

УДК 539.12.01 + 539.125.4 + 539.14

РОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КВАРК-АНТИКВАРКОВЫХ ПАР В ПРОЦЕССАХ ДВУХПОМЕРОННОГО ОБМЕНА В pp - и АА-СТОЛКНОВЕНИЯХ НА УСТАНОВКЕ CMS

Н.М.Агабабян, М.Г.Айрапетян, А.С.Галоян, Л.Л.Енковский,
П.И.Зарубин, А.И.Малахов, Г.Л.Мелкумов, С.А.Чатрчян*

События в адронных или ядерных столкновениях, содержащие двухструйную систему в центральной области псевдобыстрот и две квазиупруго рассеянные пучковые частицы, обычно трактуются как процессы жесткого двухпомеронного обмена. Мы исследуем такие процессы для случая центрального рождения тяжелой кварк-антикварковой пары на установке CMS на Большом адронном коллайдере (LHC). Оцениваются полные и дифференциальные сечения образования $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар для различных взаимодействий, предполагаемых к реализации на коллайдере. Особо отмечено, что этот процесс может быть использован для изучения различных аспектов физики малых x , к примеру, для исследования глюонных и кварковых распределений в померонах, гипотезы факторизации, эффектов ядерного когерентного взаимодействия и затенения и других.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Heavy Quark-Antiquark Pair Production by Double Pomeron Exchange in pp and AA Collisions on the CMS

N.M.Agababyan et al.

Events in hadronic and nuclear collisions, which contain a central dijet system together with the two quasi-elastically scattered beam particles are usually described by double pomeron scattering. We investigate these processes for central production of heavy quark-antiquark pairs on the LHC by using the CMS detector. The total and differential cross sections with the formation of $c\bar{c}$ and $b\bar{b}$ pairs for various interactions assumed to a realization on the LHC are evaluated. It is especially marked that this process can be used for investigations of various aspects of low- x physics, for instance, for a research of the gluon and quark distributions in the pomerons, the factorization hypothesis, coherent interaction of nuclei, nuclear shadowing and so on.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Основной проблемой, которой будет уделено первоочередное внимание физиков с вводом в действие ускорителя LHC, очевидно, будет изучение физики элементарных

*Институт теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова, Киев

частиц в ТэВном масштабе. Это подразумевает поиск хиггсовских и суперсимметричных частиц, новых калибровочных бозонов, проверку и уточнение параметров электро-слабой теории и КХД и т.д. [1]. Одновременно с протонными планируется ускорять и ядерные пучки. Основное внимание в ядерных взаимодействиях будет уделено поиску и изучению свойств кварк-глюонной плазмы (КГП). Но, наряду с такой максимально «жесткой» физикой, все большее внимание уделяется изучению физики малых x (свидетельство тому — предложение по созданию новой базовой установки FELIX, оптимизированной для изучения структуры события в полном фазовом объеме [2]).

Теоретические исследования, подтверждаемые экспериментальными данными (HERA, Tevatron), указывают на крайне быстрый рост кварковых и глюонных распределений в протоне с уменьшением x при фиксированных Q^2 . Но такой рост не может происходить неограниченно, т.к. при этом нарушается унитарность жестких процессов. С запуском в действие коллайдера LHC область x , доступная для исследований, расширится до $x \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ (в настоящее время на HERA и Tevatron достигнуты $x \geq 10^{-4}$), и тогда можно ожидать решения этой проблемы. Свою роль в этом деле может сыграть изучение померон-индуцированных жестких дифракционных процессов. Это связано с возможностью применения методов пертурбативной теории сильных взаимодействий — КХД — к существенно непертурбативному явлению — дифракции, т.е. изучения задач физики малых x методами КХД. По существу, это означает замену структурной функции адрона F_2 на его дифракционную структурную функцию F_2^D как объекта исследований.

Согласно современным представлениям [3], дифракционная структурная функция может быть выражена произведением двух множителей (гипотеза факторизации жесткого рассеяния):

$$F_2^D(\xi, t, z, Q^2) = F_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) \times G_{g/\mathbb{P}}(z, Q^2). \quad (1)$$

Здесь $G_{g/\mathbb{P}}(z, Q^2)$ — структурная функция померона; $F_{\mathbb{P}/p}(\xi, t)$ — фактор потока, ξ, z — доли импульсов, уносимые помероном и партоном померона из дифракционно рассеиваемого адрона и померона, соответственно ($x = \xi z$, где x — доля импульса адрона, уносимая жестко взаимодействующим партоном); t — квадрат переданного померону импульса. В свою очередь, фактор потока $F_{\mathbb{P}/p}(\xi, t)$ также представляется в виде произведения двух множителей (гипотеза редже-факторизации [4],[5]):

$$F_{\mathbb{P}/p}(\xi, t) \sim (F_1(t))^2 \times \xi^{1 - 2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}, \quad (2)$$

где фактор $\xi^{1 - 2\alpha_{\mathbb{P}}(t)}$ соответствует «редже-пропатору» померона, $\alpha_{\mathbb{P}}(t) = \alpha_{\mathbb{P}}(0) + \alpha' t$ — траектория померона в теории Редже [6], $\alpha_{\mathbb{P}}(0) \simeq 1,1$, $\alpha' \simeq 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$, а адронный формфактор $F_1(t)$ параметризует померон-адронную вершину связи. В случае, когда рассеиваемым адроном является протон, параметризация:

$$F_1(t) = \frac{4m_p^2 - 2,8t}{4m_p^2 - t} \left(1 - \frac{t}{0,7 \text{ ГэВ}^2} \right)^{-2}, \quad (3)$$

где m_p — масса протона, с хорошей степенью точности воспроизводит экспериментальные данные по изучению структурной функции померона [7—9]. Эта параметризация использовалась и нами при вычислениях сечений протонных взаимодействий. При вычислениях сечений когерентного взаимодействия ядер A формфактор протона (3), согласно [10], заменялся на формфактор ядра, параметризованный, как и в работе [11], в виде

$$F_1(t) \sim \exp(R_A^2 t/6), \quad (4)$$

где радиус ядра $R_A = r_0 A^{1/3}$, $r_0 = 1,2$ фм.

Оценки доли дифракционных процессов от общего числа неупругих взаимодействий, проведенные на основе (1), предсказывают относительный рост числа дифракционных событий для энергий LHC до ~ 15 –50% (см., например, [2,12,13]). (Экспериментальные измерения на HERA и Tevatron дали ~ 6 –7% для ep -взаимодействий [8,9] и $\sim 1\%$ для $p\bar{p}$ -взаимодействий [14,15] от числа событий глубоконеупругого рассеяния.) Это означает, помимо всего прочего, что механизм жесткого дифракционного рождения различных состояний может стать дополнительным (если не конкурентным) источником к жестким механизмам образования таких состояний. При этом надо учесть и специфическую для дифракционных процессов сигнатуру события: дифракционный конус, в котором выносятся основная энергия налетающей частицы, отделенный от центрально рождаемой системы быстрой интервалом с чрезвычайно малой множественностью вторичных частиц — «быстрой щелью» [13]. Такие интервалы соответствуют обмену бесцветным объектом: фотоном, W -, Z -бозонами и т.д., или, как в рассматриваемом случае, помероном [16]. Простые исследования кинематики дифракционных процессов показывают, что существует прямая связь между импульсом померона ξ и размером быстрой щели $\Delta\eta$ (см. [17,18]). К примеру, для двойного дифракционного рассеяния получается:

$$\Delta\eta = \eta_2 - \eta_1 - 2R_{J_D} = \ln \left[\frac{s_{\mathbb{P}}}{M_{\mathbb{Q}\mathbb{Q}}^2} \right] - 2R_{J_D}, \quad (5)$$

где R_{J_D} — размер дифракционной струи в пространстве азимутального угла и псевдобыстроты (принято $R_{J_D} \simeq 0,7$ [14]), $M_{\mathbb{Q}\mathbb{Q}}$ — инвариантная масса центральной системы, $s_{\mathbb{P}}$ — энергия померон-померонного взаимодействия [17].

Отмеченные особенности жестких дифракционных процессов при высоких энергиях позволяют сформулировать приблизительный круг задач, который может быть изучен на установке CMS. Это

— изучение явлений, связанных с малыми x : исследование дифракционной структурной функции, проверка гипотезы факторизации, изучение событий с быстрыми щелями и т.д.;

— рождение частиц (тяжелые кварки и кваркони, хитсовские, калибровочные и суперсимметричные частицы и т.д.) или фоны к ним;

— изучение ядерных эффектов: когерентного рассеяния, затенения и т.д.

Для решения этих и других задач в первую очередь необходимо выбрать процессы, на базе которых можно будет проводить дальнейшие исследования. Данная работа по-

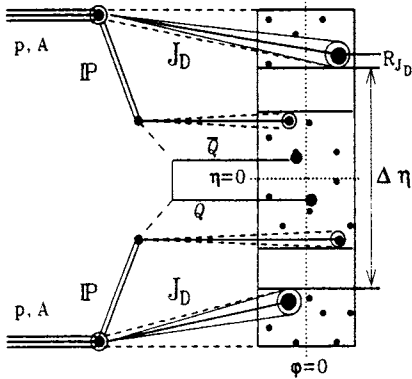


Рис.1. Схематическое представление процесса (6) в плоскости азимутального угла (ϕ) и псевдобыстроты (η). Налетающие протоны (p) или ядра (A) рассеиваются, испуская помероны (P) и образуя дифракционные струи (J_D), интервал между краями которых ($\Delta\eta$) есть «быстротная щель». Кварк-антикварковая пара $Q\bar{Q}$ образуется в результате жесткого взаимодействия партонов померонов. Радиус дифракционных струй в плоскости (η, ϕ) равен $R_{J_D} \simeq 0,7$

священа изучению образования тяжелой кварк-антикварковой пары ($Q\bar{Q}$) в процессе жесткого двухпомеронного рассеяния в протонных и ядерных взаимодействиях на установке CMS [19]:

$$p, A + p, A \rightarrow J_D + J_D + Q + \bar{Q} + X, \quad (6)$$

где J_D — дифракционная струя (см. рис.1). Цель работы — исследовать свойства процесса (6) для использования его в решении отмеченных выше задач.

Выбор установки определяется требованием наблюдения дифракционных событий — охватить детектором максимально широкий интервал по псевдобыстроте, что необходимо для измерения энергии, выделяемой в дифракционных конусах. В этом смысле установка CMS обладает уникальными возможностями, охватывая интервал в более чем 10 единиц. Кроме того, центральная часть детектора ($|\eta| \leq 1,5$) имеет высокую разрешающую способность, что очень важно при регистрации «жестко»-рождаемой (центральной) системы. К этому надо добавить и ориентированность установки на регистрацию жестких струй и мюонов, позволяющую распознавать тяжелые кварки по их мюонным каналам распадов и т.д. Немаловажно и то, что установка CMS находится уже в стадии сборки, в то время как альтернативный проект FELIX — еще на стадии разработки и утверждения.

Выбор процесса (6) мотивируется следующим образом. В этом процессе участвуют только сильно взаимодействующие частицы, и потому сечение его ожидается большим. В то же время, он интересен как дополнительный источник тяжелых кварков, вклад которого, возможно, надо учитывать как при их регистрации, так и при изучении процессов, в которых тяжелые кварки будут фоновыми (например, поиск хиггсовских бозонов, исследование подавления тяжелых кваркониев в КПП и т.д.). Далее, рождение тяжелых ароматов происходит в области применимости КХД, поэтому взаимосвязь между непертурбативной теорией и КХД может быть выявлена однозначно. Простая оценка пределов процесса (6) по инвариантной массе кварковой пары $M_{Q\bar{Q}}$, получаемая из (5):

$$M_{Q\bar{Q}} \lesssim \frac{\xi_{\max} \sqrt{s_0}}{\text{Exp}(\Delta\eta/2 + R_{J_D})}, \quad (7)$$

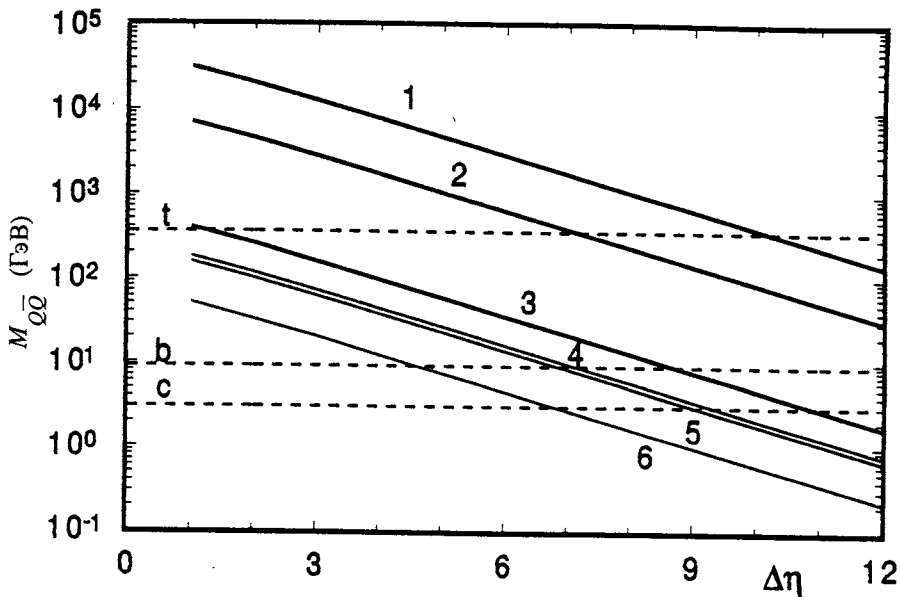


Рис.2. Верхние (сплошные линии) и нижние (пунктирные линии) пределы по инвариантной массе кварк-антикварковой пары $M_{Q\bar{Q}}$ в зависимости от размера быстрой щели $\Delta\eta$ для случаев когерентного и некогерентного рассеяния различных типов взаимодействующих частиц: 1 — PbPb-когерентное ($\sqrt{s_0} = 1144$ ТэВ), 2 — CaCa-когерентное ($\sqrt{s_0} = 252$ ТэВ), 3 — pp ($\sqrt{s_0} = 14$ ТэВ), 4 — CaCa-некогерентное ($\sqrt{s_0} = 6,3$ ТэВ на нуклон), 5 — PbPb-некогерентное ($\sqrt{s_0} = 5,5$ ТэВ на нуклон), 6 — $p\bar{p}$ ($\sqrt{s_0} = 1,8$ ТэВ); для различных кварковых пар: t — $t\bar{t}$, $m_t = 175$ ГэВ, b — $b\bar{b}$, $m_b = 4,5$ ГэВ, c — $c\bar{c}$, $m_c = 1,5$ ГэВ

где $\xi_{\max} = 0,1$, показывает, что, в случае рождения $c\bar{c}$ - или $b\bar{b}$ -пар событие полностью (т.е. обе дифракционные струи J_{D_i} , быстрая щель между ними и центрально образующая система) охватывается геометрией установки (см. рис.2). Наконец, процесс рождения тяжелых кварков чувствителен к глюонному и кварковому распределениям. Совместное исследование этого процесса с процессом, чувствительным, например, к кварковым распределениям, позволит измерить структурную функцию померона в широкой области по Q^2 и t . (На Tevatron с этой целью были исследованы процессы двухструйного рождения и процессы рождения W^\pm -бозонов [20,21].)

Выбор механизма — двухпомеронный обмен — определяется, в первую очередь, большей чувствительностью сечений к теоретическим предположениям ($\sim (F_2^D)^2$), а значит, большей критичностью в сравнении с одиночным дифракционным механизмом. Кроме того, при энергиях ЛНС можно будет наблюдать большое число событий двойного дифракционного рассеяния, в отличие от экспериментов на Tevatron, где

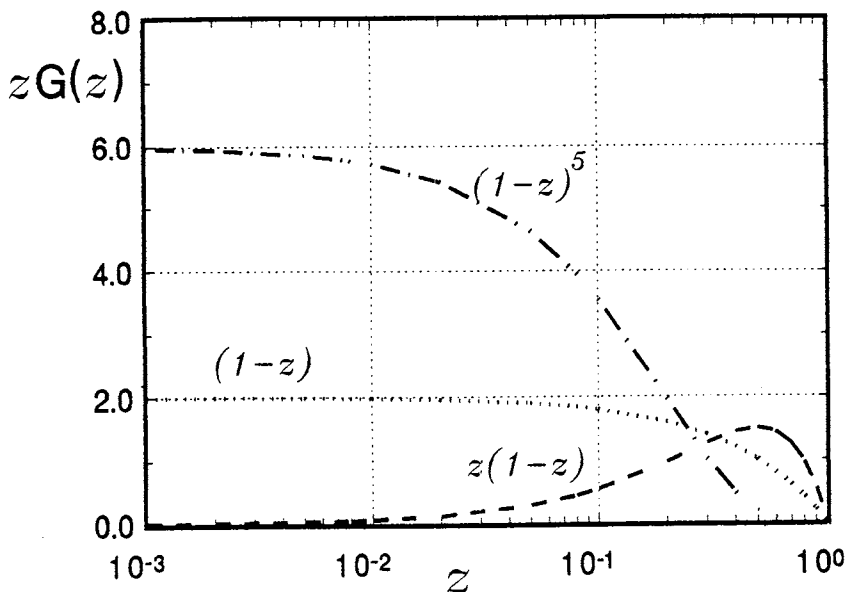


Рис.3. Зависимости померонных структурных функций $zG_{g/P}(z, Q_0^2)$ от z — доли импульса жесткого партона, уносимой из померона при $Q_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$ и $\Lambda_{QCD} = 0,2 \text{ ГэВ}$. Здесь и далее на рисунках: штрихпунктирная кривая соответствует вычислениям с использованием структурной функции (8), точечная — (9), пунктирная — (10)

двойное дифракционное рождение сколь-нибудь заметной инвариантной массы центральной системы, фактически, находится в пороговой области энергий (кривая 6 на рис.2), и потому — заметно подавлено.

Основной вклад в сечение процесса (6) на партонном уровне идет от глюонного взаимодействия, поэтому при вычислении сечений в первую очередь рассматривались именно такие распределения в помероне. Были использованы три параметризации глюонной структурной функции померона:

$$zG(z, Q_0^2) = N(1-z)^5, \quad [3], \quad (8)$$

$$zG(z, Q_0^2) = N(1-z), \quad [5], \quad (9)$$

$$zG(z, Q_0^2) = Nz(1-z), \quad [22], \quad (10)$$

наиболее часто употребляемые в литературе* (см. рис.3). Здесь нормировочная константа N определяется условием

*Другие предложения по параметризации структурной функции померона см., например, в [22].

$$\int_0^1 z G_{g/P}(z, Q_0^2) dz = 1,$$

$Q_0^2 = 4 \text{ ГэВ}^2$, $\Lambda_{QCD} = 0,2 \text{ ГэВ}$. (Надо отметить, что исследования жестких дифракционных процессов на Tevatron проводятся с использованием функции (10) [20,21]).

Опуская подробности вычислений (детали см. в [23]), приведем основные результаты.

Полные сечения рождения $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар в процессах жесткого (σ^{QCD}) и двухпомеронного обмена (σ^{DP}) приведены в табл.1 — для протонных, в табл.2 — для некогерентных и в табл.3 — для когерентных ядро-ядерных взаимодействий при разных $\sqrt{s_0}$. Также в таблицах даны отношения полных сечений двухпомеронных процессов образования $Q\bar{Q}$ -пар к жестким $R = \sigma^{DP, NDP} / \sigma^{QCD} \times 100\%$.

Из табл.1 видно, что доля рожденных в процессе двойного померонного обмена тяжелых кварков составляет $\sim 0,5\text{--}18\%$ от числа таких пар, образованных в жестком pp -рассеянии при энергиях LHC. Для сравнения приведены также результаты расчетов для Tevatron при $\sqrt{s_0} = 1,8 \text{ ТэВ}$. В этом случае $R \sim 0,035\text{--}0,5\%$. Таким образом, при начальных светимостях на LHC $L_p \sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в течение 10-дневной работы коллайдера ($\sim 10^6 \text{ с}$) можно иметь порядка $10^5\text{--}10^8$ событий рождения тяжелых кварк-антикварковых пар. Для Tevatron за год работы ускорителя число таких событий будет порядка $\sim 10^2\text{--}10^3$, при том, что выделение таких пар дополнительно затруднено из-за малости отношения R .

Для некогерентного взаимодействия ядер (табл.2) имеем для доли дифракционных событий с рождением кварковых пар $R \sim 0,02\text{--}0,8$. При этом число событий при 10-дневной работе ускорителя с учетом светимостей ядерных пучков ($L_{Ca} \sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $L_{Pb} \sim 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [24]) будет порядка $N_{Ca} \sim 10^6\text{--}10^7$ и $N_{Pb} \sim 10^4\text{--}10^5$.

Наконец, в случае когерентного взаимодействия ядер (табл.3) можно ожидать $N_{Ca} \sim 10^3\text{--}10^6$ и $N_{Pb} \sim 1\text{--}10^4$ событий двойного дифракционного рождения $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар.

Таким образом, величины полных сечений позволяют уже при 10-дневной работе ускорителя набрать достаточно большое число событий двухпомеронного рождения $Q\bar{Q}$ -пар. Следующим шагом необходимо определить условия, при которых эти пары могут быть распознаны. С этой целью прежде всего рассмотрим распределения образованных в жестких и дифракционных взаимодействиях тяжелых кварков по поперечному импульсу.

На рис.4,5 приведены дифференциальные сечения $d\sigma^{DP, QCD} / dK_{\perp}$ (рис.4а,б; 5а,б) рождения $Q\bar{Q}$ -пары в процессах двухпомеронного и жесткого рассеяния протонов и отношения сечений

$$R = d\sigma^{DP} / dK_{\perp} / d\sigma^{QCD} / dK_{\perp} \times 100\% \quad (11)$$

(рис.4в,г; 5в,г) в зависимости от поперечного импульса тяжелого кварка при разных значениях $\sqrt{s_0}$, проинтегрированные по полному интервалу псевдобыстрот (рис.4) и по

Таблица 1. Значения полных сечений (мб) рождения $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар в процессах жесткого (σ^{QCD}) и двухпоперонного (σ^{DP}) рассеяния протонов с применением трех моделей поперонной структурной функции (8), (9) и (10) для разных $\sqrt{s_0}$.

При вычислениях σ^{QCD} использована функция распределения глюонов в протоне, взятая из работы [25]. Для каждой модели приведено отношение дифракционного сечения к жесткому $R(\%)$

$\sqrt{s_0} = 14$ ТэВ	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
σ^{QCD}	$1,63 \cdot 10^{-2}$	$4,49 \cdot 10^{-3}$
σ^{DP} , модель (8)	$2,90 \cdot 10^{-3}$	$2,48 \cdot 10^{-4}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	17,79	5,52
σ^{DP} , модель (9)	$1,40 \cdot 10^{-3}$	$1,605 \cdot 10^{-4}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	8,59	3,575
σ^{DP} , модель (10)	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$2,76 \cdot 10^{-5}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	0,77	0,615
$\sqrt{s_0} = 5,5$ ТэВ		
σ^{QCD}	$4,27 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-3}$
σ^{DP} , модель (8)	$2,85 \cdot 10^{-4}$	$1,90 \cdot 10^{-5}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	6,675	1,37
σ^{DP} , модель (9)	$1,75 \cdot 10^{-4}$	$1,895 \cdot 10^{-5}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	4,10	1,36
σ^{DP} , модель (10)	$2,71 \cdot 10^{-5}$	$6,38 \cdot 10^{-6}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	0,635	0,46
$\sqrt{s_0} = 1,8$ ТэВ		
σ^{QCD}	$1,14 \cdot 10^{-4}$	$9,82 \cdot 10^{-5}$
σ^{DP} , модель (8)	$6,00 \cdot 10^{-7}$	$3,20 \cdot 10^{-8}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	0,52	0,035
σ^{DP} , модель (9)	$6,075 \cdot 10^{-7}$	$8,950 \cdot 10^{-8}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	0,53	0,096
σ^{DP} , модель (10)	$2,08 \cdot 10^{-7}$	$7,89 \cdot 10^{-8}$
$R(\%) = \sigma^{DP} / \sigma^{QCD}$	0,18	0,085

Таблица 2. Значения полных сечений (мб) рождения $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -пар в процессах жесткого (σ^{QCD}) и некогерентного двухпомеронного обмена (σ^{NDP}) ядер Ca и Pb с использованием моделей померона (8), (10) и (9).

Для каждой модели приведено отношение дифракционного сечения к жесткому $R(\%)$

CaCa, некогерентное	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
σ_A^{QCD}	8,192	2,64
σ^{NDP} , модель (8)	$6,82 \cdot 10^{-2}$	$4,81 \cdot 10^{-3}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,83	0,18
σ^{NDP} , модель (9)	$4,02 \cdot 10^{-2}$	$4,45 \cdot 10^{-3}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,49	0,17
σ^{NDP} , модель (10)	$5,72 \cdot 10^{-3}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,07	0,05
PbPb, некогерентное		
σ_A^{QCD}	184,74	60,14
σ^{NDP} , модель (8)	$5,01 \cdot 10^{-1}$	$3,34 \cdot 10^{-2}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,27	0,06
σ^{NDP} , модель (9)	$3,08 \cdot 10^{-1}$	$3,33 \cdot 10^{-2}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,17	0,05
σ^{NDP} , модель (10)	$4,77 \cdot 10^{-2}$	$1,12 \cdot 10^{-2}$
$R(\%) = \sigma^{NDP} / \sigma_A^{QCD}$	0,026	0,019

Таблица 3. Значения полных сечений (мб) рождения $c\bar{c}$ - и $b\bar{b}$ -кварковых пар в процессе когерентного двухпомеронного обмена (σ^{CDP}) ядер Ca и Pb с использованием моделей померона (8), (10) и (9)

CaCa, когерентное	$c\bar{c}$	$b\bar{b}$
σ^{CDP} , модель (8)	$3,58 \cdot 10^{-2}$	$7,27 \cdot 10^{-4}$
σ^{CDP} , модель (9)	$1,14 \cdot 10^{-2}$	$2,56 \cdot 10^{-4}$
σ^{CDP} , модель (10)	$1,01 \cdot 10^{-4}$	$6,15 \cdot 10^{-6}$
PbPb, когерентное		
σ^{CDP} , модель (8)	$6,01 \cdot 10^{-2}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$
σ^{CDP} , модель (9)	$1,72 \cdot 10^{-2}$	$4,43 \cdot 10^{-4}$
σ^{CDP} , модель (10)	$1,96 \cdot 10^{-5}$	$2,46 \cdot 10^{-6}$

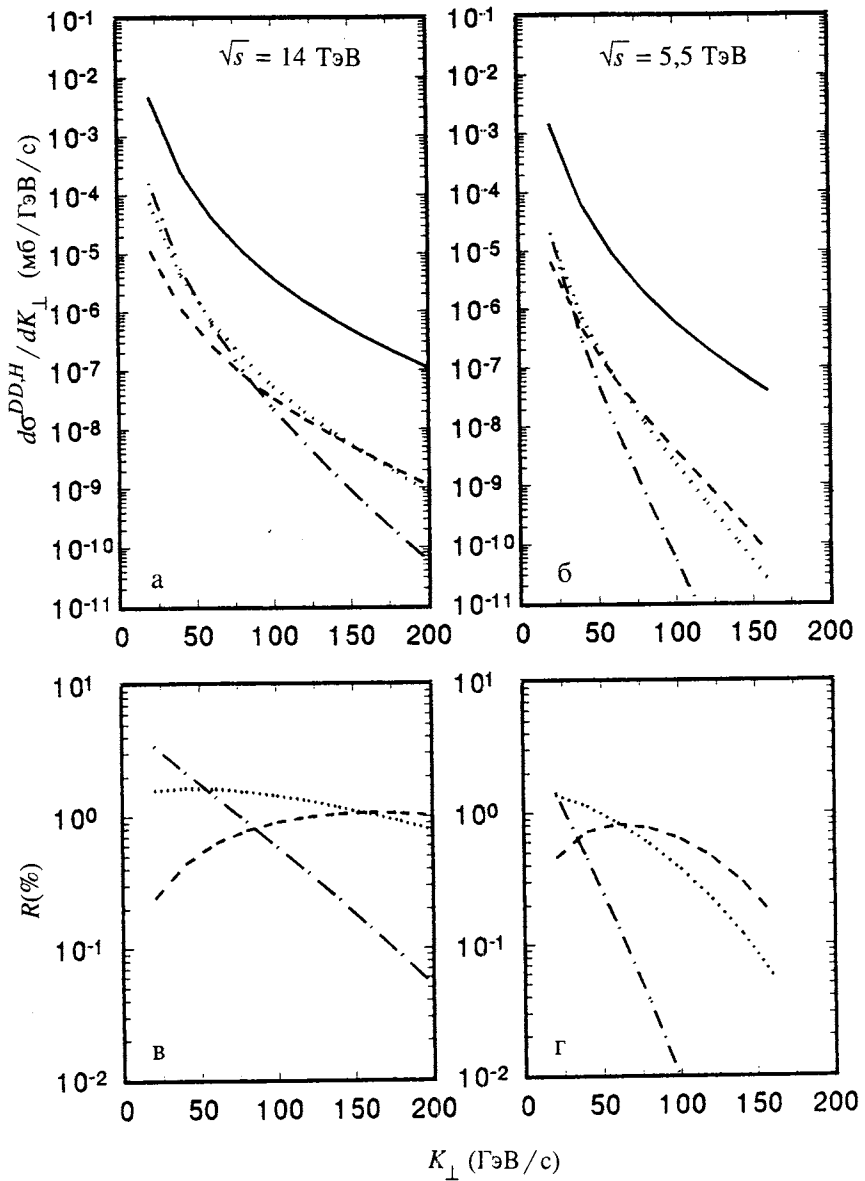


Рис.4. Дифференциальные сечения образования кварк-антикварковой пары $d\sigma^{DP, QCD} / dK_{\perp}$ (а,б) для жесткого и двойного поперонного рассеяния протонов и отношение $R(11)$ (в,г) при $\sqrt{s_0} = 14$ ТэВ (а,в) и $\sqrt{s_0} = 5,5$ ТэВ (б,г) в зависимости от поперечного импульса кварка K_{\perp} . Сечения проинтегрированы по всему интервалу псевдобыстрот. Сплошной кривой показано дифференциальное сечение жесткого (КХД) процесса. Остальные кривые соответствуют двухпоперонному процессу с применением поперонных функций (8)—(10). Обозначения см. на рис.3

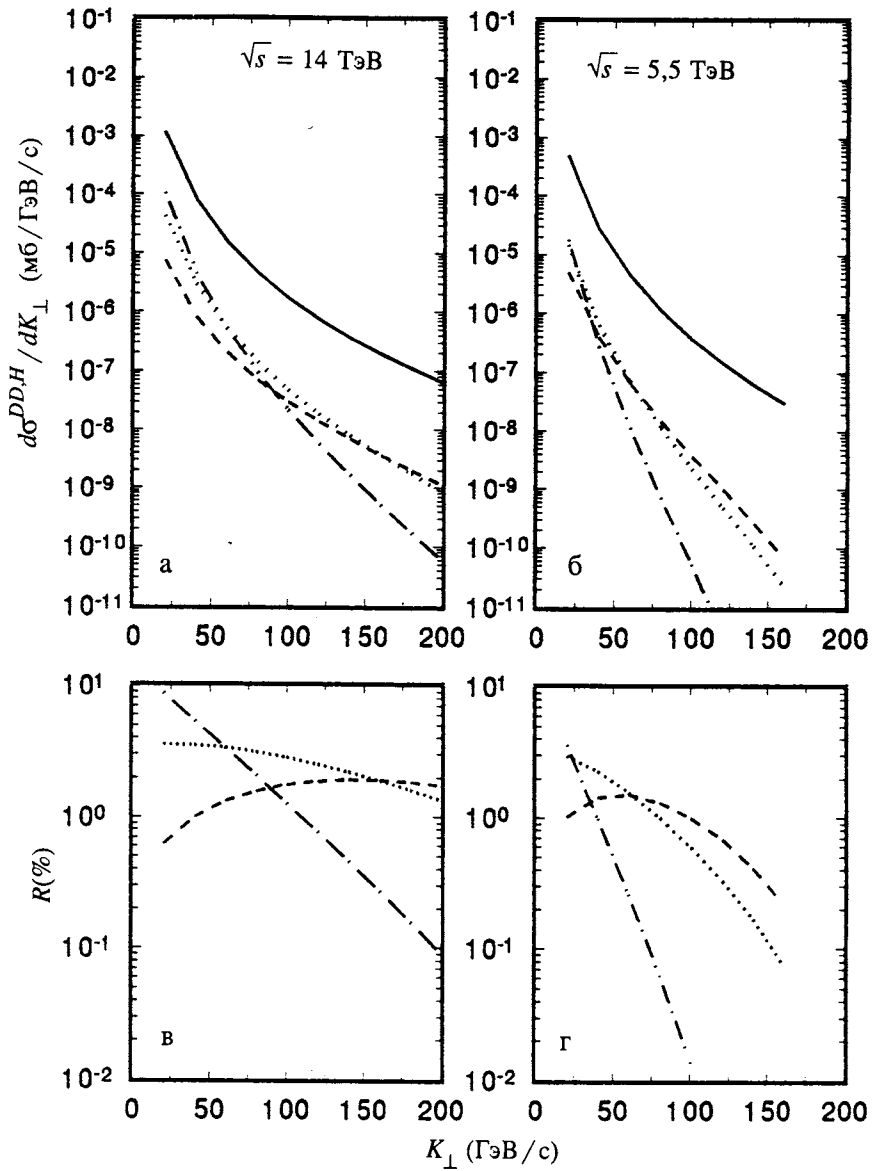


Рис.5. То же, что и на рис.4, но для сечений, проинтегрированных по интервалу псевдобыстроты $|\eta_{\varrho, \bar{\varrho}}| \leq 1,5$ (центральная часть детектора CMS)

интервалу, охватывающему центральную часть детектора CMS — $|\eta_{\varrho, \bar{\varrho}}| \leq 1,5$ (рис.5). Сравнивая оба рисунка, видим, что в области поперечных импульсов $K_{\perp} \leq 50 \text{ GeV}/c$ сечения жесткого процесса уменьшаются в три-четыре раза, в то время как сечения

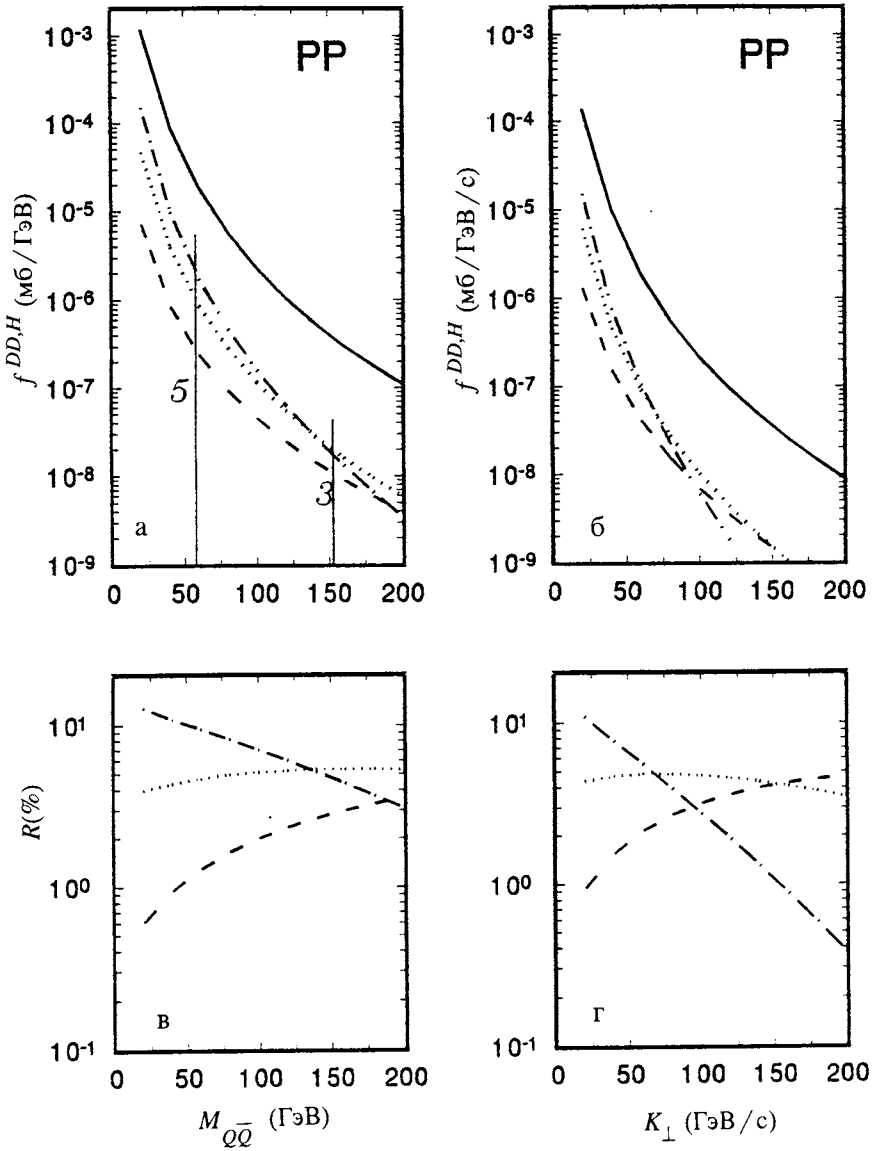


Рис.6. Дифференциальные сечения образования кварк-антикварковой пары и отношения $R(11)$ при $\eta_Q = \eta_{\bar{Q}} = 0$ в зависимости от инвариантной массы пары $M_{Q\bar{Q}}$ (а,в) и поперечного импульса тяжелого кварка K_{\perp} (б,г) в протонных взаимодействиях при $\sqrt{s_0} = 14$ ТэВ. Обозначения те же, что и на рис.4. Вертикальными линиями отмечены верхние пределы по $M_{Q\bar{Q}}$ для $\Delta\eta = 3$ и 5 (см. рис.2)

двухпомеронных процессов уменьшаются лишь на десятки процентов с уменьшением фазового объема по псевдобыстроте. В области же больших поперечных импульсов

($K_{\perp} \leq 80-100$ ГэВ/с) сечения двухпомеронных процессов фактически неизменны, тогда как сечение жесткого процесса падает почти в два раза. Отсюда можно заключить, что дифракционные тяжелые кварк-антикварковые пары рождаются преимущественно в области, охватываемой центральной частью детектора, настроенной на измерение энергии и регистрацию тяжелых кварковых струй. Измерение же энергий и поперечных импульсов кварков с учетом того, что существует однозначная кинематическая связь между размером быстрой щели ($\Delta\eta$) и энергией центральной системы (5), позволит определить дифракционность таких пар.

Из сравнения рис.4,5 следует также, что отношение R (11) возрастает с уменьшением интервала по псевдобыстроте относительно $\eta = 0$ и достигает максимального значения при $\eta_Q = \eta_{\bar{Q}} = 0$. Соответствующие графики дифференциальных сечений и отношений R (11) приведены на рис.6 для протонных взаимодействий, на рис.7,8 — для некогерентных и на рис.9 — для когерентных СаСа- и РбРб-взаимодействий.

Доля дифракционных пар тяжелых кварков в рассмотренной области фазового объема составляет в среднем 2—8% от числа таких пар, образованных в процессе жесткого pp -рассеяния, и $\sim 0,1-0,5\%$ — для некогерентного взаимодействия ядер. При 10-дневной работе коллайдера число событий для $M_{Q\bar{Q}} \sim 100$ ГэВ составит величину порядка $N_p \sim 10^4$ для pp -взаимодействий и $N_{Ca} \sim 10^3-10^4$, $N_{Pb} \sim 10-10^2$ — для некогерентных СаСа- и РбРб-взаимодействий, соответственно. Для когерентного взаимодействия ядер в этой области масс сечения составляют $\sim 10^{-5}-10^{-7}$ мб/ГэВ, что позволит иметь при 10-дневной работе ускорителя до $\sim 10^4$ таких событий. Из рис.9 видно, что дифференциальные сечения для средних и тяжелых ядер практически одинаковы (разница между ними проявляется вблизи порога: при рождении очень тяжелых состояний или очень больших быстрой щелей). Поэтому ядра с $A < 100$ более предпочтительны: их пучки имеют большие светимости, что ведет к большему числу событий. В то же время, применение легких ядер не позволяет заметно отойти от порога некогерентного рождения, что усложнит выделение чисто когерентного вклада в дифракционное сечение.

Рисунки показывают, что сечение при когерентном рассеянии характеризуется более плавным падением с ростом $M_{Q\bar{Q}}$. Вследствие этого, если сечение некогерентного рождения $Q\bar{Q}$ при малых $M_{Q\bar{Q}}$ ($M_{Q\bar{Q}} \leq 50$ ГэВ) больше сечения когерентного, то в области масс $M_{Q\bar{Q}} \sim 100-160$ ГэВ эти сечения сравниваются, а при еще больших $M_{Q\bar{Q}}$ уже сечение когерентного рождения кварковой пары становится больше, чем некогерентного. При этом наиболее сильно это различие наблюдается в модели «мягкого» померона (8). Такое поведение объясняется пороговым падением сечения некогерентного рождения пар с большими $M_{Q\bar{Q}}$. Вовлечение во взаимодействие полной энергии ядра смещает этот порог для когерентного рассеяния в область очень больших инва-

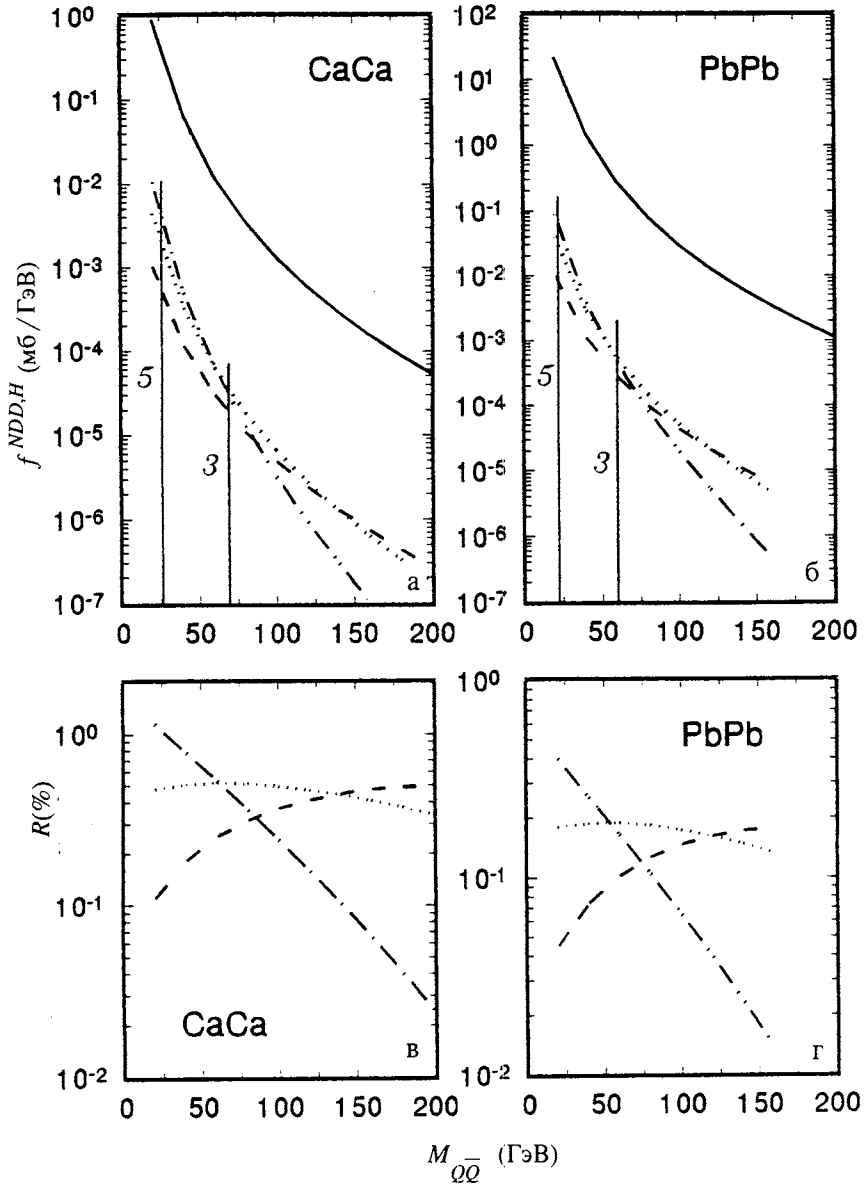


Рис.7. То же, что на рис.6, но для некогерентного рассеяния ионов кальция (а,в) и свинца (б,г) ($\sqrt{s_0} = 6,3$ и $5,5$ ТэВ на нуклон соответственно) в зависимости от инвариантной массы кварковой пары $M_{Q\bar{Q}}$. Вертикальными линиями отмечены верхние пределы по $M_{Q\bar{Q}}$ для $\Delta\eta = 3$ и 5 (см. рис.2)

риантных масс при заданном размере быстрой щели (см. рис.2). Таким образом, можно наблюдать проявление коллективного взаимодействия ядер.

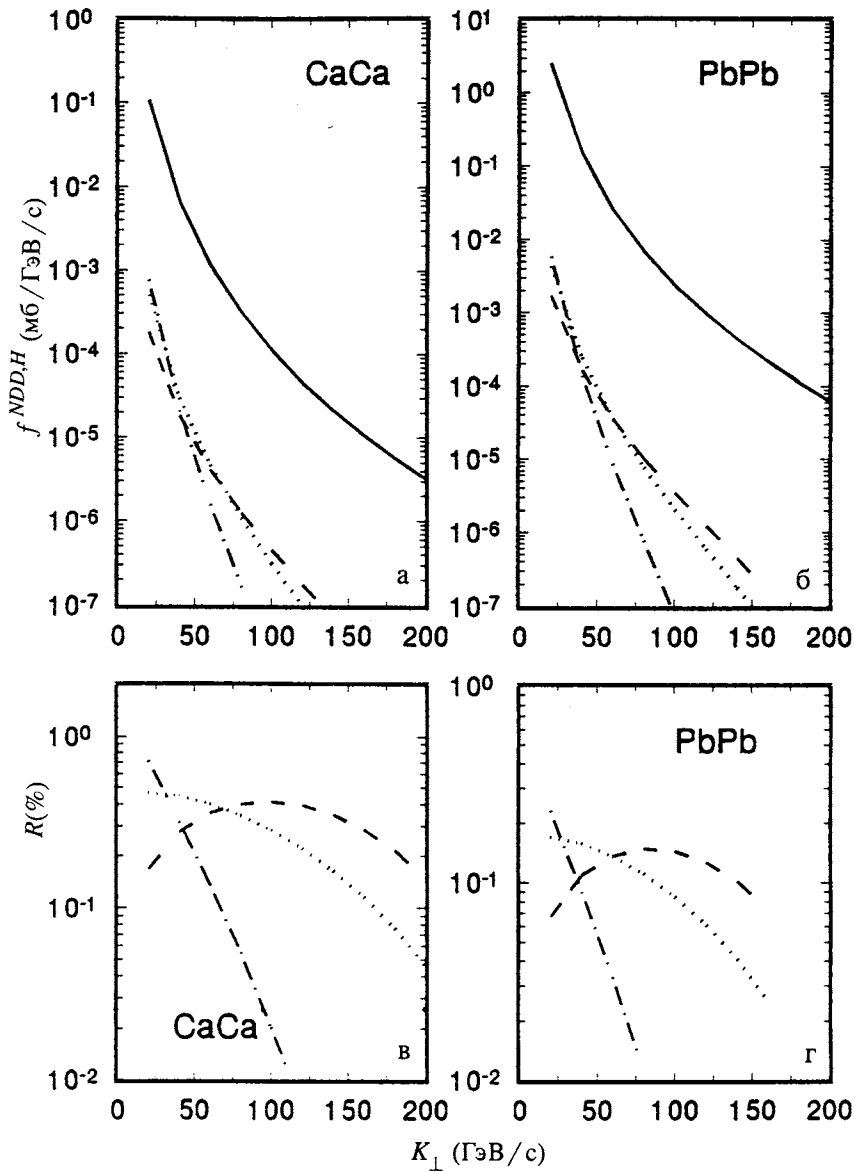


Рис.8. То же, что на рис.7, но в зависимости от поперечного импульса тяжелого кварка

На рис.9 видно также, что при когерентном рассеянии сечения для рассмотренных моделей померона разнятся значительно больше, чем в случае протонных и некогерентных ядерных взаимодействий. Так, это различие составляет два-три порядка для сечений «мягкой» (8) и «жесткой» (10) моделей померона и чуть менее порядка для сечений моделей (8) и (9). При этом эти отношения слабо меняются в рассматриваемой

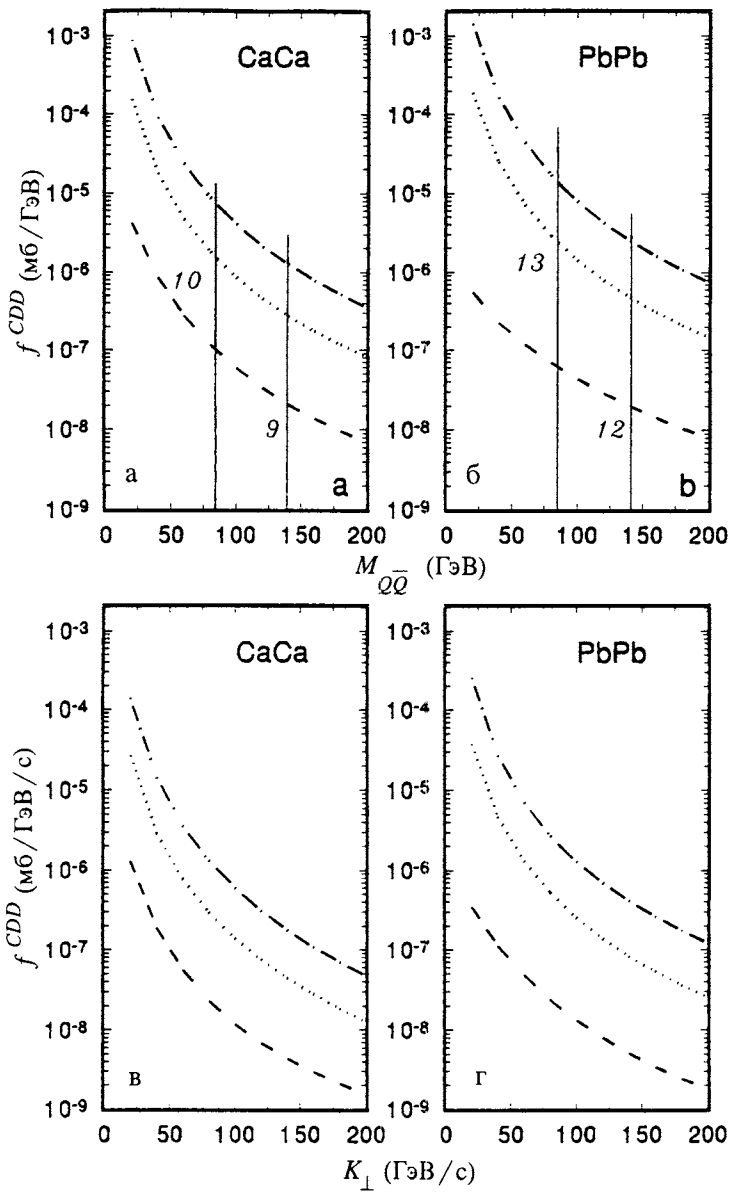


Рис.9. Дифференциальные сечения образования кварк-антикварковой пары в когерентном двухпомеронном рассеянии ионов кальция (а,в) и свинца (б,г) в зависимости от $M_{Q\bar{Q}}$ (а,б) и K_{\perp} (в,г). Обозначения те же, что и на предыдущих рисунках. Вертикальными линиями отмечены верхние пределы по $M_{Q\bar{Q}}$ для $\Delta\eta = 9$ и 10 (CaCa) и для $\Delta\eta = 12$ и 13 (PbPb)

области инвариантных масс ($20 \leq M_{Q\bar{Q}} \leq 200$ ГэВ). Как и ранее, «жесткое» сечение характеризуется более плавным падением, чем более «мягкие». Однако, в отличие от предыдущих случаев, область, в которой дифференциальные сечения для рассмотренных моделей совпадают, лежит в области очень больших инвариантных масс.

Заключение

Можно считать, таким образом, что рассмотренный процесс рождения тяжелой кварк-антикварковой пары может быть использован при изучении дифракционной физики на LHC. Он обеспечивает необходимый минимум (с учетом дополнительных факторов, затрудняющих его выделение), и сверх того событий двойного померонного рассеяния — процесса, который впервые может быть изучен на ускорителе LHC и который, в отличие от одиночных дифракционных процессов, более критичен с точки зрения проверки теоретических предположений и гипотез. Набор минимально необходимой статистики можно провести за очень короткое время работы ускорителя — порядка 10 дней. Одновременно, этот процесс (и тем более одиночное дифракционное рассеяние) является интенсивным источником образования $Q\bar{Q}$ -пар, что необходимо учитывать при изучении физики тяжелых кварков и связанных с ней вопросов.

Изучение процесса (6) определило кинематическую область, в которой надо проводить поиск дифракционных кварковых пар — это интервал инвариантных масс (поперечных импульсов) до (200 ГэВ/с) при близких к нулю или нулевых псевдобыстроотах кварков. При этом измерение энергии центральной системы определяет размер быстрого интервала между краями дифракционных конусов, а наблюдение или ненаблюдение последних при этих условиях указывает на дифракционность или недифракционность рассматриваемой пары.

Литература

1. The LHC Study Group. — CERN AC/93-03, 1993; Fabjan C.W. — CERN-PPE/95-25, 1995.
2. FELIX. A Full Acceptance Detector at the LHC. Letter of Intent. — CERN/LHCC 97-45, 1997; LHCC/110, 1997.
3. Ingelman G., Schlein P. — Phys. Lett., 1985, v.152B, p.256.
4. Donnachie A., Landshoff P.V. — Phys. Lett., 1987, v.191B, p.309; v.198B, p.590; 1992, v.296B, p.227; Nucl. Phys., 1984, v.244B, p.322; 1986, v.267B, p.690.
5. Ingelman G., Janson-Pritz K. — In: Proc. of the «Physics at HERA Workshop», ed. Buchmuller W., Ingelman G. Hamburg, 1992, p.239; Z. Phys., 1993, v.58C, p.285.
6. Collins P.D. — An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, 1977.
7. UA8 Collab., Bonio R. et al. — Phys. Lett., 1988, v.211B, p.239; UA8 Collab., Brandt A. et al. — Phys. Lett., 1992, v.297B, p.417.
8. H1 Collab., Ahmed T. et al. — Phys. Lett., 1995, v.348B, p.681; Nucl. Phys., 1995, v.429B, p.477; v.439B, p.471.

9. ZEUS Collab., Derrick M. et al. — *Phys. Lett.*, 1993, v.315B, p.481; 1994, v.332B, p.228; v.338B, p.483; 1996, v.369B, p.55; *Z. Phys.*, 1995, v.65C, p.379; v.68C, p.569.
10. Schafer A., Nachtmann O., Schopf R. — *Phys. Lett.*, 1990, v.249B, p.331.
11. Boreskov K. et al. — *Phys. Rev.*, 1993, v.47D, p.919.
12. Donnachie A., Landshoff P.V. — *Nucl. Phys.*, 1988, v.303B, p.634.
13. Bjorken J.D. — *Int. Jour. Mod. Phys.*, 1992, v.7A, p.4189.
14. CDF Collab., Abe F. et al. — *Phys. Rev.*, 1994, v.50D, p.5535; *Phys. Rev. Lett.*, 1992, v.69, p.3704; 1995, v.74, p.855.
15. DO Collab., Abachi S. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1994, v.72, p.2332; 1996, v.76, p.734.
16. Dokshitzer Y., Khoze V., Troyan S. — In: *Physics in Collision VI, Proc. of the International Conference, Chicago, Illinois, 1986*, ed. by Derrick M., (World Scientific, Singapore, 1987), p.365; *ЯФ*, 1987, т.46, с.1220.
17. Bjorken J.D. — *Phys. Rev.*, 1993, v.47D, p.101.
18. Collins J.C. — 1997, HEP-PH/9705393.
19. CMS Collab., Della Negra M. et al. — CERN/LHCC 94-38; LHCC/P1, 1994.
20. CDF Collab., Abe F. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1997, v.78, p.2698.
21. CDF Collab., Abe F. et al. — *Phys. Rev. Lett.*, 1997, v.79, p.2636.
22. Kunst Z., Stirling W.J. — *Workshop on HERA Physics, Durham, 1995*; DTP/96/71; ETH-TH/96-27; HEP-PH/9609245.
23. Agababyan N.M., Chatrchyan S.A., Galoyan A.S. et al. — JINR E2-98-136, 1998; NUCI-TH/9807019.
24. Brandt D., Eggert K., Morsch A. — CERN AT/94-05 (DI), CERN SL/94-04 (AP), LHC Note 264, 1994.
25. Owens J.F. — *Phys. Lett.*, 1991, v.266B, p.126.