}}$ — полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, Q_f — заряд кварка в единицах e ,

$$\alpha_s(s) = \frac{12\pi}{(33 - 2N) \ln \frac{s}{\Lambda^2}}, \quad (7)$$

где N — число активных ароматов, Λ — параметр теории. Зависимость от переменной T имеет вид

$$F(T) = \begin{cases} F_1(T) & \text{при } T_0 \leq T < T_1 \\ F_2(T) & \text{при } T_1 \leq T < T_2 \\ F_3(T) & \text{при } T_2 \leq T < T_3, \end{cases} \quad (8)$$

где

$$T_0 = -\frac{2}{3} + \frac{4}{3} \sqrt{1 - \frac{3}{4} \eta_f}, \quad T_1 = \frac{2(1 - \sqrt{\eta_f})}{2 - \sqrt{\eta_f}}, \quad T_2 = 1 - \eta_f, \\ T_3 = \sqrt{1 - \eta_f}, \quad (9)$$

$$F_1(T) = \left\{ \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[1 + T^2 + \eta_f \left(T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{T} \left[1 + (1-T)^2 - \eta_f \left(T + \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \right\} \ln \frac{T+T_f-1}{1-T_f} - \\ - (T+2T_f-2) \left\{ 1 + \frac{T[2(2+\eta_f)-T]}{2T_f(1-T_f)} + \frac{\eta_f(2+\eta_f)(T_f-\eta_f)}{4T_f(1-T_f)^2(T+T_f-1)} \right\}, \\ F_2(T) = \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[1 + T^2 + \eta_f \left(T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{T+T_f}{2-T-T_f} + \\ + \frac{1}{T} \left[1 + (1-T)^2 - \eta_f \left(T + \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}}} - \\ - \frac{2T(T+T_f-1)}{T_f(2-T-T_f)} \left\{ \frac{3-2T-T_f}{2-T-T_f} + \eta_f \left[1 + \frac{2+\eta_f}{2(1-T_f)(T+T_f)} \right] \right\} - \\ - \sqrt{1 - \frac{\eta_f}{1-T}} \left[T + (2+\eta_f) \frac{1-T}{T} \right], \\ F_3(T) = \frac{T}{T_f(1-T_f)} \left[1 + T^2 + \eta_f \left(T_f - \frac{1}{2} \eta_f \right) \right] \ln \frac{T+T_f}{2-T-T_f} - \\ - \frac{2T(T+T_f-1)}{T_f(2-T-T_f)} \left\{ \frac{3-2T-T_f}{2-T-T_f} + \eta_f \left[1 + \frac{2+\eta_f}{2(1-T_f)(T+T_f)} \right] \right\}, \\ T_f = \sqrt{T^2 + \eta_f}. \quad (10)$$

Заметим, что при $m_f \rightarrow 0$ области определения функций F_1 и F_2 стягиваются в точку и распределение (6), задаваемое функцией F_1 , в точности переходит в аналогичный результат работы [8]. Функции F_1 , F_2 и F_3 плавно переходят друг в друга на границах соответствующих областей, а именно, $F_1(T_1) = F_2(T_1)$ и $F_2(T_2) = F_3(T_2)$. На нижней границе T_0 области изменения T сечение (6) обращается в нуль ($F_1(T_0) = 0$), а на верхней границе $T = T_3$ оно расходится. Это есть обычная инфракрасная расходимость, связанная с испусканием мягкого глюона, которая в полном сечении сокращается с сингулярностью (при значении $T_f = 1$), обусловленной процессом $e^+e^- \rightarrow q_f \bar{q}_f$ в первом порядке по α_s . Тем не менее значение полученного в теории возмущений сечения (6) при $T \rightarrow \sqrt{1-\eta_f}$ не может рассматриваться всерьез в силу того, что эффективный параметр разложения в этом пределе не мал. При неучете массы кварков расходимость возникает при $T \rightarrow 1$ независимо от энергии реакции. Поэтому обычно вводят параметр обрезания $T_c < 1$ и считают, что при $T < T_c$ расчеты в рамках КХД верны. Учет массы кварков приводит к тому, что при данной энергии расходимости, соответствующие b -, c - и легким кваркам, будут возникать при разных значениях T . Вопрос придания смысла расчетам в КХД вблизи точек расходимостей по аналогии с тем, как это делалось в квантовой электродинамике, обсуждался в работе [8].

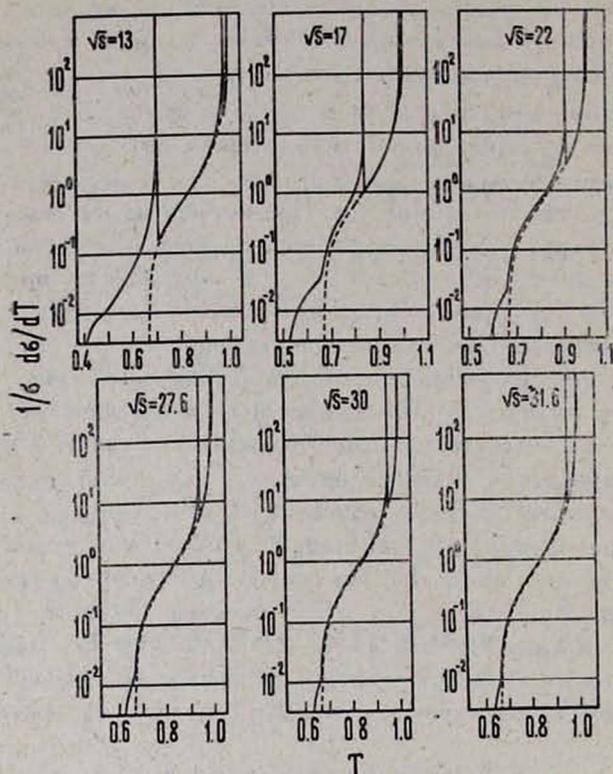
Распределение (6) записано для кварка аромата f . Для нахождения распределения по максимальному импульсу одной из струй в процессе образования трех струй адронов в e^+e^- -аннигиляции необходимо выражение (6) просуммировать по всем ароматам. На рисунке приведены графики зависимости полученного таким способом сечения $d\sigma(e^+e^- \rightarrow 3 \text{ струи})/dT$ от T при энергиях PETRA: 13, 17, 22, 27, 6, 30 и 31,6 ГэВ. Изображенные на графиках сечения нормированы на полное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$, которое с учетом поправки порядка α_s имеет вид [2]

$$\sigma = \frac{3}{2} \sigma_{\text{ин}} \sum_f Q_f^2 (2 + \eta_f) \sqrt{1-\eta_f} \left\{ 1 + \frac{2\alpha_s}{3} \frac{1}{\sqrt{1-\eta_f}} \left[\pi - \frac{1}{4} \left(\pi - \frac{3}{2}\pi \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(1 - \eta_f + 3\sqrt{1-\eta_f} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Так как при этих энергиях i -кварк еще не проявляется, суммирование проводилось по ароматам $f = u, d, s, c, b$ и в (7) было положено $N = 5$. В численных расчетах были использованы следующие значения масс кварков: $m_u = 4$ МэВ, $m_d = 7$ МэВ, $m_s = 150$ МэВ, $m_c = 1,25$ ГэВ и $m_b = 4,6$ ГэВ, а также параметр $\Lambda = 0,5$ ГэВ.

Чтобы иметь наглядное представление о том, как и до каких энергий учет массы кварков влияет на вычисленное в рамках КХД в первом порядке по α_s распределение по T , при каждой энергии мы приводим также график соответствующей зависимости в случае, когда масса кварков не учитывается. При значении $\sqrt{s} = 13$ ГэВ имеется довольно заметное различие в распределениях. В частности, распределение начинается не со значения $T = 2/3$, как обычно принято считать, а с $T = 0,4$. Кроме того, имеются два пика: первый, сравнительно широкий, связанный с b -кварком, и второй, узкий, связанный с c -кварком. С ростом энергии отличие в рас-

пределах в безмассовом и массивном случаях при небольших значениях T сохраняется, хотя становится менее выраженным, а пики сужаются и смещаются вправо. На основе приведенных зависимостей можно заключить, что учет масс тяжелых (b и c) кварков может в той или иной мере сказаться на распределении по T лишь до энергий $\sqrt{s} \sim 20$ ГэВ.



Зависимость нормированного на полное сечение σ дифференциального сечения $d\sigma/dT$ процесса образования трех струй адронов в e^+e^- -аннигиляции от максимально направленного импульса T одной из струй при некоторых значениях энергии реакции \sqrt{s} .

Если предположить, что t -кварк существует и он очень тяжелый, то при энергиях не очень далеко от порога образования пары t -кварков в найденном в первом приближении КХД распределении по T при небольших значениях T будет существовать широкий пик. Для сравнения с экспериментом вычисленное в рамках теории возмущений распределение по T последнее необходимо усреднить [8] по разбросу ΔT , величина которого определяется конкретными условиями эксперимента. Очевидно, что при усреднении пики будут сглаживаться. Поэтому если в будущих экспериментах в распределении по T трехструйных событий при некотором значении $T_{(t)}$ будет наблюдаться даже небольшой всплеск, то он может быть обусловлен только t -кварком, массу которого можно оценить из соотношения

$$m_t = \frac{\sqrt{s}}{2} \sqrt{1 - T_{(t)}^2}.$$

Кроме того, наблюдение событий с $T < 0,6$ при энергиях $\sqrt{s} > 31,6$ ГэВ также будет указанием на существование кварка с новым ароматом. Полученное в первом порядке по α_s точное выражение (6) для распределения

по максимальному импульсу струи может быть использовано для соответствующих расчетов типа Монте Карло.

Автор выражает благодарность В. С. Погосяну за помощь при проведении расчетов на ЭВМ.

Ереванский физический
институт

Поступила 10. I. 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Brandelik R. Phys. Lett., 86 B, 243 (1979); 97 B, 453 (1980).
Barber D. P. et al. Phys. Rev. Lett., 43, 830 (1979).
Berger C. et al. Phys. Lett., 86 B, 418 (1979); 97 B, 459 (1980).
Bartel W. et al. Phys. Lett., 91 B, 142 (1980).
2. Appelquist T., Politzer H. D. Phys. Rev. Lett., 34, 43 (1975).
3. Dine M., Supirstein J. Phys. Rev. Lett., 43, 668 (1979).
Chetyrkin K. G., Kataev A. L., Tkachov F. V. Phys. Lett., 85 B, 277 (1979).
Bardeen W. A. et al. Phys. Rev., D 18, 3998 (1978).
4. Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. G. Nucl. Phys., B 111, 253 (1976); Erratum, B 130, 516 (1977).
5. Sterman G., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 39, 1436 (1977).
6. Georgi H., Machacek G. Phys. Rev. Lett., 39, 1237 (1977).
7. Farhi E. Phys. Rev. Lett., 39, 1587 (1977).
8. De Rujula A. et al. Nucl. Phys., B 138, 387 (1978).
9. Ioffe B. L. Phys. Lett., 78 B, 277 (1978).
Granberg G., Ng Y. J., Tye S.-H. H. Phys. Rev., D 21, 62 (1980).
Kramer G., Schierholz G., Willrodt J. DESY preprint 79/69, 1979.

ՄԱՆՐ ՔՎԱՐԿԻՆԵՐԻ ԶԱՆԳՎԱԾԻ ՀԱՇՎԱՌՄԱՆ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
 $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ՊՐՈՑԵՍԻ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԸՍՏ ՄԵՏԱԳՈՒՅՆ
ԻՄՊՈՒԼՍԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՎՐԱ

ՅՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Քվանտային քրոմոդինամիկայի առաջին մոտավորությամբ, քվարկների զանգվածի հաշվառմամբ դանված է $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ ռեակցիայում առաջացած ադրոնների երեք փնջերից առավելագույն T իմպուլս ունեցող փնջի $d\sigma/dT$ բաշխումը: Էներգիայի որոշ արժեքների համար բերված $d\sigma/dT$ կտրվածքի F կախվածության զրաֆիկների հիման վրա արվում է եզրակացություն, որ ծանր c և b քվարկների զանգվածների հաշվառումը կարող է ազդել T բաշխման վրա միայն մինչև $\sqrt{s} \sim 20$ ԳէՎ կարգի էներգիաները: Քննարկվում են նաև առավել չհաշվարկված t քվարկի դրսևորումները ապագա փորձերում:

THE INFLUENCE OF HEAVY QUARKS MASS ON DISTRIBUTION IN MAXIMUM MOMENTUM OF $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ PROCESS CROSS SECTION

Yu. G. SHAKHAZARYAN

The distribution in maximum momentum T of one of three hadron jets produced in the reaction $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$ as a result of quark, antiquark and gluon fragmentation is obtained in the first order α_s of quantum chromodynamics with due regard for the quark mass. Based on the plots of T -dependences of differential cross section $d\sigma/dT$ a conclusion is made that the consideration of heavy c - and b -quarks masses may affect to some extent the T -distribution only up to $\sqrt{s} \sim 20$ GeV. Some possible manifestations in future experiments of yet undiscovered t -quark are discussed.