

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ НА CMS: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

© 2010 г. Р. А. Рютин*

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Поступила в редакцию 23.03.2010 г.

Предлагается эксперимент по исследованию лидирующих нейтронов на LHC при помощи детекторов CMS. Данные этого эксперимента могут быть использованы для извлечения сечений π^+p - и $\pi^+\pi^+$ -рассеяния. Приводятся численные оценки для предложенных измерений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исходя из феноменологического анализа можно сказать, что дифракционные процессы составляют значительную часть полного сечения при энергиях больше нескольких ТэВ. Для LHC предсказания варьируются от 15 до 25%. Основную часть составляют одиночная (SD), двойная (DD) и центральная (CD) дифракции. Одной из главных сигнатур дифракционных процессов являются, как известно, промежутки в распределении частиц по быстрой, а также малые (до 10%) продольные потери импульсов сталкивающихся адронов.

В Коллаборации CMS существует дифракционная группа. Одними из основных исследуемых процессов являются:

1) рождение струй ($p + p \rightarrow N^* + jjX$, где N^* — протон либо продукты диссоциации адрона, jj — струи, “+” означает промежутки по быстрой) и W -бозонов ($p + p \rightarrow N^* + W(\rightarrow \mu\nu)X$) в жесткой одиночной дифракции [1, 2] — для измерения дифракционных структурных функций и поправок, связанных с перерассеянием;

2) эксклюзивное рождение лептонов [3] ($p + p \rightarrow p + l^+l^- + p$ через $\gamma\gamma \rightarrow l^+l^-$ и $\gamma p \rightarrow \Upsilon \rightarrow l^+l^-$) — для измерения светимости, калибровки детекторов;

3) инклюзивное рождение струй $p + p \rightarrow j + X$ и рождение передних струй $p + p \rightarrow j_1 + j_2$ (так называемых струй Мюллера–Навелета) — для проверки пертурбативной КХД, получения ограничений на партонные функции распределения и проверки БФКЛ-эволюции [4].

Особо выделяется процесс эксклюзивной центральной дифракции $p + p \rightarrow p + M_c + p$ (ЭЦД), где M_c — центральная система. Расчеты сечений

данного процесса можно найти в [5–10]. Известными преимуществами ЭЦД являются: а) четкая сигнатура, два протона в конечном состоянии, центральная система, продукты распада которой регистрируются детекторами CMS, и два промежутка по быстрой; б) большое отношение сигнала к фону из-за эксклюзивности процесса; в) хорошее разрешение по массе центральной системы, возможность использования “метода недостающей массы”; г) возможность проведения спин-четностного анализа по азимутальному распределению конечных протонов [7]. Недостатком являются маленькие сечения ЭЦД, требующие долгого набора статистики. Среди экспериментальных трудностей выделяется присутствие большого количества pile-up-событий при высоких светимостях, требующихся для быстрого набора статистики. Основными мотивациями для исследования ЭЦД являются: а) возможность рождения различных тяжелых состояний, предсказываемых стандартной моделью и ее расширениями (к примеру, бозона Хиггса, двух или трех струй с большими поперечными импульсами, калибровочных бозонов, гравитонов, глюоболов, суперпартнеров и т.д.), с определением их квантовых чисел путем спин-четностного анализа; б) исследование эволюции дифракционной картины [9] в зависимости от жесткого масштаба (получение информации об амплитуде, о форме и размерах области взаимодействия).

Существует еще одна интересная возможность для дифракционных исследований в CMS. Она заключается в детектировании лидирующих нейтронов и извлечении сечений π^+p - и $\pi^+\pi^+$ -рассеяния. Такая возможность связана с лидирующим вкладом пионного обмена при малых передачах импульса. Физический интерес здесь прежде всего в том, чтобы получить пион-протонные и пион-пионные сечения при энергиях в несколько ТэВ [11]. Если пион-протонные сечения известны до энергий в

*E-mail: Roman.Rioutine@cern.ch

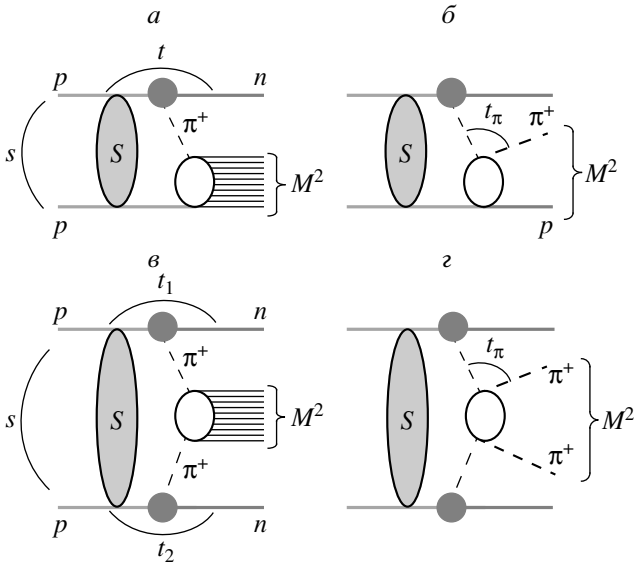


Рис. 1. Диаграммы процессов и кинематические инварианты: *a* — одиночный пионный обмен (SπE) с полными пион-протонными сечениями; *б* — одиночный пионный обмен с упругими пион-протонными сечениями; *в* — двойной пионный обмен (DπE) с полными пион-пионными сечениями; *г* — двойной пионный обмен с упругими пион-пионными сечениями.

несколько десятков ГэВ, то пион-пионные — только до нескольких ГэВ. Возникает возможность исследования целого спектра вопросов, связанных с поведением сечений и их отношениями при высоких энергиях. Например: определение энергии, при которой начинается рост сечений, — стремятся ли все сечения к одному пределу, независимому от типа сталкивающихся частиц, и т.д. В настоящей работе представлены результаты расчетов для случаев извлечения полных и упругих сечений.

2. НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ. ЛНС КАК πp- И ππ-КОЛЛАЙДЕР

2.1. Теория

В недавней работе [11] мы исследовали возможность извлечения полных сечений π⁺p- и π⁺π⁺-рассеяния в процессах одиночной и двойной перезарядки. Основной вклад в данные процессы при малых квадратах передач импульса ($|t_i| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$) будут давать одиночный (SπE) и двойной (DπE) пионный обмены. Вклады ρ- и a₂-мезонов будут меньше 20% в нужной нам области по *t* [12], и их достаточно легко учесть.

Кинематика пионных обменов представлена на рис. 1. Сечения данных процессов оцениваются по формулам [11]:

$$\frac{d\sigma_{S\pi E}}{d\xi dt} = [E(t, \xi)S(s/s_0, \xi, t)] \sigma_{\pi^+p}(\xi s), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{d\sigma_{D\pi E}}{d\xi_1 d\xi_2 dt_1 dt_2} = \quad (2) \\ & = [E(t_1, \xi_1)E(t_2, \xi_2)S_2(s/s_0, \{\xi_i\}, \{t_i\})] \times \\ & \quad \times \sigma_{\pi^+\pi^+}(\xi_1 \xi_2 s), \\ & E(t, \xi) = \frac{G_{\pi^+pn}^2}{16\pi^2} \frac{-t}{(t - m_\pi^2)^2} F^2(t) \xi^{1-2\alpha_\pi(t)}, \quad (3) \end{aligned}$$

где $G_{\pi^+pn}^2/(8\pi) = 13.75$ [13]; ξ, ξ_i — доли продольных импульсов начальных протонов, уносимые пионами; пионная траектория определяется выражением

$$\alpha_\pi(t) = 0.9(t - m_\pi^2). \quad (4)$$

Формфактор $F(t)$ обычно представляется в экспоненциальной форме

$$F(t) = \exp(bt), \quad (5)$$

где предполагается $b \simeq 0.3 \text{ ГэВ}^{-2}$, что следует из последних экспериментальных данных [12, 14]. Нас интересует кинематическая область $0.01 < |t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi < 0.4$, где справедливы формулы (1), (2) [15, 16]. Для оценок сечений при высоких энергиях мы можем использовать любые адекватные параметризации сечений π⁺p- и π⁺π⁺-рассеяния [17–21]. Абсорбционные поправки S и S_2 , связанные с перерассеянием в начальном (конечном) состоянии, вычисляются в работе [11], для чего используется трехмерная редже-эйкональная модель [22] с траекториями:

$$\begin{aligned} \alpha_{IP_1}(t) - 1 &= (0.0578 \pm 0.002) + \quad (6) \\ & \quad + (0.5596 \pm 0.0078)t, \\ \alpha_{IP_2}(t) - 1 &= (0.1669 \pm 0.0012) + \\ & \quad + (0.2733 \pm 0.0056)t, \\ \alpha_{IP_3}(t) - 1 &= (0.2032 \pm 0.0041) + \\ & \quad + (0.0937 \pm 0.0029)t. \end{aligned}$$

Эти траектории являются результатом 20-параметрического описания данных по полным и дифференциальным сечениям pp- и pπ⁺-рассеяния в области

$$0.01 < |t| < 14 \text{ ГэВ}^2, \quad (7)$$

$$8 < \sqrt{s} < 1800 \text{ ГэВ}. \quad (8)$$

Хотя значение $\chi^2/\text{d.o.f.} = 2.74$ достаточно большое, модель дает хорошие предсказания для полных и упругих сечений ($\chi^2/\text{d.o.f.} \sim 1$ в нужной нам области малых значений *t*). В принципе, можно использовать для оценок перерассеяния и другие модели, например, описанные в работах [23, 24].

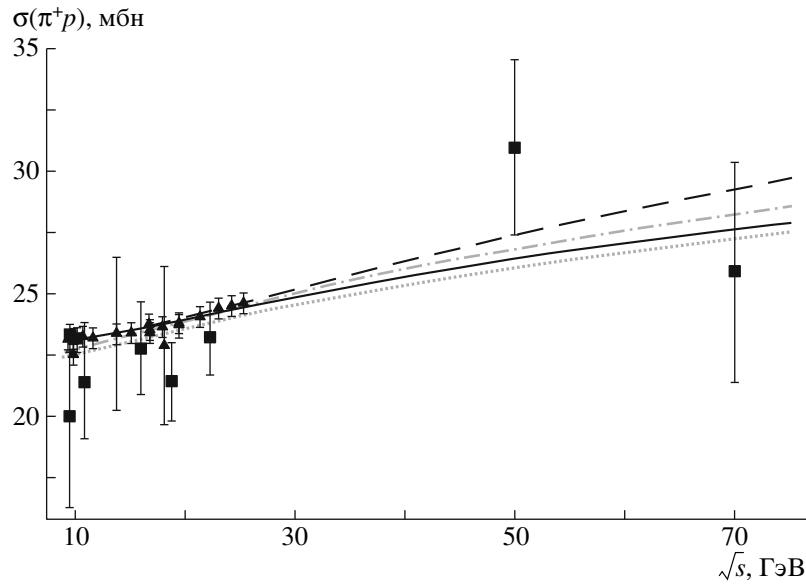


Рис. 2. Реальные низкоэнергетические данные по полным пион-протонным сечениям (\blacktriangle) и извлеченные из одиночного пионного обмена (\blacksquare , $\sqrt{s} = 50$ [27], 70 и <25 ГэВ [11]). Кривые — четыре параметризации из работ [17–21]: штриховая — COMPETE [18], штрихпунктирная — Годизов–Петров [20, 21], сплошная — Донахью–Ландсхоф [17], точечная — Борелли–Софер–Ву [19].

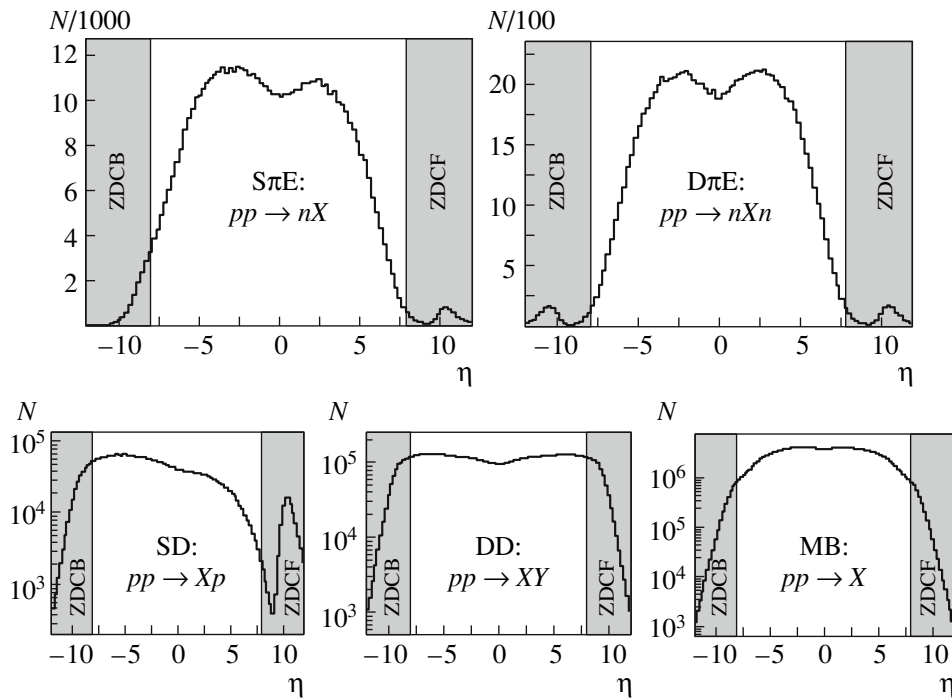


Рис. 3. Распределения событий по псевдобыстротам для $S\pi E$ (одиночный пионный обмен), $D\pi E$ (двойной пионный обмен), SD (одиночная дифракция), DD (двойная дифракция) и MB (минимум биас). Затемненные участки соответствуют области, покрываемой передним и задним ZDC.

В дальнейшем для нас будет важен тот факт, что в физической области при достаточно малых значениях t факторы S и S_2 близки к 1, а также они стремятся к 1 в нефизической области при $t \rightarrow m_\pi^2$.

Возникает закономерный вопрос: насколько точно можно извлечь пион-протонные и пион-пионные сечения? В [11] приведена процедура, аналогичная методу Чу–Лоу [25, 26]. Для ре-

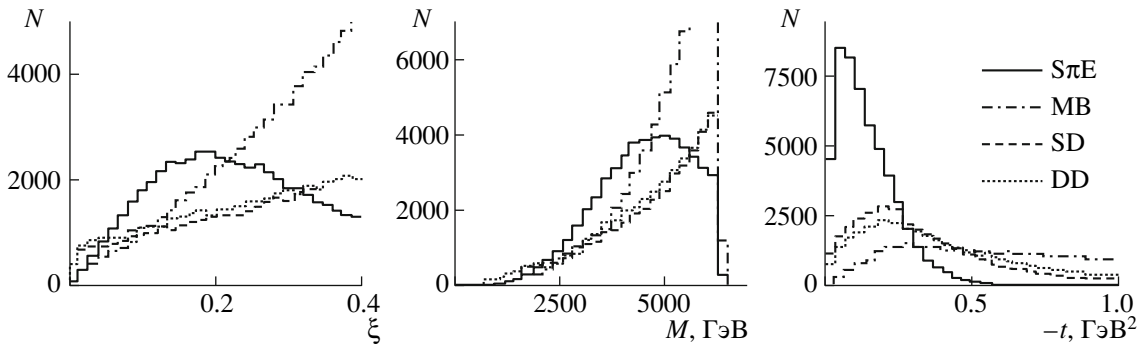


Рис. 4. Распределения сигнальных и фоновых событий по переменным ξ , M и t для $S\pi E$ с полными пион-протонными сечениями.

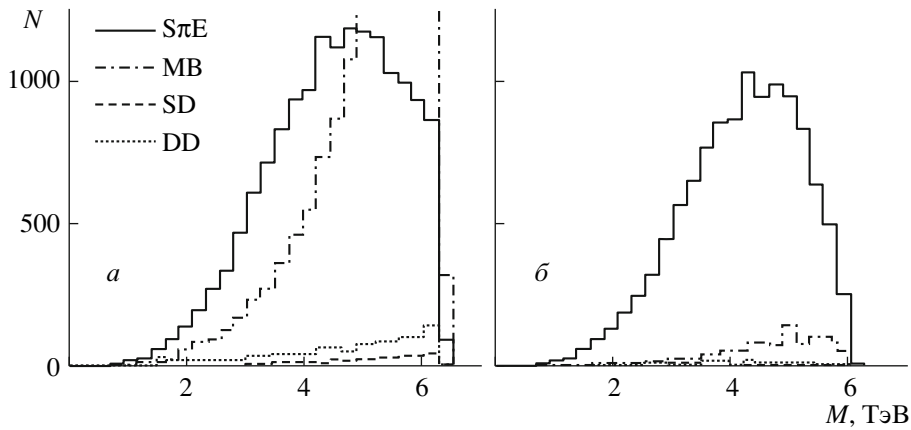


Рис. 5. Распределения сигнальных и фоновых событий для $S\pi E$ с полными пион-протонными сечениями по переменной M для дополнительных отборов с числом попаданий в HF больше 7 (*a*) и после дальнейшего обрезания $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$ (*б*).

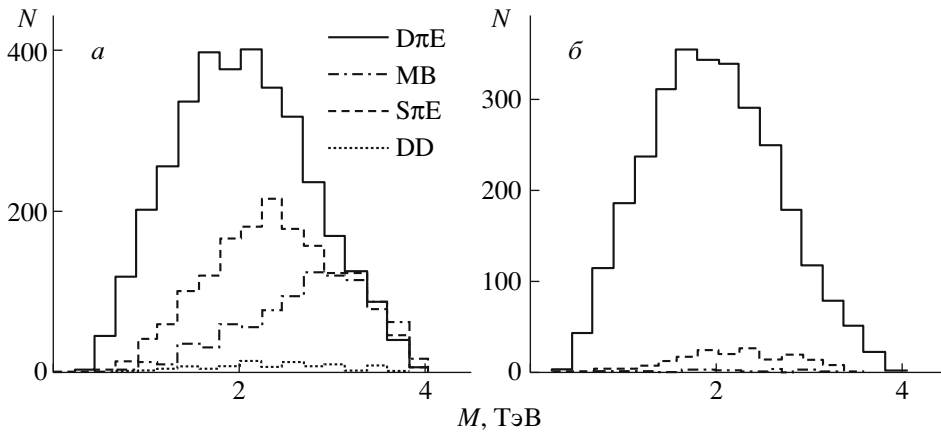


Рис. 6. Распределения сигнальных и фоновых событий для $D\pi E$ с полными пион-пионными сечениями по переменной M для дополнительных отборов с числом попаданий в обоих HF больше 7 (*a*) и после дальнейшего обрезания $|t_{1,2}| < 0.3 \text{ ГэВ}^2$ (*б*).

алистичных оценок нам будет нужна хорошая параметризация данных для сечений одиночного и двойного пионного обменов в области малых t . Далее мы составляем отношение этих сечений

и факторов, стоящих в квадратных скобках в формулах (1), (2). В идеальном случае мы должны провести процедуру экстраполяции данных в нефизическую область $t \rightarrow m_\pi^2$. Тогда $S \equiv S_2 \equiv$

$\equiv 1$, и мы получаем модельно независимое извлечение пион-протонных и пион-пионных сечений. Экспериментальная ситуация гораздо сложнее, что будет видно из результатов моделирования методом Монте-Карло.

Строго говоря, мы извлекаем сечения рассеяния виртуальных пионов с пространственноподобными импульсами. Однако падение дифференциальных сечений по t настолько быстрое, что основной вклад дают $|t| < 0.1 \text{ ГэВ}^2$. При таких значениях зависимостью сечений π^+p - и $\pi^+\pi^+$ -рассеяния от t можно пренебречь. В работе [11] проводилось извлечение полных сечений π^+p -рассеяния при малых значениях переменных t и ξ в физической области для экспериментальных данных при низких энергиях [27–30]. Результаты этой процедуры представлены на рис. 2. Видно, что извлеченные сечения близки к реальным экспериментальным данным, а последние две точки при энергиях 50 и 70 ГэВ хорошо согласуются с параметризациями полных сечений. Похожий метод использовался для извлечения пион-пионных сечений в эксклюзивных процессах при низких энергиях [31].

Сечения исследуемых процессов достаточно большие. Интегральные сечения в исследуемой кинематической области $|t| < 0.5 \text{ ГэВ}^2$, $\xi < 0.4$ имеют значения: ~ 2 мбн (полные $S\pi E$), ~ 200 мкбн (полные $D\pi E$), ~ 266 мкбн (упругие $S\pi E$), ~ 27 мкбн (упругие $D\pi E$). Поэтому проект направлен на изучение перезарядок на ранних стадиях работы ЛНС или на специфических запусках с малыми светимостями, чтобы избежать pile-up-событий.

2.2. Моделирование методом Монте-Карло

Для исследования экспериментальных возможностей было проведено моделирование методом Монте-Карло (пока на уровне генератора). Исследовались основные фоны к одиночному и двойному пионному обмену (одиночная и двойная дифракция, а также минимум биас (МВ)). Сечения и распределения по псевдобыстротам представлены на рис. 3. Во всех процессах рождаются лидирующие нейтроны с псевдобыстротами $\eta_n > 8.5$. Для детектирования нейтронов предполагается использовать ZDC (Zero Degree Calorimeter) [32].

Рассмотрим случай одиночного пионного обмена с извлечением полных сечений π^+p -рассеяния. Распределения по различным переменным сигнальных и фоновых событий показаны на рис. 4 для $\xi < 0.4$. Без каких-либо отборов отношение сигнала к фону $S/B \sim 1/28$. Если мы имеем сигнал ZDC только с одной стороны, то $S/B \sim 1/2.7$. Если дополнительно использовать детекторы CMS, например, взять число попаданий в HF (Hadronic

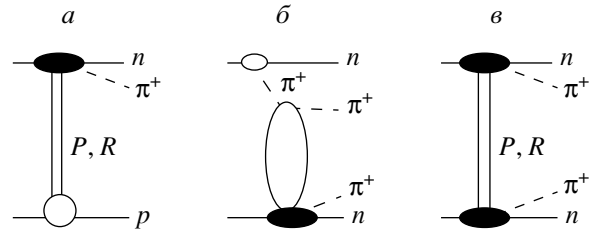


Рис. 7. Эксклюзивные фоны к упругим $S\pi E$ и $D\pi E$: a – одиночная диссоциация (фон к упругому $S\pi E$); $б$ – процесс с одиночной диссоциацией в пион-протонном канале и $в$ – двойная диссоциация (фоны к упругому $D\pi E$).

Forward Calorimeter) больше 7, то можно улучшить отношение до $S/B \sim 1/0.56$ (рис. 5). Так как фоновые и сигнальные события имеют различные распределения по t , можно использовать обрезание $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$, тогда $S/B \sim 1/0.08$ (рис. 5б). Однако при имеющейся конструкции ZDC можно гарантировать обрезание по t только порядка 1 ГэВ^2 , что недостаточно для предлагаемых измерений. Тем не менее дальнейшие исследования показали, что при использовании сигналов со всех детекторов CMS можно довести значение S/B до 2–3.

В случае двойного пионного обмена с извлечением полных сечений $\pi^+\pi^+$ -рассеяния мы имеем похожую ситуацию. Без отборов $S/B \sim 1/380$, при требовании сигналов в обоих ZDC $S/B \sim 1/1.6$, а при дополнительном требовании числа попаданий в обоих HF больше 7 имеем значение $S/B \sim 1/0.7$ (рис. 6), которое можно улучшить на порядок при обрезании $|t_{1,2}| < 0.3 \text{ ГэВ}^2$.

При исследовании извлечения упругих пион-протонных и пион-пионных сечений мы имеем дело с эксклюзивными процессами $p + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + n$ и $p + p \rightarrow p + \pi^+ + n$, поэтому нужно детектировать пионы в конечном состоянии. Эта процедура пока еще четко не определена. В данный момент можно сказать следующее:

для $S\pi E$ без отборов $S/B \sim 0.05$, при дополнительном требовании отсутствия сигналов во всех остальных детекторах CMS (Barrel, Endcap, HF, CASTOR, EZDC) $S/B \sim 0.9$ (в этом случае остается фон, показанный на рис. 7а), при последующем обрезании $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$ получим $S/B \sim 1.7$, а добавляя условие $|\eta_\pi| > 9$, имеем $S/B \sim 5.3$ (рис. 8). В принципе, имея вето $|\eta_\pi| > 9$ без обрезания по t , мы можем достигнуть отношения сигнала к фону порядка нескольких единиц;

для $D\pi E$ без отборов $S/B \sim 0.04$, при дополнительном требовании отсутствия сигналов во всех остальных детекторах CMS (Barrel, Endcap, HF,

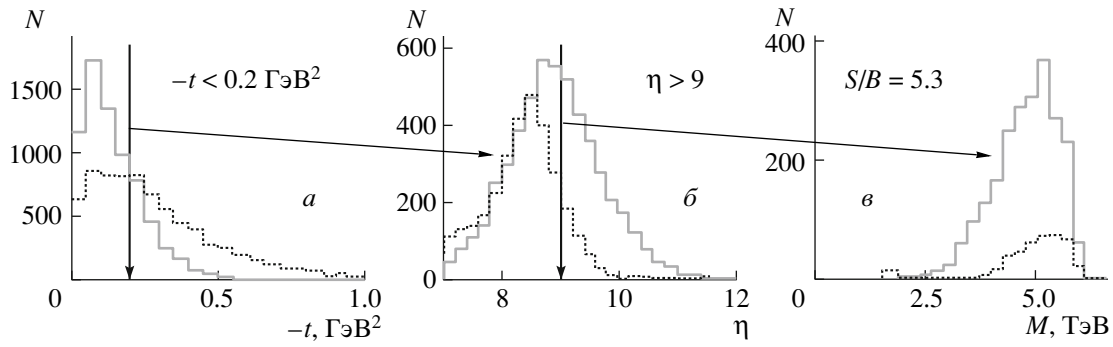


Рис. 8. Последовательные отборы при исследовании отношения сигнала (сплошная гистограмма) к фону (точечная) для упругих $S\pi E$: a – распределение по t при имеющемся сигнале в одном из ZDC и отсутствии сигналов во всех остальных детекторах CMS со стороны данного ZDC; b – распределение по псевдобыстроте при дополнительном обрезании $|t| < 0.2 \text{ ГэВ}^2$; v – распределение по M при дополнительном обрезании $\eta > 9$ и конечное отношение сигнала к фону.

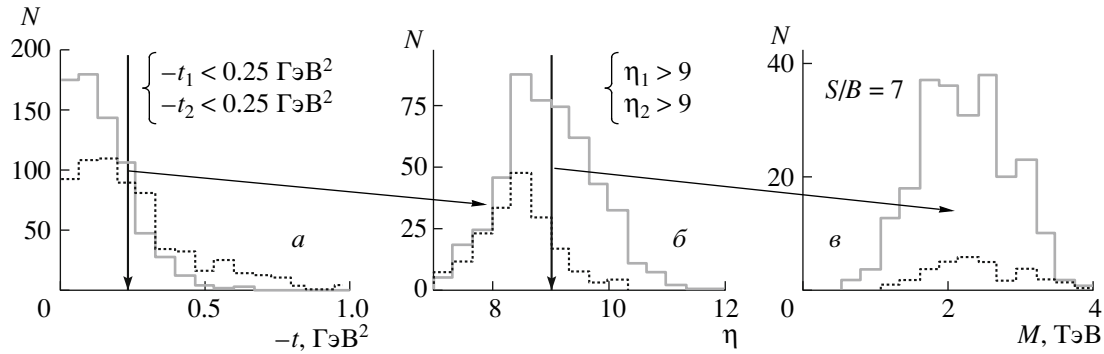


Рис. 9. Последовательные отборы при исследовании отношения сигнала (сплошная гистограмма) к фону (точечная) для упругих $D\pi E$: a – распределение по одному из $t_{1,2}$ при имеющихся сигналах в обоих ZDC и отсутствии сигналов во всех остальных детекторах CMS; b – распределение по одной из псевдобыстрот $\eta_{1,2}$ при дополнительном обрезании $|t_{1,2}| < 0.25 \text{ ГэВ}^2$; v – распределение по M при дополнительном обрезании $\eta_{1,2} > 9$ и конечное отношение сигнала к фону.

CASTOR, EZDC) $S/B \sim 1.1$ (в этом случае остаются фоны, показанные на рис. 7б, 7в), при последующем обрезании $|t| < 0.25 \text{ ГэВ}^2$ получим $S/B \sim \sim 2.1$ (рис. 9). Такая же, как и в случае $S\pi E$, ситуация с ограничением $|\eta_\pi| > 9$, когда $S/B \sim 7$.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе предложен эксперимент на LHC с детектированием лидирующих нейтронов. В этом эксперименте возможно извлечение сечений π^+p - и $\pi^+\pi^+$ -рассеяния при энергиях в несколько ТэВ. Процедура извлечения сечений была опробована на низкоэнергетических данных по одиночной перезарядке. Совпадение извлеченных сечений с реальными экспериментальными данными и с параметризациями в области, где экспериментальные данные отсутствуют, говорит о применимости данного метода.

Для получения пион-протонных и пион-пионных сечений существенными являются достаточно

точные измерения распределений по t , так как мы используем экстраполяцию. В настоящий момент конструкция детекторов ZDC не позволяет достигнуть такой точности. На данном этапе возможно лишь модельно зависимое извлечение сечений (имеются в виду модели для абсорбционных поправок) из интегрированных по t сечений перезарядок. Для улучшения возможностей измерения поперечных импульсов нейтронов предлагается модифицировать ZDC путем замены волоконных слоев его адронной части на плоскости THGEM, которые разработаны в ИФВЭ [33, 34]. Размеры отверстий и расстояния между ними меньше 1 мм, что позволяет достигнуть нужной точности измерений по t . Преимуществами таких детекторов являются: дешевое производство, быстрота, высокая радиационная сопротивляемость, возможность измерения энергии и координат (поперечных импульсов). В заключение нужно еще раз отметить, что получение пион-протонных и пион-пионных сечений в ТэВной области энергий является очень

важной фундаментальной задачей. Физический потенциал данных измерений оправдывает необходимость решения сложных технических проблем.

Исследования поддержаны грантом РФФИ № 08-02-00405-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. M. Obertino and F. T. S. Araujo, CMS-AN-2008/059.
2. A. Bodek, P. de Barbaro, Y. Chung, *et al.*, CMS-AN-2007/033.
3. M. Pioppi, CMS-AN-2007/032.
4. S. Cerci and D. d'Enterria, CMS-AN-2008/060.
5. В. Петров, Р. Рютин, А. Соболев, в сб.: *В глубь материи. Физика 21 века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере* (Институт истории естествознания и техники РАН, Москва, 2009).
6. V. A. Petrov and R. A. Ryutin, JHEP **0408**, 013 (2004).
7. V. A. Petrov, R. A. Ryutin, A. E. Sobol, and J.-P. Guillaud, JHEP **0506**, 007 (2005).
8. A. V. Kisselev, V. A. Petrov, and R. A. Ryutin, Phys. Lett. B **630**, 100 (2005).
9. V. A. Petrov and R. A. Ryutin, J. Phys. G **35**, 065004 (2008).
10. V. A. Petrov, R. A. Ryutin, A. E. Sobol, and J.-P. Guillaud, arXiv:0711.1794 [hep-ph].
11. V. A. Petrov, R. A. Ryutin, and A. E. Sobol, Eur. Phys. J. C **65**, 637 (2010).
12. B. Kopeliovich, B. Povh, and I. Potashnikova, Z. Phys. C **73**, 125 (1996).
13. V. Stocks, R. Timmermans, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **47**, 512 (1993); R. A. Arndt, I. I. Strakovsky, R. L. Workman, and M. M. Pavan, Phys. Rev. C **52**, 2120 (1995).
14. ZEUS Collab. (S. Chekanov *et al.*), Nucl. Phys. B **637**, 3 (2002).
15. K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov, and L. A. Ponomarev, Sov. J. Nucl. Phys. **19**, 565 (1974).
16. K. G. Boreskov, A. B. Kaidalov, V. I. Lisin, *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **15**, 203 (1972).
17. A. Donnachie and P. V. Landshoff, Phys. Lett. B **296**, 227 (1992).
18. COMPETE Collab. (B. Nicolescu *et al.*), hep-ph/0110170.
19. C. Bourrely, J. Soffer, and T. T. Wu, Eur. Phys. J. C **28**, 97 (2003).
20. A. A. Godizov and V. A. Petrov, JHEP **0707**, 083 (2007).
21. А. А. Годизов, ЯФ **71**, 1822 (2008).
22. V. A. Petrov and A. V. Prokudin, Eur. Phys. J. C **23**, 135 (2002).
23. B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, I. Schmidt, and J. Soffer, Phys. Rev. D **78**, 014031 (2008).
24. B. Z. Kopeliovich, I. K. Potashnikova, I. Schmidt, and J. Soffer, AIP Conf. Proc. **1056**, 199 (2008).
25. G. F. Chew and F. E. Low, Phys. Rev. **113**, 1640 (1959).
26. C. Goebel, Phys. Rev. Lett. **1**, 337 (1958).
27. ZEUS Collab. (J. Breitweg *et al.*), Eur. Phys. J. C **2**, 247 (1998).
28. W. Flauger and F. Monnig, Nucl. Phys. B **109**, 347 (1976).
29. NA49 Collab. (D. Vagra *et al.*), Eur. Phys. J. C **33**, S515 (2004).
30. M. Togawa (for the PHENIX Collab.) in *Proceedings "Hamburg 2007, Blois07, Forward Physics and QCD"*, p. 308.
31. W. J. Robertson, W. D. Walker, and J. L. Davis, Phys. Rev. D **7**, 2554 (1973).
32. A. S. Ayan *et al.*, CMS-IN-2006/54.
33. A. Breskin *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 107 (2009).
34. V. Inshakov *et al.*, arXiv: 0906.4441 [physics.ins-det].

STUDY OF DIFFRACTIVE PROCESSES AT CMS: NEW RESULTS

R. A. Ryutin

Experiment on leading neutron investigation at LHC with the use of CMS detectors is proposed. Data from the experiment could be used for the extraction of π^+p and $\pi^+\pi^+$ cross sections. In this note numerical estimates for the proposed measurements are presented.