С.П. Баранов, В.Л. Сладь

РОЖДЕНИЕ Ω_{scb}-БАРИОНОВ В ФОТОН-ФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-19/785

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.Ломоносова

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В.Скобельцына

С.П. Баранов, В.Л. Сладь

РОЖДЕНИЕ Ω_{scb}-БАРИОНОВ В ФОТОН-ФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-19/785

УНЦ ДО
Москва
2005

УДК 539.12

S.P. Baranov, V.L. Slad
E-mail: vslad@sinp.msu.ru

Production of Ω_{scb} Baryons in Photon–Photon Collisions
Preprint SINP MSU 2005-19/785

Methods and results of calculations of the total and differential cross sections for the production of Ω_{scb} baryons in two–photon collisions are described.

Баранов С.П.

Рождение Ω_{scb}-барионов в фотон-фотонных столкновениях: Препринт НИИЯФ МГУ 2005-19/785 / С.П. Баранов, В.Л. Сладь. – М.: Изд-во УНЦ ДО, 2005. – 20 с.

Описываются методы и результаты вычислений полных и дифференциальных сечений рождения Ω_{scb}-барионов в двухфотонных столкновениях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Физика барионов с двумя и тремя тяжелыми карками (c, b) является актуальным, но пока малоизученым предметом. Исследование рождения, распадов и спектроскопии таких частиц будет служить дальнейшей проверке квантовой хромодинамики в её пертурбативном и непертурбативном аспектах и установлению основных свойств электрослабого взаимодействия на фундаментальном уровне. Достаточно полно состояние этой тематики освещено в обзорной работе [1].

Единственное сообщение [2] об эскпериментальном наблюдении барионов Σ^+_{dcc} не признается убедительным [3].

Имеющийся теоретический анализ рождения барионов с двумя тяжелыми кварками Q и Q' в различных процессах в основном сводится к изучению рождения дикварков QQ' и использует предположение, что, во-первых, дикварки QQ' с вероятностью близкой к единице превращаются в барионы $QQ'q$ (q – лёгкий кварк u или d) и, во-вторых, дифференциальные характеристики процесса рождения барионов $QQ'q$ с точностью до общей константы совпадают с соответствующими величинами для дикварков QQ'. Рождению дикварка QQ' сопоставляются либо только те фейнмановские диаграммы, которые отвечают концепции фрагментации тяжелого кварка Q в дикварк QQ' [4, 5], либо все фейнмановские диаграммы четвертого порядка по теории возмущений стандартной модели [6 – 11]. Изучению фрагментации кварков c или b в трижды тяжелые барионы посвящена работа [12].

Первые прямые вычисления полных и дифференциальных сечений рождения в e^+e^--аннигиляции барионов с двумя различными тяжелыми кварками Ω_{scb} (Ξ_{qcb}) и с тремя одинаковыми (Ω_{ccc}), основанные на всех фейнмановских диагаммах шестого порядка по теории возмущений стандартной модели, были выполнены в наших работах [13 – 15]. В них пертурбативная методика нахождения амплитуды рождения трех кварков и трех антикварков дополнялась непертурбативным нерелятивистским приближением [16 – 18] для описания связывания трех кварков в барион. Монте-карловское интегрирование по фазовому объему четырех конечных частиц, приводящее к дифференциальным и полным сечениям процессов, осуществлялось на базе программы CompHEP [19].

В настоящей работе мы распространяем этот подход на вычисления сечений процесса рождения Ω_{scb}-барионов в фотон-фотонных столкновениях. Этому процессу соответствуют 552 диаграммы Фейнмана с ненулевыми вкладами в амплитуду, тогда как изучавшемуся нами ранее процессу рождения Ω_{scb}-барионов в e^+e^--аннигиляции сопоставлялось 84 диаграммы такого рода. Если бы мы пожелали провести анализ рождения в $\gamma\gamma$-столкновениях барионов с двумя или тремя одинаковыми тяжелыми кварками, то нам пришлось бы иметь дело не только с 1104 или 3312 диаграммами Фейнмана, но и с другими усложнениями, включая более длинные шпуры, возникающие при суммировании по поляризациям фермионов, и большее число ортогональных амплитуд, по которым как по базису проводится разложение матричного элемента процесса.

Вычисления сечений двухфотонных столкновений с рождением Ω_{scb}-барионов проводятся нами при значении энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, которое является одним из обсуждаемых для фотонного коллайдера на основе электрон-позитронного ускорителя ТЕСЛА [20], и при значении равном энергии покоя Z-бозона $\sqrt{s} = 91.2$ ГэВ. Последний выбор $\sqrt{s}$ дает возможность сравнить при одном и том же значении полной энергии форму дифференциальных сечений рождения Ω_{scb}-барионов в $\gamma\gamma$-столкновениях и в e^+e^--аннигиляции и убедиться в том, что понятие фрагментации тяжелого кварка в барион в некоторых отношениях не является универсальным.

2. АМПЛИТУДА РОЖДЕНИЯ ТРЕХ КВАРК-АНТИКВАРКОВЫХ ПАР В ФОТОН-ФОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Рождению Ω_{scb}-барионов во взаимодействиях двух гамма-квантов, характеризующихся 4-векторами импульсов k_1, k_2 и поляризаций e_1, e_2, сопутствует элементарный процесс шестого порядка по теории возмущений стандартной модели

$$\begin{aligned} &\gamma(k_1, e_1) + \gamma(k_2, e_2) \to s(p_1, \zeta_1) + c(p_2, \zeta_2) + \\ &+ b(p_3, \zeta_3) + \bar{s}(p_4, \chi_1) + \bar{c}(p_5, \chi_2) + \bar{b}(p_6, \chi_3), \end{aligned} \tag{1}$$

где в скобках у знаков рождающихся кварков и антикварков указаны их 4-импульсы и цвета. В соответствии с принятыми стандартами, мы в своих расчетах пренебрегаем электрослабым взаимодействием между кварками, так как оно дает на порядок меньший вклад в амплитуду процесса по сравнению с вкладом хромодинамического взаимодействия между теми же кварками. Тем самым процессу (1) сопоставляются 46 базовых диаграмм Фейнмана с ненулевыми вкладами в амлитуду. Они изображены на рис. 1. На базовых диаграммах не конкретизируется порядок расположения двух фотонных и трех кварк-антикварковых линий, т. е. каждая из этих диаграмм представляет собой отождествление 12 диаграмм Фейнмана с вполне определенными порядками расположения линий всех частиц. Таким образом, наш анализ процесса (1) включает в себя рассмотрение 552 диаграмм Фейнмана. Мы не приводим изображений диаграмм с трехглюонными вершинами, так как отвечающие им слагаемые в амплитуде процесса (1) при суммировании по цветовым индексам рождающихся частиц обращаются в нуль. Указание на обоснование этого будет дано позже.

Вычисления, основанные на точных выражениях для матричного элемента процесса (1) и на точных выражениях, возникающих при суммировании по поляризациям рождающихся кварков и антикварков, скорее всего представляли бы для нас нерешаемую задачу из-за объема необходимых компьютерных записей и требуемого времени на компиляцию программ и на получение численных результатов для сечений. Поэтому мы прибегаем к приближению, которое получается следующим образом. Каждой из диаграмм Фейнмана сопоставляется отдельное слагаемое в матричном элементе процесса, имеющее вид дроби, причем глюонные пропагаторы берутся в калибровке Фейнмана. В числителе каждой такой дроби мы пренебрегаем членами, пропорциональными целым положительным степеням масс кварков. Аналогичными членами мы пренебрегаем и в шпурах, появляющихся при суммировании по поляризациям фермионов. Эти пренебрежения не следует воспринимать как обращение масс кварков в нуль. В наших вычислениях везде и всюду, в том числе в получаемом приближенном выражении для квадрата модуля матричного элемента процесса (1) все 4-импульсы кварков, связываемых в барион, и 4-импульсы свободных антикварков берутся лежащими на массовых поверхностях $p_i^2 = m_i^2$, которые задаются ненулевыми массами. Благодаря обсуждаемому приближению аналитические выражения, получающиеся при взятии шпуров, становятся короче по крайней мере на порядок, а еще примерно на порядок уменьшается объем операций численного интегрирования при нахождении сечений из-за сокращения с 64 до 8 количества ортогональных амплитуд, о которых речь будет идти позже. Как уже сообщалось в работе [14], оценка погрешности в величине полного сечения, возникающей от подобного приближения, была получена нами для процесса рождения Ω_{scb}-барионов в Z-полюсе e^+e^--аннигиляции. Она оказалась равной примерно 8%. Стоит отметить, что, вообще говоря, приближенное выражение для матричного элемента может изменяться с изменением калибровки для пропагаторов виртуальных глюонов. Нефизические состояния реальных фотонов, существование которых допускается калибровочной симметрией, могли бы давать ненулевой вклад в сечение, вычисляемое на основании вводимого приближения. Такие состояния исключаются, однако, явным выбором 4-векторов поляризации фотонов, который описывается ниже.

Существенные упрощения в работу с амплитудой процесса (1) вносит то обстоятельство, что по постановке нашей задачи три родившиеся кварка должны находиться в таком состоянии, которое допускает их объединение в барион. Так как наблюдаемые частицы, включая барионы, являются синглетами цветовой группы $SU(3)_c$, то следует потребовать от состояния кварков антисимметричности по их цветовым индексам ζ_1, ζ_2 и ζ_3. Принимая во внимание это и то, что начальные частицы процесса (1) бесцветны, мы приходим также к заключению, что и состояние трех родившихся антикварков должно представлять собой синглет группы $SU(3)_c$, т. е. что оно антисимметрично по цветовым индксам χ_1, χ_2 и χ_3. Сформулированные условия, накладываемые на состояния кварков и антикварков, вместе с требованием подходящей нормировки состояний можно выполнить путем введения в амплитуду процесса (1) произведения полностью антисимметричных тензоров $(\epsilon^{\zeta_1\zeta_2\zeta_3}/\sqrt{6})(\epsilon^{\chi_1\chi_2\chi_3}/\sqrt{6})$ с последующим суммированием по всем цветовым индексам ζ_i и χ_j.

Так как математическое выражение для амплитуды процесса (1) в любой форме достаточно громоздко, а нам желательно продемонстрировать по крайней мере отдельные элементы амплитуды, вовлекаемые в дальнейшие обсуждения, то ограничимся записью только одного слагаемого в матричном элементе. Это слагаемое сопоставляется первой из избраженных на рис. 1 диаграмм Фейнмана со следующей конкретизацией ее линий: нижняя фотонная линия относится к кванту $\gamma(k_1, e_1)$, а верхняя - к $\gamma(k_2, e_2)$; кварк-антикварковые пары рождаются в последовательности $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ и затем $s\bar{s}$. Оно равно

$$\mathcal{M}_1 = -\frac{1}{6}\epsilon^{\zeta_1\zeta_2\zeta_3}\epsilon^{\chi_1\chi_2\chi_3}T^a_{\zeta_1\chi_1}T^a_{\zeta_2\xi}T^b_{\xi\chi_2}T^b_{\zeta_3\chi_3}g_s^4e^2Q_b^2(p_1+p_4)^{-2}\times$$

$$\times(p_1+p_2+p_4+p_5)^{-2}[(p_1+p_2+p_4)^2-m_c^2]^{-1}[(k_1+k_2-p_6)^2-m_b^2]^{-1}\times$$
$$\times[(k_2-p_6)^2-m_b^2]^{-1}[\bar{u}(\mathbf{p}_1)\gamma^\delta v(-\mathbf{p}_4)][\bar{u}(\mathbf{p}_2)\gamma_\delta(\hat{p}_1+\hat{p}_2+\hat{p}_4)]\gamma^\epsilon v(-\mathbf{p}_5)]\times$$
$$\times[\bar{u}(\mathbf{p}_3)\gamma_\epsilon(\hat{k}_1+\hat{k}_2-\hat{p}_6)\gamma_\mu(\hat{k}_2-\hat{p}_6)\gamma_\nu v(-\mathbf{p}_6)]e^\mu(k_1)e^\nu(k_2), \qquad (2)$$

где $T^a = \lambda^a/2$ (λ^a ($a = 1,\dots,8$) – матрицы Гелл-Манна), Q_b – заряд b-кварка в единицах заряда позитрона e.

Благодаря суммированию по цветовым индексам кварков и антикварков мы получаем, что коэффициенты, обусловленные группой $SU(3)_c$, одинаковы во всех 552 слагаемых матричного элемента, соотносимых полной совокупности диаграмм Фейнмана, чьи базовые типы изображены на рис. 1. Эти коффициенты, как показывают прямые вычисления, равны
$$\frac{1}{6}\epsilon^{\zeta_1\zeta_2\zeta_3}\epsilon^{\chi_1\chi_2\chi_3}T^a_{\zeta_1\chi_1}T^a_{\zeta_2\xi}T^b_{\xi\chi_2}T^b_{\zeta_3\chi_3}=\frac{4}{9}. \qquad (3)$$

Для диаграмм Фейнмана с трехглюонными вершинами, изображение которых в настоящей работе не дается, цветовые коэффициенты в соответствующих слагаемых матричного элемента можно свести к виду $(1/6)\epsilon^{\zeta_1\zeta_2\zeta_3}\epsilon^{\chi_1\chi_2\chi_3}T^a_{\zeta_1\chi_1}T^b_{\zeta_2\chi_2}T^c_{\zeta_3\chi_3}$, где f^{abc} – структурные константы группы $SU(3)_c$. В работе [13] было доказано, что эти коэффициенты обращаются в нуль.

3. СУММИРОВАНИЕ ПО ПОЛЯРИЗАЦИЯМ КВАРКОВ И АНТИКВАРКОВ

Наиболее трудоемкой частью анализа процесса (1) является вычисление квадрата матричного элемента, просуммированного по поляризациям родившихся фермионов. Если это делать напрямик, то пришлось бы находить по-отдельности шпуры, относящиеся к каждому из 152628 слагаемых квадрата матричного элемента. Мы существенно упрощаем задачу суммирования по поляризациям фермионов, используя метод ортогональных амплитуд. Хотя этот метод появился давно [21], он не имел широкого употребления. Нам хотелось бы отметить его применение в работах [7, 9, 13] и строгое обоснование и применение в статье [14].

Суть метода ортогональных амплитуд применительно к нашей задаче такова. Пусть спиноры $u(\mathbf{p})$ и $v(-\mathbf{p}')$ подчиняются одному и тому же или разным уравнениям Дирака, описывая состояние частицы и античастицы. Пусть заданы некоторые 4-векторы K и Q, которые ортогональны друг другу и 4-импульсам p и p', т. е. $K_\mu Q^\mu = 0$, $K_\mu p^\mu = 0$, $Q_\mu p^\mu = 0$, $K_\mu p'^\mu = 0$, $Q_\mu p'^\mu = 0$. Определим четыре величины $w_n = \bar{u}(\mathbf{p})\mathcal{O}_n v(-\mathbf{p}')$, где $\mathcal{O}_1 = \hat{K}$, $\mathcal{O}_2 = \hat{Q}$, $\mathcal{O}_3 = 1$, $\mathcal{O}_4 = \hat{K}\hat{Q}$. Тогда при суммировании по поляризациям спиноров выполняется соотношение

$$\sum_{\text{polar}} w_n w^*_{n'} = (w_n, w_n)\delta_{nn'}, \tag{4}$$

причем $(w_n, w_n) \neq 0$, вследствие чего величины w_n $(n = 1, \ldots, 4)$ называются ортогональными амплитудами. Любая величина вида $\bar{u}(\mathbf{p})Rv(-\mathbf{p}')$, где R - матричный оператор, может быть однозначно разложена по ортогональным амплитудам

$$\bar{u}(\mathbf{p})Rv(-\mathbf{p}') = \sum_{n=1}^{4} c_n w_n. \tag{5}$$

Умножим обе стороны равенства (5) на $w^*_{n'}$, просуммируем по поляризациям фермионов, пренебрегая членами с целыми положительными степенями масс, и используем соотношение (4). Получим

$$(w_n, w_n)c_n = \mathrm{Sp}(R\hat{p}'\mathcal{O}^\dagger_n\hat{p}). \tag{6}$$

Величины вида $\bar{u}(\mathbf{p})Rv(-\mathbf{p}')$, являясь составными элементами амплитуды процесса (1), ставятся в соответствие каждой фермионной линии на любой из рассматриваемых диаграмм Фейнмана. Пусть некоторая фермионная линия проходит через N вершин взаимодействия фермиона с 4-векторными полями фотонов и глюонов. Тогда она содержит $N-1$ участок с виртуальным фермионом. Если в числителях фермионных пропагаторов пренебрегать членами с первой степенью масс фермионов, то в рассматриваемом процессе оператор R, отвечающий любой фермионной линии, выражается линейным образом через произведение нечетного числа $(2N-1)$ γ-матриц Дирака. Вследствие этого правая часть соотношения (6) при $n = 3$ и при $n = 4$ обращается в нуль, так как она линейна по шпурам от нечетного числа γ-матриц Дирака, т.е. $c_3 = c_4 = 0$, и в разложении (5) ненулевой вес имеют только ортогональные амплитуды w_1 и w_2.

Изложим теперь полную последовательность действий по нахождению квадрата матричного элемента процесса (1), просуммированного по поляризациям всех рождающихся кварков и антикварков, с учетом принятого нами приближения для матричного элемента и для шпуров. Введем величины

$$w_{in} = \bar{u}(\mathbf{p}_i)\mathcal{O}_{in}v(-\mathbf{p}_{3+i}), \tag{7}$$

где $n = 1, 2$ и

$$\mathcal{O}_{i1} = \hat{K}_i, \qquad (K_i)^\mu = \epsilon^{\mu\mu\rho\sigma}(p_i)_\nu(p_{3+i})_\rho(a_i)_\sigma, \tag{8}$$

$$\mathcal{O}_{i2} = \hat{Q}_i, \qquad (Q_i)^\mu = \epsilon^{\mu\mu\rho\sigma}(p_i)_\nu(p_{3+i})_\rho(K_i)_\sigma, \tag{9}$$

причем 4-векторы a_i произвольны, а $i = 1, 2, 3$.

Образуем восемь ортогональных амплитуд вида

$$w_{klm} = w_{1k}w_{2l}w_{3m} \qquad (k, l, m = 1, 2). \tag{10}$$

Допустимо следующее однозначное разложение матричного элемента $\mathcal{M}$ процесса (1)

$$\mathcal{M} = \sum_{k,l,m=1}^{2} c_{klm}w_{klm}. \tag{11}$$

Коэффициенты c_{klm} находятся по формуле

$$c_{klm} = \{\sum_{\text{polar}} \mathcal{M}w^*_{klm}\}/(w_{klm}, w_{klm}). \tag{12}$$

Квадрат матричного элемента $\mathcal{M}$, просуммированный по поляризациям конечных частиц, дается соотношением

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \sum_{klm} |c_{klm}|^2(w_{klm}, w_{klm}). \tag{13}$$

Линейная зависимость (12) коэффициентов c_{klm} от $\mathcal{M}$ существенно облегчает составление программ и проведение компьютерных вычислений. Вначале мы составляем одну REDUCE-программу для шпуров и тензорных сверток, относящихся по отдельности к тем 46 слагаемым из суммы $\sum_{\text{polar}} \mathcal{M}w^*_{111}$, которые соответствуют некоторой конкретизации базовых диаграмм Фейнмана на рис. 1. Затем с помощью текстового редактора (например, joe) мы получаем еще 11 REDUCE-программ путем проведения замен, соответствующих новым конкретизациям кварк-антикварковых и фотонных линий на 46 базовых диаграммах Фейнмана. Результаты вычисления шпуров и тензорных сверток, возникающих при выполнениии всех 12 REDUCE-программ, с помощью отдельной программы сводятся воедино, представляя величину $\sum_{\rm polar}\mathcal{M}w^*_{111}$. Далее каждая из уже имеющихся 13 программ дополняется семью новыми программами путем подходящих замен, превращающих ортогональную амплитуду w_{111} в другие амплитуды w_{klm}. Величинам (w_{klm}, w_{klm}) мы посвящаем самостоятельную REDUCE-программу. Разбиение квадрата матричного элемента в сумму (13) также облегчает компьютерные вычисления, поскольку позволяет выполнять почленное интерпретирование по фазовому объему рождающихся частиц. Сложение результатов для дифференциальных сечений выполняется нами с помощью специальной программы.

Отметим теперь, что применение метода ортогональных амплитуд не позволяет сколь-нибудь простым аналитическим способом провести усреднение квадрата матричного элемента по поляризациям фотонов. У нас 4-векторы e_1 и e_2 входят в получаемое выражение для $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ как некоторые внешние величины, подлежащие заданию наряду с 4-векторами a_i $(i = 1, 2, 3)$ из соотношения (8) и константами теории. При вычислении сечений в системе центра масс сталкивающихся фотонов мы рассматриваем по-отдельности два варианта их поперечных поляризаций: вдоль одного и того же направления и вдоль взаимно перпендикулярных направлений.

4. ПОЛНЫЕ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Связывание в барион трех кварков, два из которых или все три тяжелые, описывается непертурбативным нерелятивистским приближением. Это приближение включает в себя следующие элементы. Во-первых, относительные скорости кварков, составляющих барион, полагаются пренебрежимо малыми, вследствие чего 4-импульсы трех рождающихся кварков в процессе (1) принимаются пропорциональными 4-импульсу p бариона Ω_{scb}:

$$\begin{gathered} p_1 = (m_s/M)p, \quad p_2 = (m_c/M)p, \\ p_3 = (m_b/M)p, \quad M = m_s + m_c + m_b. \end{gathered} \tag{14}$$

Во-вторых, процесс (1) с шестичастичным конечным состоянием превращается эффективно в процесс $2 \to 4$

$$\gamma(k_1) + \gamma(k_2) \to \Omega_{scb}(p) + \bar{s}(p_4) + \bar{c}(p_5) + \bar{b}(p_6), \tag{15}$$

дифференциальное сечение которого дается формулой

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4\overline{|\mathcal{M}|^2}}{2s} \cdot \frac{|\psi(0)|^2}{M^2}\delta^4(k_1 + k_2 - p - p_4 - p_5 - p_6)\times$$
$$\times\frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E} \cdot \frac{d^3p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \cdot \frac{d^3p_5}{(2\pi)^3 2E_5} \cdot \frac{d^3p_6}{(2\pi)^3 2E_6}, \qquad (16)$$

где $\psi(0)$ – значение волновой функции Ω_{scb}-бариона при равных нулю относительных координатах его кварков.

Численные результаты для полных сечений и для распределений Ω_{scb}-барионов по энергии E, по поперечному импульсу p_T и по быстроте Y мы получаем путем монте-карловского интегрирования с помощью программы CompHEP. Чтобы уменьшить ошибки вычислений дифференциальных сечений, мы вначале задаем выполнение одной итерации для полных сечений, в результате чего выстраивается некоторая начальная решетка фазового объема и создаются предпосылки для ее деформирования в соответствии с особенностями квадрата амплитуды изучаемого процесса. Затем мы задаем выполнение 10 итераций для всех сечений, каждая из которых строится на 500 000 монте-карловских обращениях к подынтегральному выражению, так же как и вводная итерация.

При энергии сталкивающихся фотонов $\sqrt{s} = M_Z$ мы полагаем, что $\alpha = \alpha(M_Z/2) = 1/132.3$, $\alpha_s = \alpha_s(M_Z/2) = 0.134$, а при энергии $\sqrt{s} =$ 200 ГэВ константы берутся равными $\alpha = \alpha(100$ ГэВ$) = 1/127.2$, $\alpha_s = \alpha_s(100$ ГэВ$) = 0.116$. Массам кварков даются значения: $m_s = 0.5$ ГэВ, $m_c = 1.5$ ГэВ, $m_b = 4.8$ ГэВ, – при которых

$$|\psi(0)|^2 = 0.57 \cdot 10^{-3}\ \text{ГэВ}^6. \qquad (17)$$

Оценка (17) является результатом экстраполяции [15], принимающей во внимание значения величины $|\psi(0)|^2$ для шести различных барионов, найденные в работе [22] в рамках потенциальной модели.

Теоретические непределенности, связанные с выбором масштаба перенормировки в бегущей константе сильного взаимодействия α_s, с численными значениями масс составных кварков и с величиной волновой функции $\psi(0)$, на наш взгляд, могут изменять расчитываемые полные сечения рождения барионов в пределах примерно фактора 2, мало при этом затрагивая форму дифференциальных сечений.

Переходя к комментариям численных результатов наших вычислений, отметим в первую очередь, что полные сечения рождения Ω_{scb}-барионов фотонами с одинаковыми линейными поляризациями $\sigma_{\rm tot}^{\uparrow\uparrow}$ и фотонами с взаимно перпендикулярными поляризациями $\sigma_{\rm tot}^{\uparrow\downarrow}$ равны между собой. Эти сечения представлены в таблице.

Полные сечения рождения Ω_{scb}-барионов в фотон-фотонных столкновениях.

$\sqrt{s}$, ГэВ	$\sigma_{\rm tot}^{\uparrow\uparrow}$, фбн	$\sigma_{\rm tot}^{\uparrow\downarrow}$, фбн
91.2	$(0.1639\pm0.0005)\cdot10^{-3}$	$(0.1636\pm0.0005)\cdot10^{-3}$
200	$(0.0414\pm0.0002)\cdot10^{-3}$	$(0.0410\pm0.0002)\cdot10^{-3}$

Нетрудно убедиться в том, что при переходе от энергии $\sqrt{s} = 91.2$ ГэВ к энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ полное сечение рождения Ω_{scb}-барионов убывает в 2.0 раза медленее, чем величина $\alpha^2\alpha_s^4 s^{-1}$.

Распределения барионов по быстроте Y, по поперечному импульсу p_T, и по переменной $x_p = p/p_{max}$ представлены на рис. 2*а*, 2*б* и 2*в* для полной энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и на рис. 2*г*, 2*д* и 2*е* для $\sqrt{s} = 91.2$ ГэВ. Для наглядности сопоставления мы приводим на рис. 2*ж*, 2*з* и 2*и* взятые из наших работ [13] и [15] аналогичные распределения для барионов, рождающихся в Z-полюсе e^+e^--аннигиляции.

В $\gamma\gamma$-столкновениях отношение ширины распределения барионов по Y (на половинном уровне от максимума) к допустимому интервалу быстроты одинаково для обеих значений $\sqrt{s}$ и в 1.7 раза больше соответствующего отношения в Z-полюсе e^+e^--столкновений. Если в Z-полюсе e^+e^--аннигиляции распределение барионов по p_T имеет максимум примерно при 25 ГэВ и ширину равную примерно 30 ГэВ, то в фотон-фотонных столкновениях распределения $d\sigma/dp_T$ имеют максимумы при относительно малых значениях p_T, примерно при 5 ГэВ для обеих значений $\sqrt{s}$, и являются достаточно узкими, с шириной примерно 7 ГэВ и 9 ГэВ для полных энергий 91.2 ГэВ и 200 ГэВ соответственно. Также сильно различаются между собой по форме распределения $d\sigma/dx_p$ для барионов, рождающихся в e^+e^-- и в $\gamma\gamma$-столкновениях. Для первого процесса это распределение имеет максимум при $x_p = 0.7$, его ширина равна 0.44, а форма хорошо описывется функцией фрагментации Петерсона [23]

$$d\sigma/dx_p \sim D(x_p) \sim (1 - 1/x_p - \epsilon/(1-x_p))^{-2}/x_p, \qquad (18)$$

в которой $\epsilon = 0.124$. Для второго процесса распределения $d\sigma/dx_p$ имеют максимумы при $x_p = 0.17$ и $x_p = 0.09$, ширины 0.33 и 0.18 и перегибы примерно при $x_p = 0.74$ и $x_p = 0.80$ соответственно для энегрий $\sqrt{s} = 91.2$ ГэВ и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Форму сечения $d\sigma/dx_p$ в $\gamma\gamma$-столкновениях нельзя передать сколь-нибудь удовлетворительно ни функцией фрагментации Петерсона, ни функцией фрагментации реджевского типа [24]

$$d\sigma/dx_p \sim D(x_p) \sim x_p^\beta (1 - x_p)^\gamma. \tag{19}$$

Лучшие приближения, даваемые этими функциями, изображены на рис. 2*в* и 2*г* сплошными и пунктирными линиями соответственно.

Существенно различные формы дифференциальных сечений рождения барионов в e^+e^-- и $\gamma\gamma$-столкновениях при одной и той же полной энергии свидетельствуют о том, что понятие фрагментации тяжелого кварка в барион не обладает универсальностью в своем количественном аспекте.

Список литературы

[1] В.В. Киселев, А.К. Лиходед, УФН **172**, 497 (2002).

[2] SELEX Collab. (M. Mattson *et al.*), Phys. Rev. Lett. **89**, 112001 (2002).

[3] Particle Data Group (S. Eidelman *et al.*), Phys. Lett. B **592**, 1 (2004).

[4] A. Falk, M. Luke, M. Savage, and M. Wise, Phys. Rev. D **49**, 555 (1994).

[5] M.A. Doncheski, J. Steegborn, and M.J.Stong, Phys. Rev. D **53**, 1247 (1996).

[6] А.В. Бережной, В.В. Киселев, А.К. Лиходед, ЯФ **59**, 909 (1996).

[7] S.P. Baranov, Phys. Rev. D **54**, 3228 (1996).

[8] А.В. Бережной, В.В. Киселев, А.К. Лиходед, А.И. Онищенко, ЯФ **60**, 2048 (1997).

[9] S.P. Baranov, Phys. Rev. D **56**, 3046 (1997).

[10] A.V. Bereznoy, V.V. Kiselev, A.K. Likhoded, and A.I. Onishchenko, Phys. Rev. D **57**, 4385 (1998).

[11] V.V. Braguta and A.E. Chalov, hep-ph/0005149.

[12] M.A. Homshi Nobary and R. Sepahvand, Phys. Rev. D **71**, 034024 (2005).

[13] С.П. Баранов, В.Л. Сладь, ЯФ **66**, 1778 (2003).

[14] С.П. Баранов, В.Л. Сладь, ЯФ **67**, 829 (2004).

[15] С.П. Баранов, В.Л. Сладь, ЯФ **68**, 1265 (2005).

[16] C.-H. Chang, Nucl. Phys. B **172**, 425 (1980).

[17] R. Baier and R. Rückl, Phys. Lett. B **102**, 364 (1981).

[18] E. L. Berger and D. Jones, Phys. Rev. D **23**, 1521 (1981).

[19] A. Pukhov *et al.*, hep-ph/9908288.

[20] B. Badalek *et al.*, hep-ex/0108012.

[21] R.E.Prange, Phys. Rev. **10**, 240 (1958).

[22] E. Bagan, H.G. Dosch, P. Godzinsky, S. Narison, and J.-M. Richard, Z. Phys. C **64**, 57 (1994).

[23] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983).

[24] V.D. Kartvelischvili, A.K. Likhoded, V.A. Petrov, Phys. Lett. B **78**, 615 (1978).

Рис. 1. 46 базовых диаграмм Фейнмана для процесса $\gamma + \gamma \to s + c + b + \bar{s} + \bar{c} + \bar{b}$.

Рис. 2. Дифференциальные сечения рождения Ω_{scb}-барионов в фотон-фотонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (*а, б, в*) и $\sqrt{s} = 91.2$ ГэВ (*г, д, е*) и в Z-полюсе e^+e^--аннигиляции (*ж, з, и*): по быстроте Y (*а, г, ж*), по поперечному импульсу p_T (*б, д, з*) и по переменной x_p (*в, е, и*). Крестики обозначают результаты монте-карловских вычислений и их ошибки. Сплошные линии передают поведение функции фрагментации Петерсона при $\epsilon = 11.0$ (*в*), $\epsilon = 4.0$ (*е*) и $\epsilon = 0.124$ (*и*). Пунктирные линии отражают форму функции фрагментации реджевского типа при $\beta = 0.5$, $\gamma = 5.8$ (b) и $\beta = 0.7$, $\gamma = 3.3$ (e).

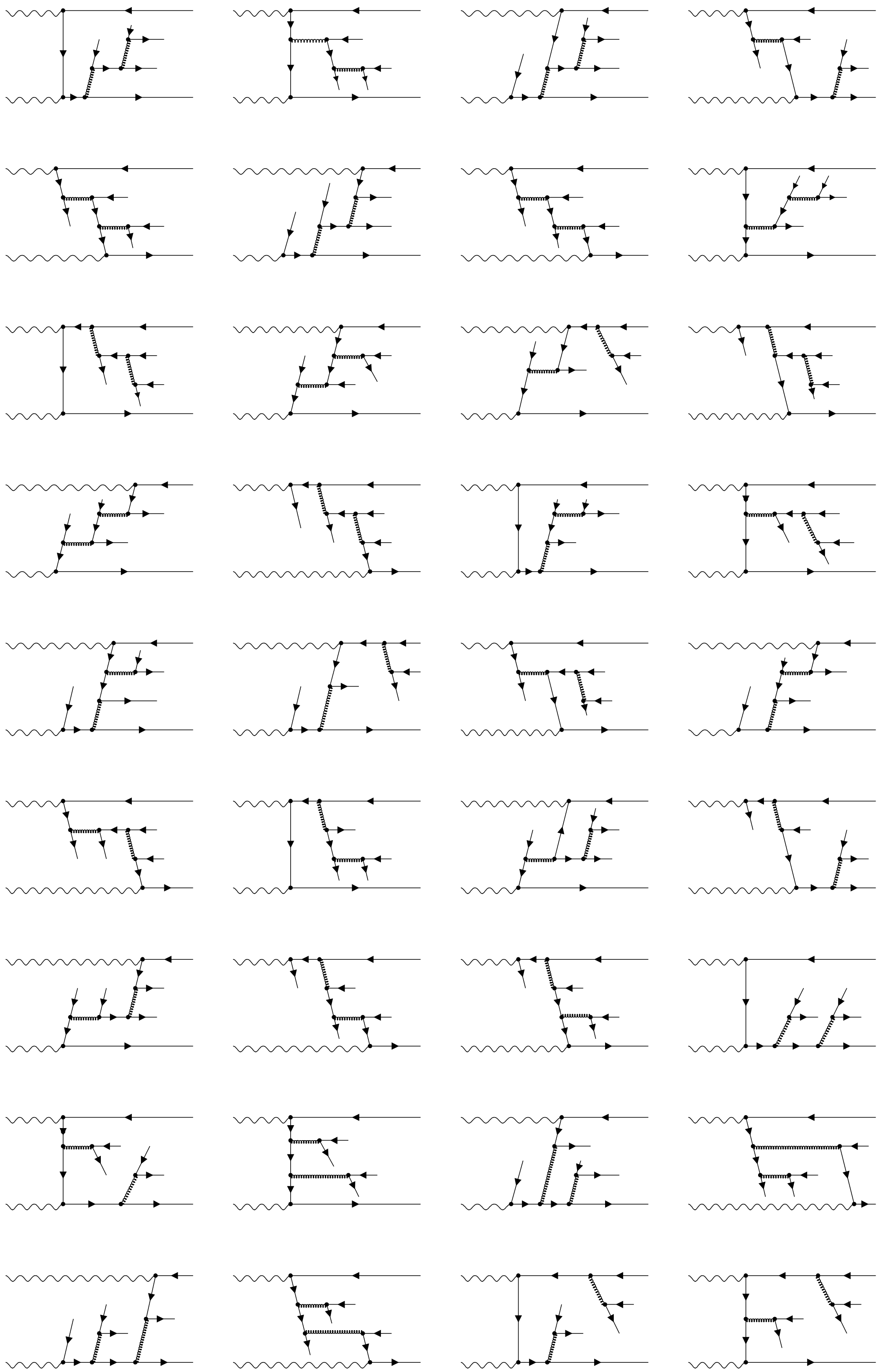


Рис. 1. (Начало).

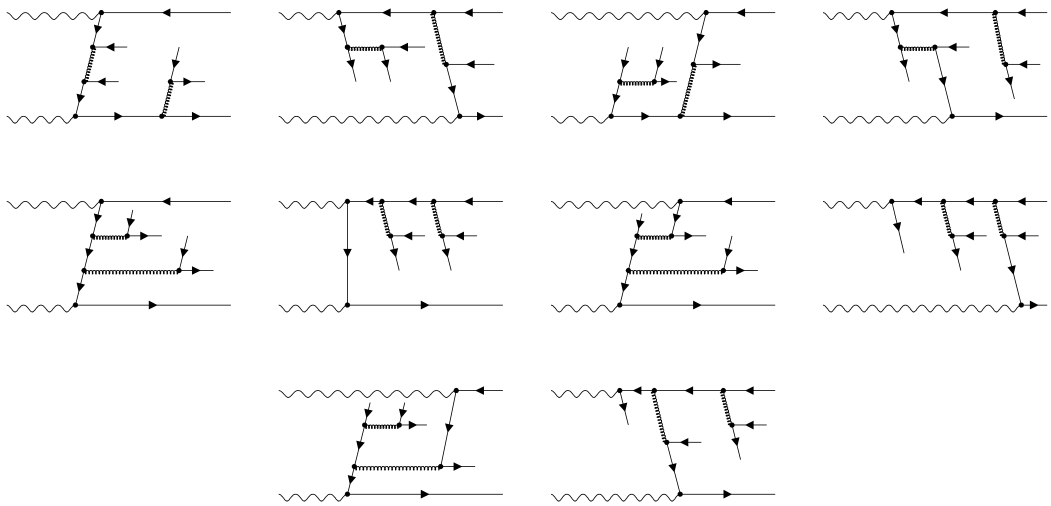
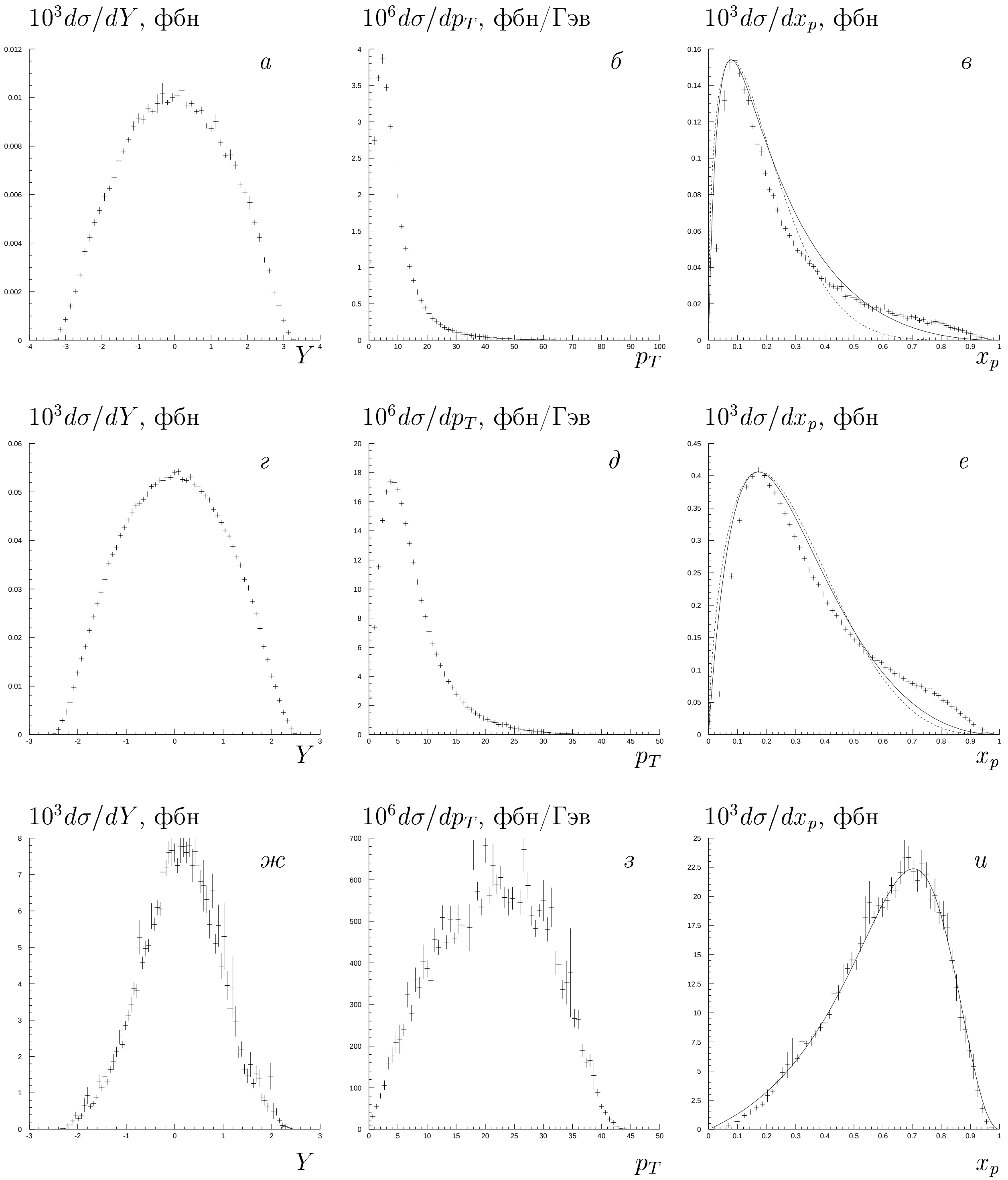


Рис. 1. (Окончание).



$10^3 d\sigma/dY$, фбн
$10^6 d\sigma/dp_T$, фбн/Гэв
$10^3 d\sigma/dx_p$, фбн
а
б
в
г
д
е
ж
з
и
Y
p_T
x_p

Рис. 2.

Виталий Леонидович Сладь

Рождение Ω_{scb}-барионов в фотон-фотонных столкновениях

Препринт НИИЯФ МГУ 2005-19/785

Работа поступила в ОНТИ 8 июля 2005г.

Издательство УНЦ ДО

117246 Москва, ул. Обручева, 55А, УНЦ ДО
тел./факс (095) 718-6966, 718-7767, 718-7785
e-mail: izdat@abiturcenter.ru
http://abiturcenter.ru/izdat

Подписано в печать 8 июля 2005 г. Формат 60x90/16
Бумага офсетная N 1. Усл. печ. л. 1,25
Тираж 50 экз. Заказ N 857

Отпечатано в Мини-типографии УНЦ ДО
http://abiturcenter.ru/print/
в полном соответствии с качеством
представленного оригинал-макета