

АКТИВНАЯ РОЛЬ ГЛЮОНОВ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ

Н. Барлыков^{1,2,*}, *В. Дудин*^{1,2,**}, *Е. Кокоулина*^{1,3,***},
В. Никитин^{1,****}, *В. Попов*^{1,*****}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Институт ядерной физики, Алма-Ата, Казахстан

³ Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого,
Гомель, Белоруссия

Процессы множественного рождения по-прежнему привлекают внимание, поскольку ни одному генератору не удается описать данные при разных энергиях. В квантовой хромодинамике рассчитываются эти процессы «на языке» кварков и глюонов. Переход к наблюдаемым адронам крайне затруднителен, поскольку теория возмущений КХД к этой области неприменима. Представлена модель глюонной доминантности, в которой стадия адронизации описывается феноменологически. На основе данных по pp -взаимодействиям в области большой множественности (проект «Термализация») в рамках этой модели подтверждена активная роль глюонной компоненты в образовании вторичных частиц, и экспериментально получена оценка отношения двух вкладов: излучения кварком глюона и деления глюона. Ряд коллективных явлений наблюдается в этой области: образование пионного (Бозе–Эйнштейна) конденсата, сигналы, интерпретируемые нами как черенковское излучение глюонов, исчезновение лидирующей частицы. Изучение глюонной структуры протона и поиск коллективных явлений в pp -соударениях можно осуществить на установке SPD будущего коллайдера NICA (ОИЯИ, Дубна).

Multiparticle production processes continue to attract attention because no generator can describe data at different energies. Quantum chromodynamics calculates these processes in the language of quarks and gluons. The transition to observable hadrons is extremely difficult, since PT QCD is not applicable to that region. The work presents the gluon dominance model, in which the hadronization stage is described phenomenologically. Based on data of pp interactions in the region of high multiplicity (the “Thermalization” project), within the framework of that model, the active role of the gluon component in the formation of secondary particles is confirmed. The ratio of two contributions, emission of a gluon by a quark to its fission, is estimated. A number of collective phenomena are observed in this region:

* E-mail: bar-nurlan@mail.ru

** E-mail: vladimirdudin95@mail.ru

*** E-mail: kokoulina@jinr.ru

**** E-mail: nikitin@jinr.ru

***** E-mail: vp1242@gmail.com

the formation of a pion (Bose–Einstein) condensate, signals that we interpret as Cherenkov radiation of gluons, and the disappearance of leading particles. The study of gluon structure of the proton and search for collective phenomena in pp collisions can be performed at the SPD facility of the future NICA collider (JINR, Dubna).

PACS: 12.38.Mh; 73.43.Nq; 42.50.Dv

ВВЕДЕНИЕ

В процессе множественного рождения (МР) при столкновении частиц a и b образуется не менее двух вторичных: c_1, c_2, \dots, c_n : $a + b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_n$. Число n называется множественностью. Измеренная в эксперименте средняя множественность заряженных частиц \bar{n}_{ch} растет с увеличением энергии. Сначала исследования множественных процессов (МП) проводились на космических лучах. Позже их стали изучать на ускорителях, энергия которых постоянно увеличивалась.

Для описания механизма МР разрабатывались феноменологические модели [1]. В 1970-х гг. появляется квантовая хромодинамика (КХД), описывающая процесс рассеяния «на языке» кварков и глюонов [2]. Область ее применимости ограничивается жесткими процессами, в области адронизации применение теории возмущений КХД уже затруднительно.

Описание МП в КХД как конволюции кварк-глюонного каскада и стадии адронизации в процессе e^+e^- -аннигиляции предложено в работе [3]. С точки зрения КХД этот процесс является предпочтительным для изучения МР в отличие от адронных соударений, в которых при столкновениях наряду с валентными кварками имеются многочисленные глюоны.

Экспериментальные данные (см. обзор [4]) показывают, что второй корреляционный момент, определяемый выражением

$$f_2 = \overline{n(n-1)} - \bar{n}^2, \quad (1)$$

принимает отрицательные значения при низких энергиях и меняет знак на положительный в области высоких. В предположении, что при низких энергиях доминирует адронизация, а кварк-глюонный каскад еще недостаточно развит, для описания этой стадии было выбрано распределение Бернулли, для которого корреляционный момент f_2 отрицателен [3].

Конволюция qg -каскада и адронизации при мягком обесцвечивании позволяет рассчитывать распределения по множественности (РМ), а модель, учитывающая эти две стадии МР, названа моделью глюонной доминантности (МГД) [3, 5]. Сравнение модели с экспериментальными данными подтверждает фрагментационный механизм адронизации для e^+e^- -аннигиляции и смену его в протонных и ядерных соударениях на рекомбинационный.

На ускорителе У-70 в ИФВЭ (Протвино) был выполнен эксперимент «Термализация» по поиску коллективных явлений в pp -взаимо-

действиях [6]. Эти явления предсказываются в событиях с большим числом вторичных частиц. Такие события крайне редки. Для подавления регистрации событий с малой множественностью был изготовлен триггер на большую множественность (БМ), что позволило зарегистрировать события с множественностью, более чем в 4 раза превышающей среднее ее значение.

Большая светимость протонных пучков и отсутствие триггеров на множественность в эксперименте SPD (Spin Physics Detector) на строящемся в ОИЯИ (Дубна) коллайдере NICA [7] позволит нашей группе выделить события с БМ заряженных частиц (несмотря на их редкость), изучить глюонную структуру нуклона и исследовать коллективные явления, проявляющиеся в этой области не только для заряженных и нейтральных пионов, но и для других частиц.

МОДЕЛЬ ГЛЮОННОЙ ДОМИНАНТНОСТИ

Перед началом эксперимента «Термализация» на ускорителе У-70 в ИФВЭ возникла необходимость в предсказании поведения топологических сечений в области БМ. Известные в то время феноменологические модели и генераторы Монте-Карло значительно расходились в предоставляемых оценках. Возникла необходимость в разработке модели, опирающейся на КХД и учитывающей адронизацию.

Построенная ранее двухстадийная модель [3] успешно описывает РМ в e^+e^- -аннигиляции. Ее первая стадия начинается с образования $q\bar{q}$ -пары и последующего развития партонного каскада [3], описываемого как марковский процесс ветвления за счет излучения кварками глюонов ($q \rightarrow q + g$) и их деления ($g \rightarrow g + g$), в то время как в pp -соударениях наряду с валентными кварками имеется некоторое число глюонов, которые появляются в результате «плавления» ядерной материи.

При построении такой модели, получившей название модели глюонной доминантности, предполагалось, что в момент столкновения двух протонов в развитии qg -каскада участвуют шесть валентных (три пары) кварков и какое-то число глюонов, которые создают кварковые и глюонные струи. При уменьшении энергии на стадии адронизации происходит деление глюонов на $q\bar{q}$ -пары и превращение их в бесцветные адроны.

Объединение двух стадий осуществляется через их конволюцию. Ветвление кварковой и глюонной струй описывается распределениями Пойя и Фарри с производящими функциями

$$Q^q(s, z) = \left[1 + \frac{\bar{m}}{k_p}(1 - z) \right]^{-k_p}, \quad G^g(s, z) = \frac{z}{\bar{m}} \left[1 - z \left(1 - \frac{1}{\bar{m}} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

соответственно, где \bar{m} — средняя множественность глюонов; k_p — отношение вкладов излучения кварком глюона и деления глюона. Адронизацию, как и в двухстадийной модели [3], описываем биноми-

альным распределением P_n с производящей функцией $Q^H(z)$ ($P_n = \frac{1}{n!} \frac{\partial^n Q^H(z)}{\partial z^n} \Big|_{z=0}$):

$$P_n = C_N^n \left(\frac{\bar{n}^h}{N} \right)^n \left(1 - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^{N-n}, \quad Q^H(z) = \left(1 + \frac{\bar{n}^h}{N} z - \frac{\bar{n}^h}{N} \right)^N, \quad (3)$$

где C_N^n — биномиальный коэффициент; \bar{n}^h и N — среднее и максимальное число адронов, образующихся на стадии адронизации из кварка (глюона). Для распределения (3) $f_2 = -(\bar{n}^h)^2/N$ всегда отрицателен [3], для Пуассона $f_2 \equiv 0$. Распределение Бернулли уже Пуассона, а Пойя и Фарри — шире ($f_2 > 0$). Выбор распределения Бернулли основан на данных эксперимента [4]. При низких энергиях f_2 отрицателен, с ростом энергии он меняет знак.

Сравнение РМ, рассчитанных в МГД, учитывающей валентные кварки и глюоны, с данными из работы [8] показало, что параметр адронизации глюонов $\bar{n}_g^h \ll 1$, в то время как его значение, полученное в e^+e^- -аннигиляции, $\bar{n}_g^h \approx 1$. Учитывая универсальность стадии адронизации и предполагая участие в процессе не всех кварков, мы заметили, что уменьшение их числа приводит к росту этого параметра, но он остается по-прежнему меньше единицы. Исключение из схемы всех валентных кварков приближает его к единице, причем с небольшим превышением.

Таким образом, для согласования параметров адронизации глюонов с полученными из e^+e^- -аннигиляции мы устранили из схемы pp -взаимодействий валентные кварки [9]. Это соответствует тому, что они остаются в лидирующих нуклонах наблюдателями, а источниками вновь рожденных адронов являются активные глюоны. При этом были рассмотрены две схемы: с делением активных глюонов и без него.

В случае учета деления глюонов оказалось, что примерно половина из них не образуют $q\bar{q}$ -пар (возможно, им недостаточно энергии), чтобы затем превратиться во вторичные адроны. Они рассеиваются на них, переизлучая мягкие фотоны ($g + q \rightarrow \gamma + q$), избыток которых наблюдается в экспериментах более 40 лет [10]. До сих пор нет исчерпывающего объяснения этому явлению. Мы планируем исследовать выход мягких фотонов (менее 50 МэВ) на установке SPD.

В упрощенном подходе без учета деления глюонов и нормировочного множителя выражение для описания РМ имеет следующий вид:

$$P_n(s) = \sum_{m=0}^M \frac{e^{-\bar{m}} \bar{m}^m}{m!} C_{mN}^{n-2} \left(\frac{\bar{n}_g^h}{N_g} \right)^{n-2} \left(1 - \frac{\bar{n}_g^h}{N_g} \right)^{mN-(n-2)}, \quad (4)$$

где M — максимальное число глюонов на первой стадии, оценивается оно при сравнении данных.

В эксперименте «Термализация» зарегистрированы события с числом заряженных частиц, превышающим среднее значение более чем в 4 раза.

На рис. 1, *a* представлена КНО-функция $\bar{n}\sigma_n/\sigma = \Phi(z)$, где $z = \bar{n}/n$. Мы добавили к мировым данным четыре новые точки.

МГД описывает измеренные топологические сечения [11] суммой двух слагаемых, из которых первое является результатом адронизации одиночных тормозных глюонов, второе — их делением. На рис. 1, *б* синей линией (2) показан вклад тормозных глюонов без деления, зеленой (3) —

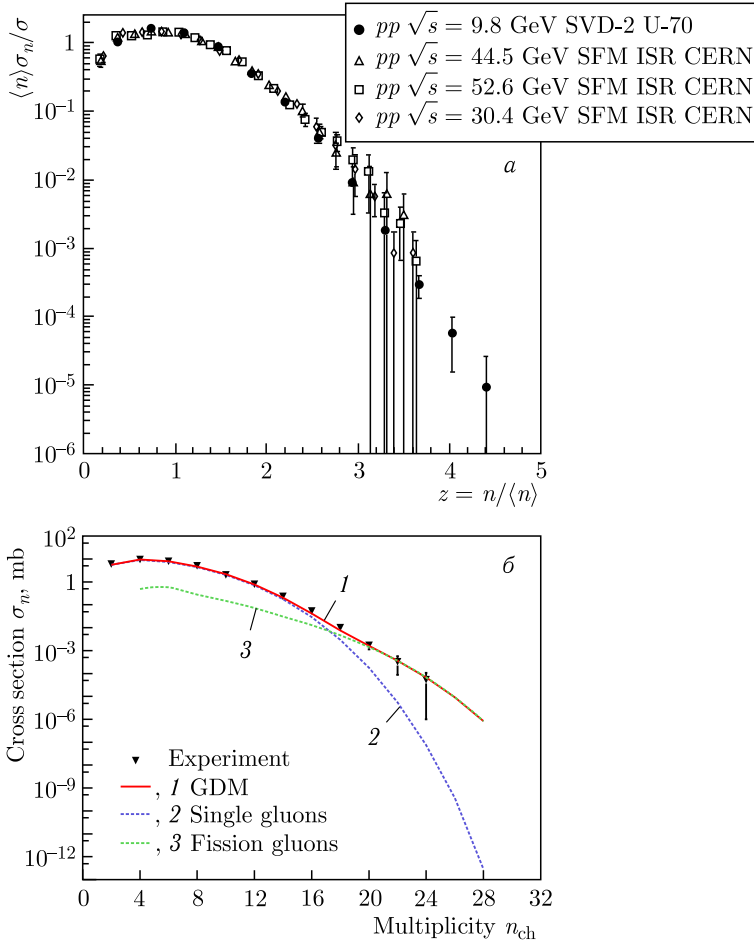


Рис. 1 (цветной в электронной версии). *a*) Мировые данные для КНО-функции $\bar{n}\sigma_n/\sigma = \Phi(z)$ и добавленные новые точки, полученные в нашем эксперименте (темные кружки). *б*) Измеренные топологические сечения σ_n [11] — темные треугольники; расчеты в МГД: синей штриховой линией (2) показан вклад в σ_n активных глюонов без деления, зеленой штриховой (3) — с делением, красная сплошная (1) — суперпозиция двух вкладов

с делением. При энергии У-70 наблюдается 9-кратное превышение первого вклада над вторым. БМ обусловлена именно делением [5].

С ростом энергии сталкивающихся протонов для описания событий с БМ следует учитывать слагаемые, возникающие за счет большего числа ветвлений глюонов ($g \rightarrow g + g$). Таким образом, вторичные адроны образуются из кластеров, состоящих из одиночных глюонов или глюонов, возникающих при делении.

МГД описывает РМ в pp -взаимодействиях от энергии У-70 вплоть до ISR (~ 60 ГэВ), при этом наблюдается рост параметра адронизации глюона \bar{n}_g^h от 1,5 до 3,2, что подтверждает рекомбинационный механизм адронизации [5], который реализуется в gg -среде.

Модель также описывает РМ в $p\bar{p}$ -аннигиляции. При низких энергиях знак f_2 для $p\bar{p}$ - и pp -процессов также отрицателен, с ростом энергии для pp -взаимодействий он меняет знак в области ~ 5 ГэВ, в то время как для $p\bar{p}$ -аннигиляции f_2 остается отрицательным до ~ 30 ГэВ [4]. Как уже отмечалось, отрицательный знак f_2 свидетельствует о преобладании адронизации над gg -каскадом.

Предлагается следующий механизм $p\bar{p}$ -аннигиляции. Как известно, в составе протона — два u - и один d -кварк. В антипротоне — соответствующие им антикварки \bar{u} , \bar{d} . В эксперименте наблюдается образование трех адронных струй [4]. По-видимому, они возникают при аннигиляции $q\bar{q}$ -пар, образующихся случайным образом из валентных кварков.

В этом случае возможны варианты: 1) когда лидирующие пионы все нейтральные ($u\bar{u}$, $u\bar{d}$, $d\bar{d}$); 2) когда два заряженных лидирующих пиона и один нейтральный ($u\bar{d}$, $d\bar{u}$, $u\bar{u}$); 3) когда к валентным кваркам (антикваркам) присоединяются антикварки (кварки), возникающие из глюонной среды. Эти варианты мы называем промежуточными зарядовыми топологиями 0, 2 и 4 соответственно.

При расчете РМ следует учитывать вклад заряда трех лидирующих пионов (0, 2 или 4) в каждую топологию. Производящая функция для РМ адронов в процессе чистой аннигиляции, которую определяют как разность топологических сечений pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий $\Delta(pp - p\bar{p}) = \sigma_n(pp) - \sigma_n(p\bar{p})$ (исключая дифракционные процессы), имеет вид

$$Q(z) = c_0 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\bar{n}^h}{N}(z-1) \right]^{mN} + c_2 z^2 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\bar{n}^h}{N}(z-1) \right]^{mN} + c_4 z^4 \sum_m P_m^G \left[1 + \frac{\bar{n}^h}{N}(z-1) \right]^{mN}, \quad (5)$$

где множители c_0 , c_2 , c_4 определяют вклад каждой топологии. РМ глюонов описываем распределением Пуассона $P_m^G = \bar{m}^m e^{-\bar{m}} / m!$.

Из описания топологических сечений $\Delta(pp - p\bar{p})$ [4] с помощью формулы (5) можно получить оценки вкладов каждой топологии: $c_0 : c_2 : c_4 =$

$= 15 : 40 : 0,05$ при $\chi^2/\text{ndf} = 5,77/4$. Наибольший вклад вносит топология 2 как наиболее вероятная, топология 4 подавлена.

Можно интерпретировать процесс $p\bar{p}$ -аннигиляции как аннигиляцию трех e^+e^- -пар с примесью глюонов. Начальная энергия делится между этими парами, которые фрагментируют в адроны подобно e^+e^- -аннигиляции. При этом какая-то часть энергии достается мягким глюонам, возникающим в момент плавления ядерной среды. Таким образом, интервал для отрицательных моментов f_2 увеличивается, что и наблюдается в эксперименте, по сравнению с e^+e^- .

ПОИСК КОЛЛЕКТИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ В pp -СОУДАРЕНИЯХ В СОБЫТИЯХ С БМ

В области БМ предсказываются такие коллективные явления, как образование пионного (Бозе–Эйнштейна) конденсата [12], черенковское излучение глюонов кварками, образование струй, повышенный выход мягких фотонов. На экспериментальный поиск этих явлений в протонных соударениях был нацелен проект «Термализация», выполняемый коллективом трех институтов (ИФВЭ, ОИЯИ и НИИЯФ МГУ) на ускорителе У-70 в Протвино [11].

В этом эксперименте были зарегистрированы события с БМ, измерены топологические сечения до 24 заряженных частиц включительно. Сечение в крайней точке $n_{\text{ch}} = 24$ на три порядка величины меньше, чем измеренное на камере «Мирабель» при $n_{\text{ch}} = 16$ [8]. С учетом выполненных измерений и камерных данных при малой множественности получены неупругое сечение при 50 ГэВ/с $\sigma_{\text{tot}} = (31,50 \pm 1,14)$ мб, средняя множественность $\bar{n}_{\text{ch}} = 5,45 \pm 0,24$, дисперсия $D = 7,21 \pm 2,80$ и $f_2 = 1,75$.

В распределениях по полярному углу Θ в событиях с БМ была обнаружена двугорбая структура. Эти распределения представлены на рис. 2 для событий с множественностью $n_{\text{ch}} < 13$ (рис. а) и $n_{\text{ch}} > 13$ (рис. б). На рис. 2, б выделяются два пика, описание которых выполнено функциями Гаусса с доверительной вероятностью 4 и 3,5. Фоны описываются полиномами третьей степени. В событиях с малой множественностью таких пиков не наблюдается.

Если предположить, что двугорбая структура обусловлена вавилова–черенковским излучением глюонов кварками в ядерной среде [13], то можно оценить ее коэффициент преломления. Пусть Θ есть угол между первичным и вторичным треками. Величина Θ_{cher} определяется положением горба в этом распределении, которое находится при $\Theta_{\text{cher}} = (0,065 \pm 0,005)$ рад (левый пик). Для глюонных колец $\cos \Theta_{\text{cher}} = 1/\beta n$, где $\beta = p/\sqrt{m_p^2 + p^2}$ и n — коэффициент преломления [13]. Производя вычисления по этой формуле для 50-ГэВ протона, получаем $n = 1,0016 \pm 0,0001(4)$.

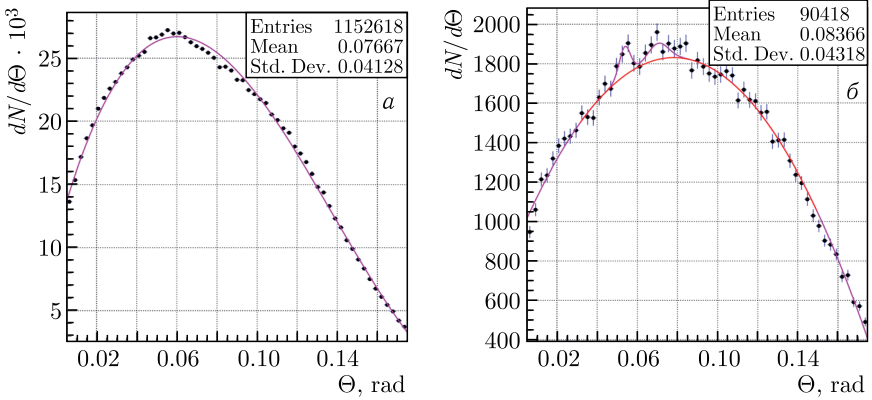


Рис. 2. Экспериментальные распределения по полярному углу Θ в pp -взаимодействиях (темные кружки) при 50 ГэВ/с для $n_{ch} < 13$ (а) и $n_{ch} > 13$ (б). Пики описаны функциями Гаусса, фоны — полиномами третьей степени

Близость n к единице указывает на прозрачность ядерной среды в pp -соударениях при 50-ГэВ пучке. Возможно, что увеличение статистики в области БМ или продвижение дальше по множественности увеличит отклонение n от единицы. Эксперименты на коллайдере RHIC (BNL) оценивают $n \approx 3$, что согласуется с образованием очень плотной глюонной среды [13].

В эксперименте на У-70 в событиях с БМ в избытке рождаются пионы. При их росте уменьшается средняя энергия пионов. Поскольку пионы являются бозонами, то они могут образовать пионный (Бозе–Эйнштейна) конденсат. Для его обнаружения Горенштейн и Бегун [12] предложили измерить нормированную дисперсию $\omega^0 = D_2^0/\bar{n}_0$ для РМ π^0 -мезонов как функцию полной множественности $n_{tot} = n_{ch} + n_0$.

Согласно их предсказанию сигналом образования пионного конденсата был бы резкий рост ω^0 , что соответствует росту флуктуаций числа π^0 -мезонов при фиксированной полной множественности частиц (фазовый переход третьего рода).

Для восстановления числа π^0 -мезонов был разработан уникальный алгоритм, который определяет долю событий с определенным числом нейтральных пионов в выборке с множественностью заряженных частиц n_{ch} . Этот метод позволяет получить РМ по числу π^0 -мезонов при полной множественности n_{tot} и найти соответствующую ей величину ω^0 .

В эксперименте рост ω^0 начинается примерно от $n_{tot} = 18$, отклонение от предсказаний генератора Монте-Карло FRITIOF (также для PYTHIA) достигает 7 стандартных отклонений [14] при БМ. С этого значения n_{tot} начинается резкий рост флуктуаций числа нейтральных пионов. Их число равномерно меняется от 0 до n_{tot} . События с преобладанием

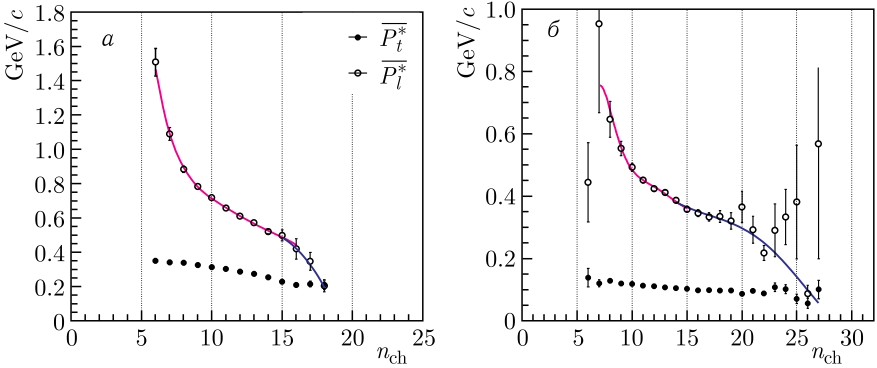


Рис. 3. *а*) Средние значения продольной (светлые кружки) и поперечных (темные кружки) компонент импульса заряженных частиц как функции их множественности для моделированных событий (PYTHIA 8). При $n_{ch} \sim 14$ наблюдается перегиб. *б*) То же самое для экспериментальных данных

заряженных частиц называют «кентаврами», при $n_0 \approx n_{tot}$ — «антикентаврами». Эксперимент подтверждает их появление.

Полученные моделированием (PYTHIA8) распределения по средним значениям продольной и поперечной компонент импульса заряженных частиц в системе центра масс показаны на рис. 3, *а*. Продольной компоненте соответствуют светлые кружки, поперечной — темные кружки. Результаты эксперимента представлены на рис. 3, *б*. Статистика событий с БМ небольшая, поэтому ошибки в ней значительные. Но поведение компонент на обоих рисунках качественно совпадает.

В обоих случаях продольная компонента приближается к поперечной. Это свидетельствует об исчезновении эффекта лидирования и изотропном разлете вторичных частиц. Моделированные распределения фотируются при $n_{ch} < 14$ полиномом пятой степени, для $n_{ch} > 14$ — третьей. Экспериментальные значения фотируются, соответственно, полиномами девятой и пятой степеней. Как для моделированных, так и для полученных данных эксперимента в точке $n_{ch} = 16$ наблюдается перегиб. Возможно, он отражает изменения в системе, а именно начало образования пионного конденсата.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках МГД описаны РМ в pp -взаимодействиях и $p\bar{p}$ -аннигиляции с акцентом на область БМ. Подтверждена активная роль глюонов в МР и рекомбинационный механизм адронизации. Результаты, полученные в проекте «Термализация», подтверждают коллективное поведение вторичных частиц в области БМ.

В настоящее время наша группа планирует исследовать эту область на установке SPD/NICA с энергией протонов до 27 ГэВ, что примерно в 2 раза выше, чем на У-70.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Henley E. M., Garcia A.* Subatomic Physics. Univ. of Washington, USA: World Sci., 2007.
2. *Dokshitzer Yu. L.* QCD Phenomenology // Lectures at the CERN–Dubna School, Pylos, Aug. 2002. arXiv:0306287 [hep-ph]. 2003.
3. *Kokoulina E. C.* Analysis of Multiparticle Dynamics in e^+e^- -Annihilation into Hadrons by Two-Stage Model // Proc. of the XXXII Intern. Symp. on Multiparticle Dynamics, Alushta, Ukraine, Sept. 2002. World Sci., 2003. P. 340–343.
4. *Rushbrooke J. G., Webber B. R.* High Energy Antiparticle–Particle Reaction Differences and Annihilations // Phys. Rep. 1978. V. 44, No. 1. P. 1–92.
5. *Kokoulina E. S.* High Multiplicity Study and Gluon Dominance Model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13, No. 1. P. 123–130.
6. *Ermolov P. F. et al. (SVD Collab.).* Proton–Proton Interaction with High Multiplicity at Energy 70 GeV (Proposal) // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 108–113.
7. *Abazov V. M. et al. (The SPD Collab.).* Conceptual Design of the Spin Physics Detector. arXiv:2102.00442v3 [hep-ex]. 2021.
8. *Ammosov V. V. et al.* Average Charged Particle Multiplicity and Topological Cross Sections in 5-GeV/c and 69-GeV/c pp Interactions // Phys. Lett. B. 1972. V. 42, No. 4. P. 519–521.
9. *Ermolov P. F. et al.* Study of Multiparticle Production by Gluon Dominance Model (Part II) // Proc. of the 17th Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems: Rel. Nucl. Phys. and Quant. Chromodynamics, Dubna, 2005. P. 327–336.
10. *Kokoulina E. et al. (SVD Collab.).* Study of Soft Photon Yield in pp and AA Interactions at JINR // Eur. Phys. J. Web Conf. 2020. V. 235. P. 03003.
11. *Ryadovikov V. N.* Topological Cross Sections in Proton–Proton Interactions at 50 GeV // Phys. At. Nucl. 2012. V. 75, No. 3. P. 315–320.
12. *Begun V. V., Gorenstein M. I.* Bose–Einstein Condensation of Pions in High Multiplicity Events // Phys. Lett. B. 2007. V. 653. P. 315–320.
13. *Dremin I. M.* Cherenkov Gluons at RHIC and LHC // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. 831–834.
14. *Kokoulina E.* Neutral Pion Fluctuations in pp Collisions at 50 GeV by SVD-2 // Prog. Theor. Phys. Suppl. 2012. V. 193. P. 306–309.