

УДК 539.12

## ПАРТОННАЯ СТРУКТУРА ПОМЕРОНА В ПРОЦЕССЕ ЖЕСТКОГО ОДНОПОМЕРОННОГО ОБМЕНА С РОЖДЕНИЕМ $\mu^+\mu^-$ ПАР НА УСТАНОВКЕ CMS (LHC)

А.М. СИРУНЯН, А.Р. ТУМАСЯН, В.А. ХАЧАТРЯН, С.А. ЧАТРЧЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна, Армения

(Поступила в редакцию 2 марта 2010 г.)

Исследовано рождение  $\mu^+\mu^-$  пары в процессе жесткого однопомеронного обмена протонов на установке CMS в диапазоне энергий ускорителя LHC  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ. Описан метод оценки вклада валентных кварк-антикварковых партонных в помероне. Выполнены расчеты вклада кварк-антикварковой компоненты партонной структуры померона и проведено сравнение с партонными распределениями, предложенными коллаборацией H1 (DESY). Оценки показывают, что вклад валентных кварков и антикварков в партонное распределение померона не превосходит 5%. Выполнена также реконструкция изучаемых событий жесткого однопомеронного обмена с использованием пакета CMSSW. Показано, что описанный метод оценки партонных вкладов в померонную структуру может быть применен на установке CMS с первого же дня работы ускорителя.

### 1. Введение

Предложенная впервые И.Я. Померанчуком в 1958 г. гипотеза померона использовалась для объяснения поведения полного поперечного сечения адрон-адронных взаимодействий в пределе высоких энергий [1]. Свое дальнейшее развитие эта гипотеза нашла в теории Редже, в которой померон – это "бесцветный" сильно-взаимодействующий объект с квантовыми числами вакуума, которому соответствует траектория  $\alpha_{\text{Pom}}(t) = \alpha_{\text{Pom}}(0) + \alpha' t$ , где  $\alpha_{\text{Pom}}(0) \approx 1$ ,  $\alpha' \approx 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ , а  $t$  – квадрат переданного импульса [2].

В 1985 г. Г.Ингелман и П.Шлейн выдвинули предположение о наличии у померона внутренней, "партонной" структуры [3]. Последующие эксперименты в области физики элементарных частиц при высоких энергиях [4–8] подтвердили справедливость такого предположения. Помимо гипотезы о наличии у померона партонной структуры, был также предложен вид самой структурной функции  $F_2^D$ :

$$F_2^D(\xi, t, z, Q^2) = F_{\text{Pom}/p}(\xi, t) \otimes P_{g/\text{Pom}}(z, Q^2),$$

т.е. структурная функция померона может быть представлена в виде произведения функции распределения партонных в помероне  $P_{g/\text{Pom}}(z, Q^2)$  на фактор  $F_{\text{Pom}/p}(\xi, t)$  – гипотеза жесткой факторизации [9,10]. Необходимо

отметить, что существует большое число работ, в которых гипотеза жесткой факторизации померонной структурной функции подвергается критическому анализу (см., например, [11]), но даже в этом случае эффект от нарушения факторизации может быть достаточно мал при рассматриваемых энергиях [12].

На сегодняшний день нет однозначного мнения о партонной структуре померона, аналогичного тому, какое имеется о структуре мезонов или барионов. Предположение о том, что померон состоит из мягких (морских) и жестких (валентных) партонов (кварков, антикварков и глюонов) нуждается в дальнейшем уточнении партонного состава и вклада отдельных компонент. Очевидно, что в зависимости от состава партонов и их вклада в померонную структурную функцию поперечное сечение одного и того же процесса, идущего через померонный обмен, будет разным.

С целью изучения партонной структуры померона был выбран процесс рождения мюон-антимюонной пары при жестком однопомеронном обмене (ОПО) протонов. Характерная структура события с жестким ОПО показана на рис.1. Дифракционно рассеянный протон (или продукты дифракционной диссоциации протона) занимает узкую область фазового пространства, слегка отклоняясь от первоначального направления движения и формируя дифракционный конус, в котором выделяется не менее 90% начальной энергии протона. Продукты жесткого взаимодействия померона со вторым протоном оказываются отделенными от дифракционного конуса интервалом в пространстве псевдобыстрот, в котором нет или же крайне мало присутствие адронов – так называемая "быстротная щель" (RG). Существование таких областей обусловлено обменом "бесцветными" объектами (фотоном,  $W^-$ ,  $Z$ -бозонами и, в частности, помероном [13]). Условием, при котором происходит жесткое дифракционное взаимодействие, является требование, чтобы продольный импульс протона после рассеяния составлял не менее 90% от начального, т.е.  $x_F \geq 0.9$ , где  $x_F$  – фейнмановская переменная. Ожидаемая при энергиях LHC доля событий ОПО протонов оценивается в ~10–15% от полного числа событий (см. [14,15]).

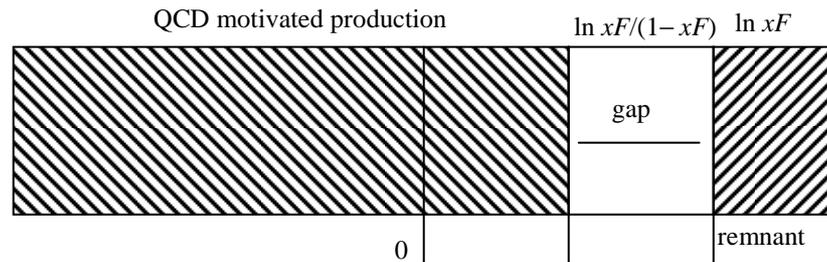


Рис.1. Типичная структура процесса жесткого однопомеронного обмена.

В настоящей работе исследуется распределение партонов в помероне  $P_{g/Pom}(z, Q^2)$  на примере рождения  $\mu^+\mu^-$  пары в процессе жесткого

однопомеронного обмена протонов при энергиях ускорителя LHC ( $\sqrt{s} = 7$  и  $14$  ТэВ). Делается упор на возможность экспериментального исследования партонных распределений на установке CMS. Достоинством этого процесса является тот факт, что он может быть изучен (набор статистики), начиная с первых дней функционирования ускорителя LHC и установки CMS.

## 2. Рождение мюон-антимюонной пары в ОПО

В работе исследована партонная структура померона, в частности, кварк-антикварковый вклад в нее на установке CMS. С этой целью рассмотрено образование  $\mu^+\mu^-$  пары в процессе жесткого однопомеронного рассеяния протонов:

$$p + p \rightarrow p + \gamma/Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- + X. \quad (1)$$

В нулевом порядке по  $\alpha_s$  такой процесс происходит исключительно от взаимодействия кварка с антикварком (см. рис.2). Этот процесс имеет ясную и достаточно простую сигнатуру (как и любой квантово-электродинамический процесс) и отработанную методику разрешения проблем, связанных с отношением сигнал/фон.

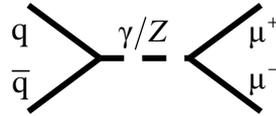


Рис.2. Фейнмановская диаграмма, описывающая процесс рождения пары  $\mu^+\mu^-$  в нулевом порядке по  $\alpha_s$ .

Характерными чертами процесса ОПО по сравнению с изученным ранее процессом жесткого двухпомеронного обмена (ОДО) [16] являются: 1) более высокая по сравнению с ОДО энергия взаимодействия в центральной области быстрое, 2) "линейная" зависимость сечения взаимодействия от "померонной структурной функции", 3) ОПО событие полностью охватывается комплексом установок CMS + CASTOR + TOTEM/ZDC.

### 2.1. Функции партонных распределений

По аналогии с работой [16] представим партонную функцию померона в виде суперпозиции двух "затравочных" функций: "валентной" и "морской". Определение "затравочных" функций достаточно условно и следует из наиболее общих положений, накладываемых на функции партонных распределений. Так, типичная "валентная" затравочная функция должна иметь вид  $zP_{\text{hard}}(z) = z(1-z)$ , который обеспечивает обнуление функции при  $z \rightarrow 1$ , а также пренебрежимо малый вклад в области "морских" партонных (т.е. в области  $z \rightarrow 0$ ). Аналогичным образом, "затравочное" "морское" распределение должно иметь вид  $zP_{\text{soft}}(z) = z^{-1}(1-z)$ , чтобы демонстрировать противоположное

"валентному" поведение (т.е. рост вклада в области малых  $z$  и его падение при приближении к валентной области), при этом также обеспечивая обнуление функции при  $z \rightarrow 1$ .

Исходя из этих предположений, нами были выбраны следующие "затравочные" партонные функции:

$$zP_{\text{hard}}(z, Q_0^2) = N_h z(1-z) \quad (2)$$

– жесткая ("валентная") и

$$zP_{\text{soft}}(z, Q_0^2) = N_s / z^{0.01} (1-z)^{10} (1-2z^{0.5})^2 \quad (3)$$

– мягкая ("морская"). Здесь  $Q_0^2 = 2 \text{ ГэВ}^2$ ,  $N_h$  и  $N_s$  – нормировочные константы. Выбор этих распределений не является уникальным и в первую очередь обусловлен желанием разделить "морскую" и "валентную" области по  $z$ . В данном случае пограничная область лежит в области  $z = 0.1$ , что приблизительно соответствует условию рождения  $Z^0$ -бозона на массовой поверхности.

Нормировочные константы в (2) и (3) определяются из условия ограничения, накладываемого на полный вклад кварк-антикварковой компоненты в импульс померона:

$$N_d \int_0^1 zP_d(z, Q_0^2) = A_d, \quad (4)$$

где  $d = s, h$  для мягкого и жесткого распределений, соответственно (о величине  $A_d$  см. далее).

Беря за основу "затравочные" функции, далее можно определить наборы исследуемых партонных распределений (см. табл.1).

Табл.1. Наборы функций партонных распределений в помероне  $zP(z, Q_0^2)$ . Здесь  $P = G, S, C, B, T$  обозначают кварковые ароматы. Предполагается также, что кварковые и антикварковые распределения совпадают.

Партон	Набор 1	Набор 2	Набор 3
$zU(z, Q_0^2)$	$P_{\text{soft}}$	$P_{\text{hard}}$	$P_{\text{hard}} + P_{\text{soft}}$
$zD(z, Q_0^2)$	$P_{\text{soft}}$	$P_{\text{hard}}$	$P_{\text{hard}} + P_{\text{soft}}$
$zP(z, Q_0^2)$	0	0	0

В табл.1  $U$  и  $D$  обозначают соответствующие кварковые ароматы. Распределения для антикварков совпадают с соответствующими кварковыми.  $P$  обозначает  $G, S, C, B, T$  кварки-партоны.

При расчетах были использованы также протонные партонные распределения, взятые из [17]. Из-за имеющейся неопределенности в партонных распределениях протонов при малых  $x$  был выбран набор партонных распределений протонов с усредненным поведением СТЕQ 5M [17].

## 2.2. Генерация события ОПО

Наборы 1–3 партонных распределений в помероне совместно с набором STEQ 5M протонных распределений были использованы при генерации 50000 событий образования  $\mu^+\mu^-$  пар в процессе ОПО протонов (1) при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ. Сама генерация событий проводилась с помощью связки Монте-Карло генераторов POMWIG 2.0 beta [18] и HERWIG 6.510 [19]. С целью имитации экспериментальных данных были рассмотрены также партонные распределения померона, предложенные коллаборацией H1 ("H1 2006 A" [20]). В табл.2 приведены значения полных поперечных сечений процесса (1), полученные для наборов 1–3 и "H1 2006 A".

Табл.2. Полные поперечные сечения процесса (1), полученные для параметризаций 1–3 партонных распределений (см. табл.1) (нормировочные константы  $N_d = 1$ ) и для распределения "H1 2006 A" при энергиях LHC.

Набор	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (пб), 7 ТэВ	$\sigma \pm \Delta\sigma$ (пб), 14 ТэВ
Набор 1 (мягкое)	$1364 \pm 0.4$	$2949 \pm 8$
Набор 2 (жесткое)	$1416 \pm 0.8$	$2610 \pm 5$
Набор 3 (суперпоз.)	$2771 \pm 3.7$	$5573 \pm 10$
H1 2006 A	$310 \pm 0.05$	$606.7 \pm 1$

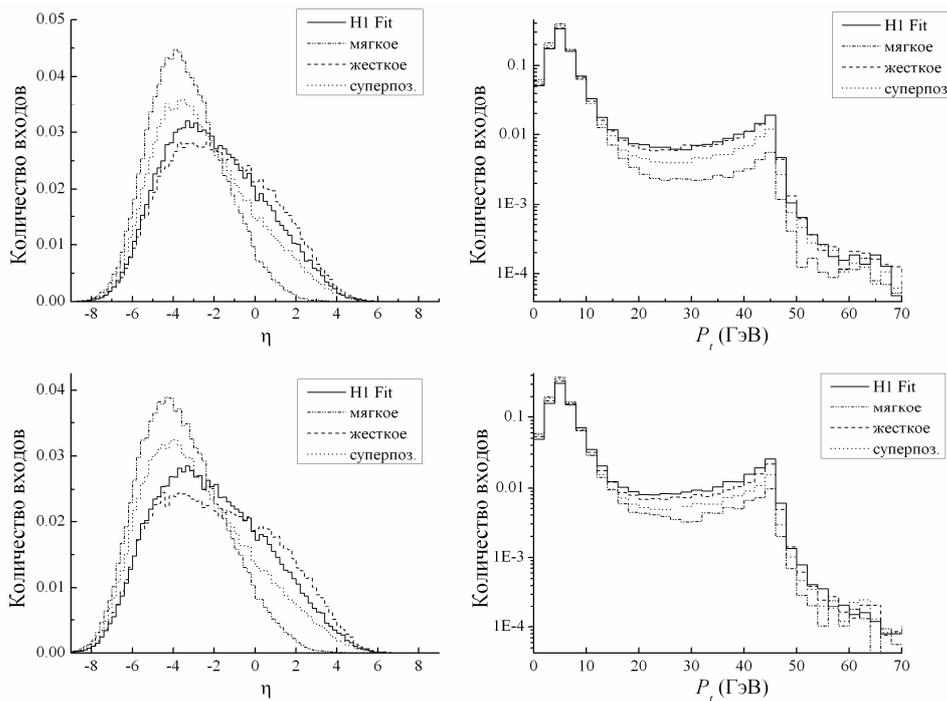


Рис.3. Распределения по поперечному импульсу  $p_t$  и псевдобыстроте  $\eta$  сгенерированных в процессе (1) мюонов и антимюонов с использованием наборов 1–3 и "H1 2006 A" параметризаций партонных

распределений в помероне, при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  (сверху) и 14 ТэВ (снизу).

В расчетах полных поперечных сечений использовалось  $N_d = 1$  ( $N_d$  – нормировочные константы в (2) и (3),  $d = s, h$ ).

На рис.3 приведены распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте мюонов и антимюонов, рожденных в процессе (1), полученные для рассматриваемых партонных распределений при  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ.

Сравнение распределений по  $\eta$  и  $p_t$  для различных энергий взаимодействия, доступных на ускорителе LHC ( $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ) не выявило сколько-нибудь заметной зависимости этих распределений от энергии взаимодействия. Это позволяет надеяться на то, что процесс (1) может быть изучен, начиная с первых дней функционирования ускорителя и детекторов вне зависимости от энергии протонных пучков. Из полученных распределений также видно, что все продукты процесса (1) лежат в области, охватываемой связкой детекторов CMS/CASTOR/ZDC(TOTEM), что заметно улучшает условия регистрации всего события.

Из сравнения кривых на рис.3 видно, что распределения, содержащие жесткие кварки и антикварки, согласуются с полученными экспериментальным путем распределениями ("Н1 2006 А"). Заметим, что рождение мюон-антимюонных пар на массовой поверхности Z-бозонов наиболее чувствительно к "валентным" распределениям. Основной вклад в этом случае идет из области  $1 \geq z \geq z_{\min} = M_Z / \sqrt{s_{\text{Pom}}} \approx 0.065$ . Поэтому можно утверждать, что жесткая кварк-антикварковая компонента имеет заметный вклад в померонную структуру, а сам померон имеет схожее с мезонами внутреннее строение.

### 2.3. Кварк-антикварковый вклад в партонную структуру померона

Определим нормировочные константы  $N_{h,s}$  в (4). С этой целью приравняем поочередно полные поперечные сечения, полученные для наборов 1–3 к полному сечению, полученному для "Н1 2006 А" (см. табл.2). Поскольку рассматривается процесс однопомеронного обмена, то все эти сечения будут пропорциональны нормировочным константам  $N_{h,s}$ . Тогда имеем

$$N_i \sigma_{\text{Set } i} = \sigma_{\text{Н1 2006 А}}, \quad (5)$$

где  $i = 1, 2, 3$ . Из условия (5) можно получить значения нормировочных констант  $N_{d,i}$ . Далее, интегрируя функцию (4), можно вычислить значения  $A_d$ , которые и определяют вклад партонной компоненты в структуру померона.

Как было отмечено выше, набор 2 наиболее близко описывает "экспериментальные" данные. Для него мы получаем  $A_h \sim 4\text{--}5\%$ , т.е. вклад валентной кварковой (антикварковой) компоненты в партонную структуру померона составляет приблизительно 5%. Этот вывод согласуется с предыдущими результатами (см. [16]) и мезоноподобным представлением о структуре померона [21].

Интересен тот факт, что значение нормировочной константы  $N_h \sim 0.23$  очень близко к значению 0.25, которое может быть получено в пределе киральной симметрии, предполагая вклад от двух кварковых ароматов. Следует также отметить, что полученные результаты не зависят от выбора партонных распределений в протоне.

### 3. Реконструкция событий с помощью CMSSW

Для реконструкции нас будут интересовать только мюонные пары, рожденные от  $\gamma/Z$ . Для идентификации дифракционного процесса расположение быстрой щели выбрано за пределами установки CASTOR. При этом CASTOR вместе с ZDC (калориметр нулевого угла) достаточны для достоверной индикации отсутствия вторичных частиц внутри щели. Мюонная система установки CMS распределена между двумя основными частями: "баррельной" ( $|\eta| < 1.5$ ) и "торцевой" ( $1.5 < |\eta| < 2.4$ ). В баррельной области, где поток частиц мал, установлены дрейфовые камеры (DT), а в области больших псевдобыстрот – катодно-стриповые камеры (CSC). Совместная работа дрейфовых и стриповых камер обеспечивает высокоточные измерения для оффлайн-реконструкции и оба этих детектора включены в состав триггера первого уровня (Level-1 Trigger system). Используются также плоско-параллельные резистивные камеры (RPC), покрывающие области  $|\eta| < 2.1$  (обе – баррельные и торцевые), что обеспечивает дополнительный L1 триггер (детальное описание детектора дано в работе [22]).

Для моделирования и изучения детектора CMS был разработан программный пакет CMSSW [23]. Он включает программы моделирования событий в CMS и инструменты реконструкции и анализа, позволяя в CMS эксперименте рассмотреть возможность анализа кварк-антикварк партонного распределения.

Для генерации процесса (1), моделирования геометрии детектора, материалов, прохождения частиц внутри детектора, реконструкции событий и анализа данных использовалась версия пакета CMSSW 2.2.9.

В анализах использовались так называемые "глобальные" мюоны/антимюоны, которые рождались в процессе (1) и реконструировались с помощью CMSSW. Определение "глобальных" мюонов и их характеристик дано в [24]. При реконструкции "глобальных" мюонов учитываются также зарегистрированные координаты в трекаре. Начиная с реконструированных мюонов в мюонных камерах, траектория экстраполируется от внутренней мюонной станции до поверхности трекара, учитывая энергетические потери и эффекты многократного рассеяния в материалах субдетекторов. Из-за ограниченной области псевдобыстрот, покрываемой трекаром и мюонными системами, регистрируются лишь мюоны с  $|\eta| < 2.5$ .

После процедуры "глобальной" реконструкции мюонов мы ищем события с двумя реконструированными частицами (мюоном и антимюоном) с одновременной проверкой их вершины, с тем, чтобы удостовериться, что эти частицы образованы от  $\gamma/Z$ . На рис.4 представлены распределения

реконструированных мюонов и антимюонов по  $\eta$  и  $p_t$  при  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ. Эффективность реконструкции мюонов и антимюонов составляет в среднем  $\sim 0.45\text{--}0.6$ .

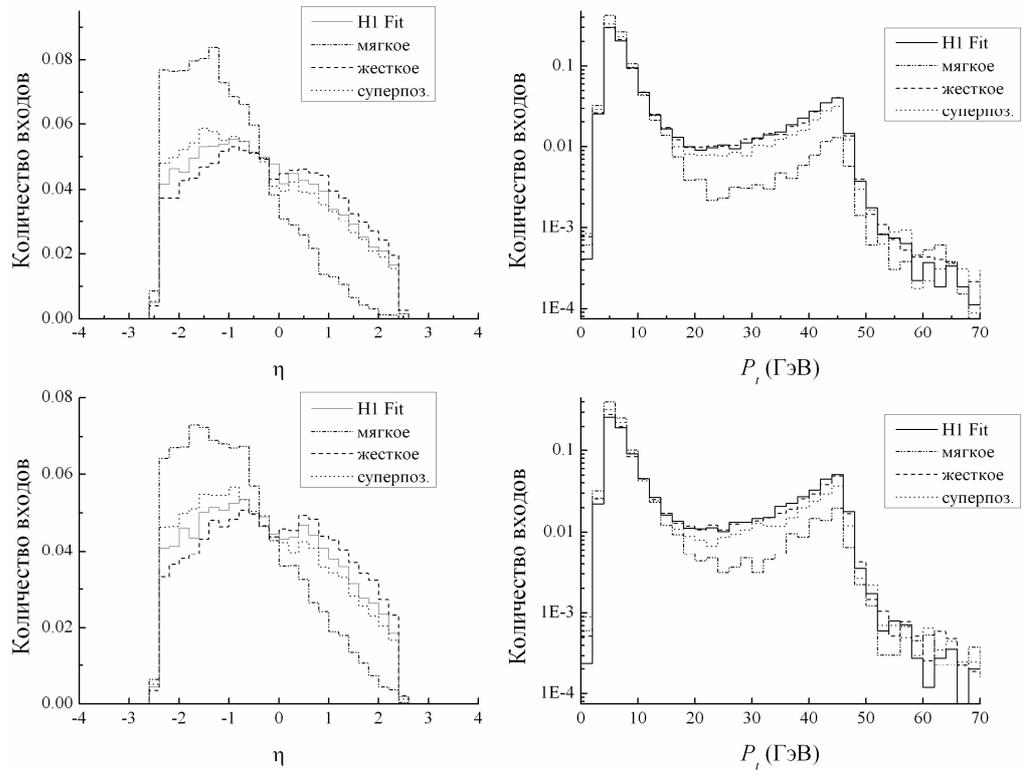


Рис.4. Распределения по поперечному импульсу  $p_t$  и псевдобыстроте  $\eta$  реконструированных в процессе (1) мюонов и антимюонов с использованием наборов 1-3 и "Н1 2006 А" параметризаций партонных распределений в помероне, при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  (сверху) и 14 ТэВ (снизу).

Инвариантная масса мюонной пары восстанавливалась на основе событий, в которых обе частицы  $\mu^+$  и  $\mu^-$  реконструировались с наложением дополнительного условия наличия общей вершины.

На рис.5 показаны распределения сгенерированных и реконструированных мюонных пар по инвариантной массе для рассмотренных наборов 1–3 параметризаций партонных распределений при энергиях взаимодействия  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ. Оценим отношение числа событий в двух областях инвариантных масс мюонной пары – 70–120 ГэВ (область  $M_Z$ ) к 10–120 ГэВ ( $M_{inv}$ ):

$$R = M_Z / M_{inv} . \quad (6)$$

Фактически, отношение  $R$  показывает вклад валентных кварков (антикварков) в партонное распределение померона. Значения  $R$  для всех наборов распределений и энергий взаимодействия приведены в табл.3.

Можно видеть, что отношение  $R$  для партонного набора 2 наиболее близко к "экспериментальному" "H1 2006 A". Такое же заключение можно сделать и после реконструкции (ср. колонки gen и geso в табл.3). Это означает, что

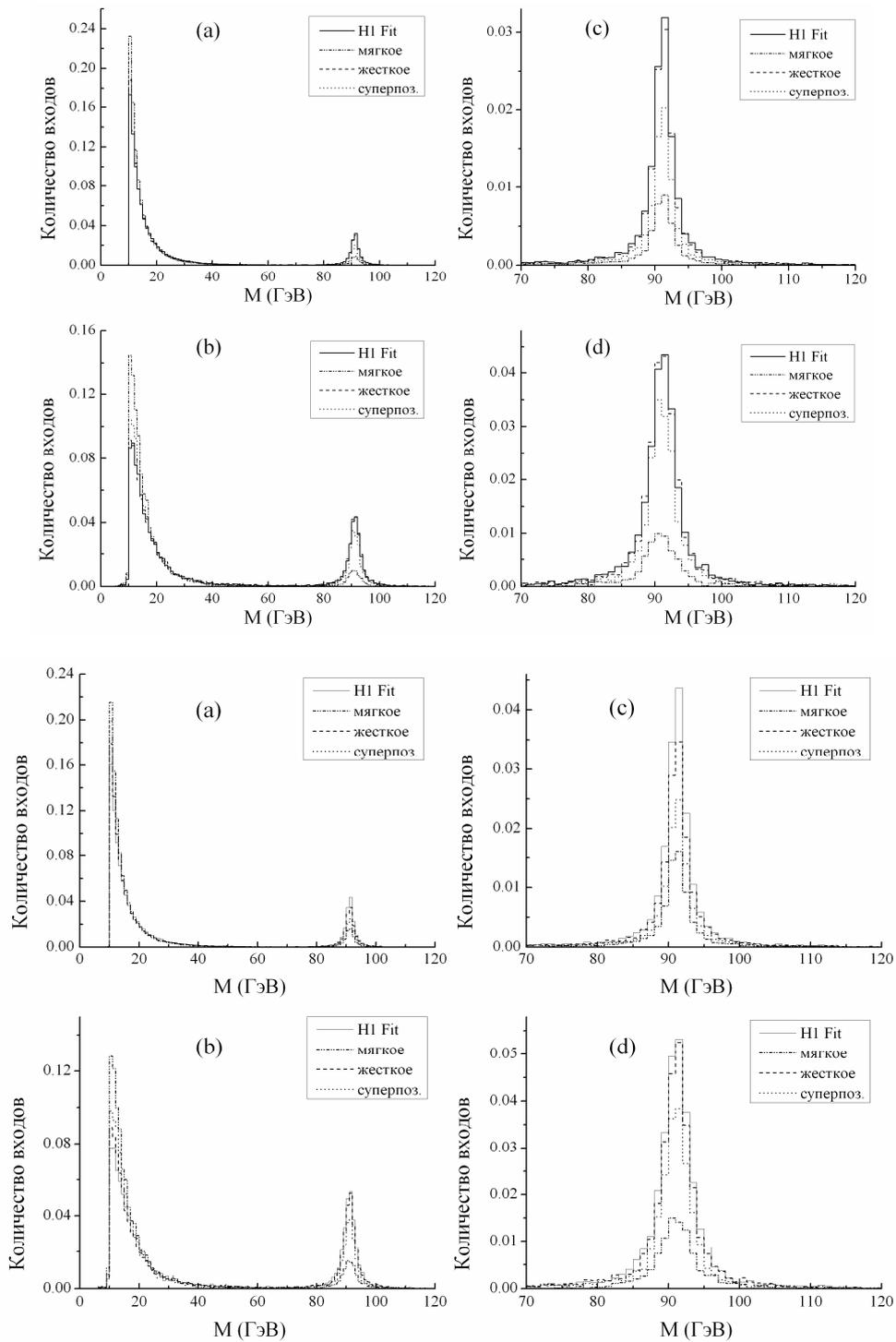


Рис.5. Распределения инвариантных масс мюон-антимюонных пар в интервалах масс  $10 < M_{inv} < 120$  ГэВ и  $70 < M_{inv} < 120$  ГэВ для сгенерированных (а), (с) и реконструированных (б), (д) событий, соответственно, при  $\sqrt{s} = 7$  (вверху) и 14 ТэВ (внизу).

Табл.3. Отношение числа событий, определенных в двух различных областях инвариантных масс ( $\delta$ ) для рассмотренных наборов 1–3 партонных распределений померонов и для распределения "Н1 2006 А" при  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ.

Набор	7 ТэВ		14 ТэВ	
	$R_{gen}$	$R_{reco}$	$R_{gen}$	$R_{reco}$
Набор 1 (мягкое)	4.3%	6.7%	7.0%	10.0%
Набор 2 (жесткое)	13.0%	25.0%	15.0%	28.85%
Набор 3 (суперпоз.)	8.6%	20.0%	11.0%	21.8%
Н1 2006 А	13.0%	25.0%	18.0%	31.0%

регистрация событий на установке не нарушает соотношения между "зарегистрированными" и "потерянными" событиями. Поэтому даже простой счет числа событий в указанных интервалах инвариантных масс мюон-антимюонных пар достаточен для определения присутствия валентной кварковой (антикварковой) компоненты в структуре померона.

#### 4. Заключение

На основе процесса рождения мюон-антимюонных пар в однопомеронном рассеянии протонов (1) при энергиях ускорителя ЛHC  $\sqrt{s} = 7$  и 14 ТэВ оценен вклад кварков (антикварков) в партонную структуру померона. В нулевом порядке по  $\alpha_s$  такой процесс чувствителен исключительно к кварк-антикварковому партонному составу. Расчеты проведены путем разбиения области определения функции партонных распределений на две части с доминирующими вкладами от жестких (валентных) и мягких (морских) партонов [25]. Экспериментальные данные смоделированы с помощью партонных распределений, предложенных коллаборацией Н1 (распределение "Н1 2006 set А" [20]).

Показано, что померон содержит в себе жесткую кварковую (антикварковую) партонную составляющую, вклад которой оценен в  $\sim 5\%$ . Этот результат совпадает с полученными ранее оценками [25] и не противоречит результатам, полученным в [20]. Это позволяет сделать заключение о мезоноподобной структуре померона.

Показано также, что распределения по поперечному импульсу  $p_t$  и псевдобыстроте  $\eta$  не проявляют сколь-нибудь заметной зависимости от энергии взаимодействия (по крайней мере, в интервале энергий, доступных на ЛHC).

Поэтому предложенный процесс может быть исследован с первых же дней работы LHC.

Таким образом, выполнена реконструкция  $\mu^+\mu^-$  пар, образованных в процессе (1). Оценены эффективности реконструкции по  $p_t$  и  $\eta$ , которые составляют  $\sim 0.45\text{--}0.6$ . Получено, что поведение распределений по  $p_t$ ,  $\eta$  и инвариантной массе пары совпадают для сгенерированных и реконструированных событий. Анализ этих распределений в установке CMS достаточен для определения присутствия валентной кварковой компоненты в структуре померона.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **I.Y.Pomeranchuk.** Sov. Phys. JETP, **7**, 499 (1958).
2. **P.D.B.Collins.** Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge University Press, 1977.
3. **G.Ingelman, P.Schlein.** Phys. Lett. B, **152**, 256 (1985).
4. UA8 Collab., R.Bonio et al. Phys. Lett. B, **211**, 239 (1988). UA8 Collab., **A.Brandt et al.** Phys. Lett. B, **297**, 417 (1992).
5. H1 Collab., **T.Ahmed et al.** Phys. Lett. B, **348**, 681 (1995); Nucl. Phys. B, **429**, 477 (1995); Nucl. Phys. B, **439**, 471 (1995).
6. ZEUS Collab., **M.Derrick et al.** Phys. Lett. B, **315**, 481 (1993); Phys. Lett. B, **332**, 228 (1994); Phys. Lett. B, **338**, 483 (1994); Phys. Lett. B, **369**, 55 (1996); Z. Phys. C, **65**, 379 (1995); Z. Phys. C, **68**, 569 (1995).
7. CDF Collaboration. Phys. Rev. D, **50**, 5535 (1994); Phys. Rev. Lett., **69**, 3704 (1992); **74**, 855 (1995). CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., **78**, 2698 (1997); CDF Collaboration. Phys. Rev. Lett., **79**, 2636 (1997).
8. D0 Collaboration. Phys. Rev. Lett., **72**, 2332 (1994); **76**, 734 (1996).
9. **A.Donnachie, P.V.Landshoff.** Phys. Lett. B, **191**, 309 (1987); Phys. Lett. B, **198**, 590 (1987); Phys. Lett. B, **296**, 227 (1992); Nucl. Phys. B, **244**, 322 (1984); Nucl. Phys. B, **267**, 690 (1986).
10. **G.Ingelman K.Janson-Pritz.** In Proc. of the "Physics at HERA Workshop", ed. W.Buchmuller and G.Ingelman, Hamburg, 1992, p.239; Z. Phys. C, **58**, 285 (1993).
11. **A.Berera, D.E.Soper.** "Behavior of diffractive parton distribution function", Preprint Pennsylvania State University, PSU/TH/163, 1996; **A.Berera.** "Jet production cross section with double Pomeron exchange", HEP-PH/9705283, 1997.
12. **Z.Kunszt, W.J.Stirling.** "The Parton Interpretation of Hard Diffractive Scattering", presented at the Workshop on HERA Physics, Durham, 1995; "Hard Diffractive Scattering: Partons and QCD", Preprint DTP/96/71; ETH-TH/96-27; HEP-PH/9609245.
13. **Y.Dokshitzer, V.Khoze, S.Troyan.** In Physics in Collision VI, Proceedings, Chicago, Illinois, 1986, ed. by M.Derrick, World Scientific, Singapore, 1987, p.365; Yad. Fiz., **46**, 1220 (1987).
14. **J.D.Bjorken.** Int. J. Mod. Phys. A, **7**, 4189 (1992).
15. **A.Donnachie, P.Landshoff.** Nucl. Phys. B, **303**, 634 (1988).
16. **S.Chatrchyan, G.Hmayakyan, V.Khachatryan, A.Sirunyan.** Armenian Journal of Physics, **1**, 270 (2008).
17. **H.Plothow-Besch.** "PDFLIB. Proton, pion and photon parton density functions, Parton density functions of the nucleus and  $\alpha_s$  calculations. User manual, ver.8.04" - W5051 PDFLIB, CERN-ETT/TT 2000.04.17, CERN, Geneva, 2000.
18. **B.E.Cox, J.R.Forshaw.** Comput. Phys. Commun., **144**, 104 (2002); hep-ph/0312273v1; (см. <http://www.pomwig.com/>).

19. **G.Marchesini, B.R.Webber, G.Abbiendi, I.G.Knowles, M.H.Seymour and L.Stanco.** Computer Phys. Commun., **67**, 465 (1992); **G.Corcella, I.G.Knowles, G.Marchesini, S. Moretti, K.Odagiri, P.Richardson, M.H.Seymour and B.R.Webber.** JHEP 0101, 010, (2001); hep-ph/0011363; hep-ph/0210213; (<http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/herwig65.html>).
20. H1 Collaboration, **A.Aktas et al.** "Measurement and QCD Analysis of the Diffractive Deep-Inelastic Scattering Cross Section at HERA", DESY06-049; hep-ex/0606004; (submitted to Eur. Phys. J.).
21. **R.Peschanski, S.Wallon.** Phys. Lett. B, **349**, 357 (1995).
22. CMS Collaboration. "Detector performance and software. Physics Technical Design Report. v.1" - CERN/LHCC 2006-001; CMS TDR 008-1, CERN, Geneva, 2006.
23. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WebHome>.
24. **E.James, Y.Maravin, M.Mulders, N.Nenmeister.** "Muon identification in CMS". CMS NOTE-2006/010, CERN, Geneva, 2006.
25. **S.Chatrchyan, G.Hmayakyan, V.Khachatryan, A.Sirunyan.** "Studying quark-antiquark parton distributions in Double Pomeron Exchange". CMS AN-2008/067, CERN, Geneva, 2008.

ՊՈՍԵՐՈՆԻ ՊԱՐՏՈՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԸ ՄԻԱՊՈՍԵՐՈՆԱՅԻՆ  
ԿՈՇՏ ՓՈԽԱՆԱԿՈՒՄԻՑ  $\mu^+\mu^-$  ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԾՆՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ  
CMS (LHC) ՍԱՐՔԱՎՈՐՄԱՆ ՎՐԱ

Ա.Ս. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ, Ա.Ռ. ԹՈՒՄԱՍՅԱՆ, Վ.Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, Ս.Ա. ՉԱՏՐՉՅԱՆ

Հետազոտված է պրոտոնների միապոմերոնային կոշտ փոխանակումից  $\mu^+\mu^-$  զույգերի ծնման պրոցեսը CMS սարքավորման վրա LHC-ի էներգիաների տիրույթում  $\sqrt{s} = 7$  և  $14$  ՏեՎ: Նկարագրված է պոմերոնում վալենտային քվարկ-հակաքվարկ պարտոնների ներդրման գնահատման մեթոդը: Կատարված են պոմերոնում քվարկ-հակաքվարկ պարտոնների ներդրման գնահատման հաշվարկներ և պարտոնային բաշխումների համեմատումներ H1 (DESY) կոլաբորացիայի կողմից առաջարկված բաշխումների հետ: Գնահատումները ցույց տվեցին, որ վալենտային քվարկ և հակաքվարկ պարտոնների բաշխումների ներդրումը պոմերոնում չեն գերազանցում 5%: Կատարված է նաև հետազոտվող միապոմերոնային կոշտ փոխանակման դեպքերի վերականգնում օգտագործելով CMSSW ծրագրային փափեթը: Ցույց է տրված, որ պոմերոնի կազմում պարտոնների ներդրման գնահատման նկարագրված մեթոդը կարելի է արագացուցիչ աշխատանքի առաջին իսկ օրվանից կիրառել CMS սարքավորման վրա:

PARTON STRUCTURE OF THE POMERON IN HARD SINGLE POMERON  
EXCHANGE PROCESSES WITH  $\mu^+\mu^-$  PAIR PRODUCTION ON THE CMS (LHC)

A.M. SIRUNYAN, A.R. TUMASYAN, V.A. KHACHATRYAN, S.A. CHATRCHYAN

Process of  $\mu^+\mu^-$  pair production in hard Single Pomeron Exchange (SPE) is studied on the CMS (LHC) at the energy range  $\sqrt{s} = 7$  and  $14$  TeV. Using H1(DESY) data for quark/antiquark parton distributions in the pomeron, calculations were performed to predict the quark/antiquark component of the parton distribution. The estimations show that the quark/antiquark contribution does not exceed ~5%. Using CMSSW package the events of the process were reconstructed. The method for estimation of the valent quark/antiquark contribution in the parton structure of the pomeron is developed. This method could be used at the experimental data performance obtained on the CMS detector.