

Изучение адронных и ядерных взаимодействий в области большой множественности с образованием пионного конденсата

Авдейчиков В.В.¹, Богданова Г.А.³, Борзунов Ю.Т.¹, Волков В.Ю.³, Воробьев А.П.²,
Гаврищук О.П.¹, Головня С.Н.², Дунин В.Б.¹, Киреев В.И.¹, Кокоулина Е.С.¹,
Кутов А.Я.⁴, Никитин В.А.¹, Петухов Ю.П.¹, Путырский М.Н.⁶,
Руфанов И.А.¹, Шуляковский Р.Г.⁵, Рядовиков В.Н.², Тимошин С.И.⁷

¹Объединенный институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри, 6, г. Дубна, 141980, Россия

²Институт физики высоких энергий, площадь Науки, 1, г. Протвино, 142281, Россия

³Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. Д.В.Скобельцына,
Ленинские горы, 1, стр. 2, ГСП-1, г. Москва, 119991, Россия

⁴Физико-математический институт Коми НЦ УрО РАН,
ул. Коммунистическая, 24, г. Сыктывкар, 167982, Россия

⁵Институт прикладной физики НАН РБ, ул. Академическая, 16, г. Минск, 220021, Беларусь

⁶ООО «Радатех», ул. Фабрициуса, 8, г. Минск, 220021, Беларусь

⁷Гомельский государственный технический университет им. П.О.Сухого,
проспект Октября, 48, г. Гомель, 246746, Беларусь
e-mail: kokoulina@jinr.ru; kutov@ipm.komisc.ru

Введение

Наши исследования адронных взаимодействий в области большой множественности (БМ) начались более 10 лет тому назад [1]. В 70-х гг. прошлого столетия во время выполнения эксперимента на пузырьковой камере Mirabelle физики задумывались о поиске событий с БМ, чтобы понять, как существенная часть энергии сталкивающихся частиц трансформируется во вторичные частицы [2]. Известно, что события с БМ являются крайне редкими. Для их регистрации необходимо либо значительно увеличить набор статистики, либо добавить в установку триггерное устройство, подавляющее регистрацию событий с малой множественностью. Существующая в 1970-х гг. камерная методика регистрации и обработки данных не позволяла значительно увеличить количество просмотренных событий и увидеть события с БМ [3].

С развитием электроники и математических методов обработки данных выполнение таких исследований на ускорителе У-70 стало возможным. Этот эксперимент был реализован на установке СВД (спектрометр с вершинным детектором), созданной для изучения околорогового рождения очарованных частиц при взаимодействии 70-ГэВ протонного пучка с ядерными мишенями [4]. Эта установка модернизирована. Она включает следующие основные элементы: кремниевый вершинный детектор, сцинтилляционный годоскоп (триггер на большую множественность) [5], магнитный спектрометр (18 пропорциональных камер и магнит), черенковский счетчик и электромагнитный калориметр с большой апертурой. В Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (ЛФВЭ ОИЯИ) разработана и изготовлена уникальная водородная мишень. Дрейфовый трекер на базе строу-трубок, также изготовленный в ОИЯИ [6], позволяет сшивать треки заряженных частиц, покидающих вершинный детектор и входящих в магнитный спектрометр.

В 2003 г. в ОИЯИ для изучения БМ был принят проект «Термализация» [1]. В Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) эти исследования выполнялись по проекту Е-190. Основной вклад в создание программного обеспечения (ПО) эксперимента на У-70 внесли сотрудники Научно-исследовательского института ядерной физики (НИИЯФ). В последующем разработку ПО и обработку экспериментальных данных продолжил ОИЯИ. Сотрудники ИФВЭ выполнили существенное обновление электромагнитного калориметра, необходимого для регистрации

фотонов и последующей реконструкции нейтральных пионов. Большое влияние на программу физических исследований в физике высоких энергий и релятивистской ядерной физики, выполняемых на ускорителе У-70, оказали результаты, полученные в соударениях тяжелых ионов на ускорителях SPS (ЦЕРН) и RHIC (БНЛ) [7,8]. Перед началом выполнения экспериментов с релятивистскими тяжелыми ионами полагали, согласно квантовой хромодинамике как теории сильных взаимодействий, что при столкновениях релятивистских ионов возможно образование кварк-глюонной плазмы (КГП), состоящей из газа слабо взаимодействующих кварков и глюонов [9]. Ожидалось, что эксперименты на Брукхейвском ускорительном комплексе, запущенные в 2000 г., подтвердят эти предположения. Первые результаты столкновений ионов золота при 200 ГэВ на нуклон оказались совершенно неожиданными. Поведение образующейся ядерной материи свидетельствовало об образовании сильновзаимодействующей среды, близкой к идеальной жидкости с отсутствием вязкости. Кроме того, в центральных столкновениях ионов золота было обнаружено, что частица с большим поперечным импульсом, вылетающая вперед, сопровождается шлейфом частиц, летящих в том же направлении в узком угловом конусе, но в широком интервале по быстроте. Это явление получило название ridge, что означает горный хребет. Такое поведение объясняется откликом ядерной среды на выход частиц с большим p_T . Последующие эксперименты на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC) обнаружили образование ridges в протон-протонных и протон-ядерных соударениях при ТэВ-энергии в области БМ [10], что указывает на образование КГП в адронных соударениях в этой области. В настоящее время интерес к данной области постоянно растет.

Проект «Термализация» нацелен на поиск новых коллективных явлений, предсказываемых в области БМ [1]. При энергии У-70 в этих событиях рождаются, в основном, пионы (заряженные и нейтральные). Пионы являются бозонами. С ростом множественности их средняя энергия уменьшается. Когда она снижается до некоторого критического значения, возможно образование пионного или Бозе-Эйнштейновского конденсата. Выпадение в конденсат происходит постепенно, начиная с образования некоторого критического числа частиц. Для наблюдения этого явления Бегун и Горенштейн [11,12] предложили измерить нормированную дисперсию числа нейтральных пионов (отношение дисперсии к средней множественности) в зависимости от полной множественности.

Такие исследования были выполнены Сотрудничеством СВД-2 [13–15]. Эта задача осуществлялась в два этапа. На первом, наиболее длительном, восстановлена множественность заряженных пионов. Для этого использованы результаты, измеренные с помощью прецизионного кремниевого детектора, что позволило продвинуться по топологическим сечениям на три порядка вниз по сравнению с имеющимися данными, полученными Сотрудничеством Mirabelle в 1970-х гг. Масштабированная КНО-переменная, равная отношению множественности к ее среднему значению, достигла величины 4.4 при существующей максимальной величине 3.6.

Для описания топологических сечений в области БМ и предсказания их поведения на «хвосте» БМ нами разработана модель глюонной доминантности (МГД) [16–18]. В соответствии с этой моделью основными источниками вторичных адронов являются глюоны, а валентные кварки из начальных протонов остаются в лидирующих частицах. Хвост БМ удастся хорошо описать за счет учета ветвления глюонов. Подчеркнем, что на протяжении всей работы LHC ни одной из групп, измеряющих распределения по множественности, не удастся разработать универсальный Монте-Карло генератор, согласующийся с данными в области БМ. Рис. 1 хорошо иллюстрирует это на примере результатов Сотрудничества ALICE [19]. Возможно, что Монте-Карло генераторы, занижающие топологические сечения в области БМ, не учитывают ветвление глюонов, которое реализуется уже при энергии ускорителя У-70.

На втором этапе получены распределения по числу нейтральных пионов и полной множественности. Следует отметить, что восстановление множественности π^0 -мезонов событийным (event-by-event) способом в данном эксперименте не представляется возможным, так как не все фотоны от распада нейтральных пионов попадают в калориметр. Эти трудности устраняются за

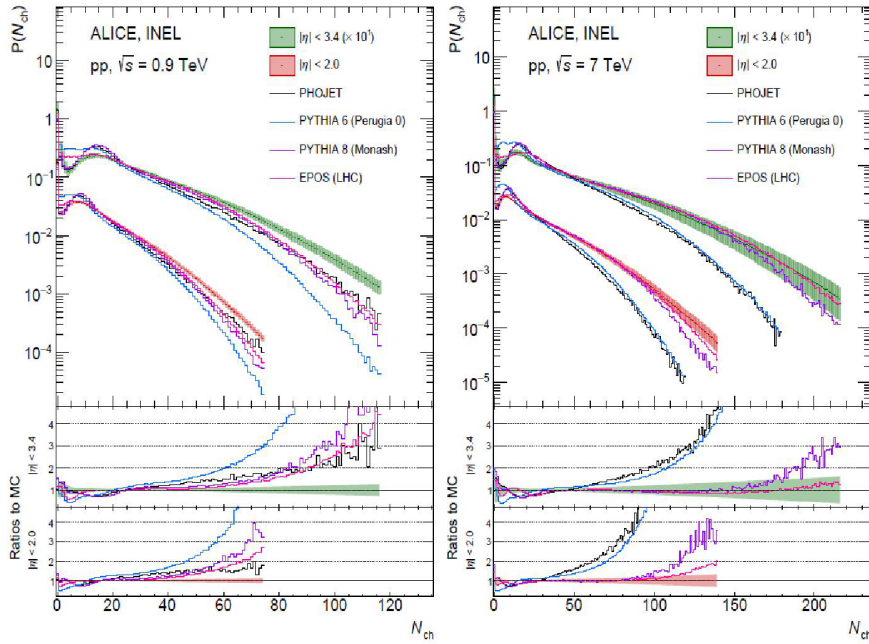


Рис. 1. Сравнение распределений по множественности для неупругих событий (Сотрудничество ALICE) с Монте-Карло генераторами PYTHIA 6, Perugia 0, PYTHIA 8 Monash, PHOJET и EPOS LHC при 0.9 ТэВ (слева) и 7 ТэВ (справа). Объединенные статистические и систематические ошибки показаны полосами [19].

счет применения разработанного Сотрудничеством СВД-2 уникального метода, позволившего восстановить число событий с заданной множественностью нейтральных пионов. Описанный метод основывается на Монте-Карло моделировании и сравнении с данными, полученными ранее на пузырьковой камере Mirabelle. Экспериментальные значения нормированной дисперсии в области большой полной множественности, $N_{tot} \sim 26$, зарегистрированной Сотрудничеством СВД-2, достигают заметных отклонений от предсказаний Монте-Карло генераторов [15].

1. Измерение множественности заряженных частиц и топологических сечений

Проект «Термализация», принятый в ОИЯИ, стартовал в 2005 г. с измерения топологических сечений в протонных соударениях при энергии налетающего протона 50 ГэВ [1]

$$p + p \rightarrow 2N + \pi_1 + \pi_2 + \dots + \pi_n, \quad (1)$$

где N – нуклон, π – пион, n – множественность нейтральных или заряженных частиц ($\langle n \rangle$ – средняя множественность). Мы нацеливались на измерение топологических сечений в области БМ заряженных частиц. Под БМ понимают область, в которой число вторичных частиц значительно превышает их среднюю множественность

$$n \gg \langle n \rangle. \quad (2)$$

Кинематический предел, при котором вся кинетическая энергия сталкивающихся протонов расходуется на рождение покоящихся пионов, составляет при энергии протонного пучка 50 ГэВ $n_{kin} = 59$.

При планировании эксперимента в области БМ выполнено Монте-Карло моделирование и разработана модель множественного рождения, получившая название глюонной доминантности

[16–18]. Сравнение результатов Монте-Карло моделирования с сечениями, измеренными на пузырьковой камере Mirabelle, показало, что генераторы недооценивают экспериментальные значения сечения на два порядка при наибольшем значении измеренной множественности $n_{ch} = 16$.

События с БМ являются крайне редкими, поэтому для подавления регистрации событий с малой множественностью и увеличения статистики числа событий с БМ изготовлен сцинтиляционный годоскоп – триггер на БМ. Он настроен на уровни $l = 4, \dots, 8, 10, 12$. Основные результаты получены при уровне триггера 8, который вырабатывает сигнал на регистрацию событий при числе вторичных частиц не менее $l = 8$.

В нашем эксперименте на У-70 записано более 5 млн. событий, из них отобрано для анализа около миллиона при уровне триггера 8. Максимальное число наблюдаемых заряженных частиц составило $n_{ch} = 24$. Для сравнения, на установке Mirabelle при числе отобранных событий около 300 тыс. максимально наблюдаемая множественность заряженных частиц составляет $n_{ch} = 16$. По топологическим сечениям продвижение составило три порядка. На рис. 2 изображены экспериментальные данные, полученные на установке Mirabelle (пустые кружки) и СВД-2 (сплошные кружки). Мы уточнили сечения при $n_{ch} = 10 - 16$ и добавили четыре новых значения при $n_{ch} = 18 - 24$. На рис. 3 представлены эти результаты в виде функции КНО: $\langle n \rangle P_n = f(n / \langle n \rangle)$. Можно видеть, что нам и здесь удалось продвинуться по масштабной переменной $z = n / \langle n \rangle$ с 3.6 до 4.4, по сравнению с результатами, полученными ранее в других экспериментах [20].

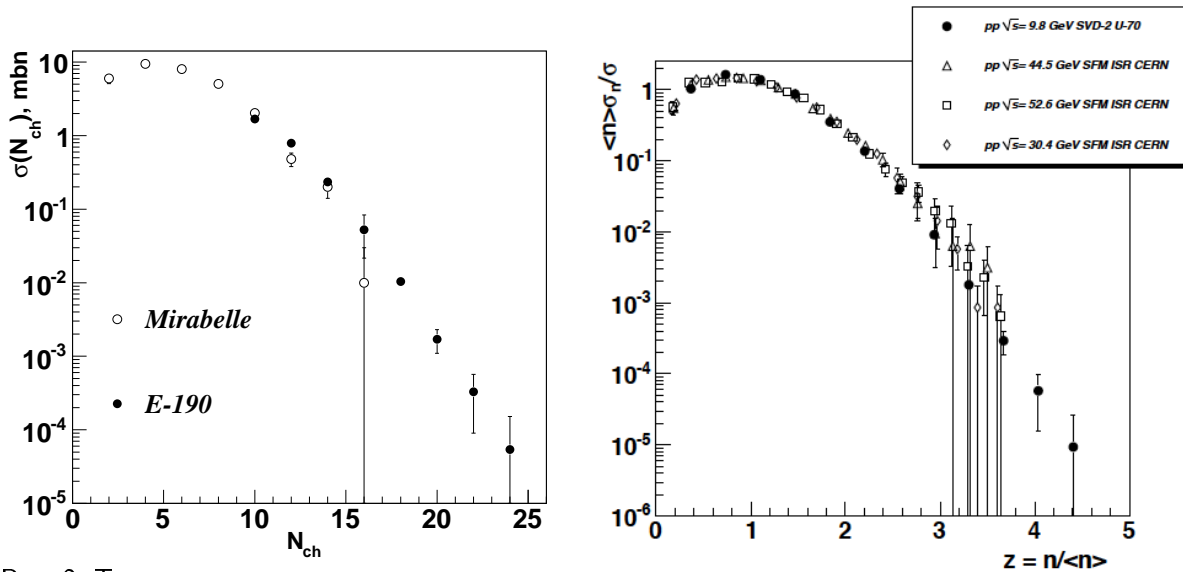


Рис. 2. Топологические сечения, измеренные на установках Mirabelle (пустые кружки) и СВД-2 (сплошные кружки) при энергии протонного пучка 50 ГэВ.

Рис. 3. КНО-функция для pp -соударений, измеренная при разных энергиях.

Как показано на рис. 4, МГД хорошо согласуется с экспериментальными топологическими сечениями при учёте ветвления глюонов. Вклад от адронизации одиночных глюонов показан темной штриховой линией, вклад от глюонов, возникающих при делении – светлой штриховой линией. Суперпозиция обоих вкладов, показанная сплошной темной линией, соответствует результирующему значению сечений.

Измерение множественности заряженных частиц и топологических сечений позволило продвинуться в область БМ и явилось первым этапом в восстановлении полной множественности.

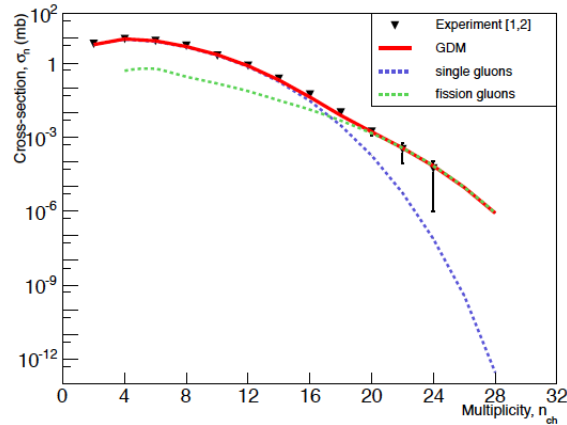


Рис. 4. Описание данных СВД-2 моделью МГД с учетом ветвления глюонов. Темная штриховая линия соответствует вкладу от адронизации одиночных глюонов, светлая штриховая – от адронизации двух глюонов, один из которых появляется за счет деления.

Оказалось, что в области большой полной множественности скрываются значительно более интересные коллективные явления, о которых не догадывались ранее.

2. Исследование флуктуаций числа нейтральных пионов в области большой полной множественности. Поиск пионного конденсата в протонных взаимодействиях на У-70

В 2006 г. физики из Института теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова (Киев, Украина) Бегун и Горенштейн [11,12] предложили исследовать флуктуации числа нейтральных пионов с ростом полной множественности. Они предсказали быстрое возрастание этих флуктуаций при росте полной множественности.

Известно, что при энергиях У-70 в области БМ преимущественно рождаются пионы, являющиеся Бозе-частицами. Поэтому можно ожидать образования в этих событиях пионного или Бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК). В качестве численного критерия приближения системы пионов к такому поведению они предложили измерять нормированную дисперсию, определяемую отношением обычной дисперсии D числа нейтральных пионов N_0 к их средней множественности при данной полной множественности N_{tot} :

$$\omega^0 = D / \langle N_0(N_{tot}) \rangle \quad D = \langle N_0^2 \rangle - \langle N_0 \rangle^2. \quad (3)$$

Расчеты нормированной дисперсии выполнены ими в модели идеального пионного газа в нерелятивистском и релятивистском подходах в двух случаях: неограниченном (термодинамический предел) [11] и ограниченном [12] размерах системы, образующейся при столкновении двух протонов. В термодинамическом пределе ими предсказан неограниченный рост нормированной дисперсии при приближении к линии БЭК. При ограниченном размере системы ω^0 приближается к конечному значению (12 при энергии У-70 50 ГэВ) [12]. Для существующих Монте-Карло генераторов, а также для распределения Пуассона предельное значение нормированной дисперсии числа нейтральных пионов не меняется с полной множественностью и равно 1. Получена также оценка отношения критических температур конденсата в системах пионов $T_c(\pi)$ и атомов $T_c(A)$

$$\frac{T_c(\pi)}{T_c(A)} \cong \frac{m_A}{m_\pi} \left(\frac{r_A}{r_\pi} \right)^2 \cong \frac{m_A}{m_\pi} \cdot 10^{10}, \quad (4)$$

где $r_A \cong 10^{-8}$ см и $r_\pi \cong 10^{-13}$ см – радиусы атома и пиона соответственно, m_A и m_π – массы атома и пиона соответственно.

Это отношение может превысить на 13 порядков критическую температуру образования конденсата атомов, которая составляет доли Кельвина. Как уже было отмечено во введении, восстановление нейтральных пионов event-by-event методом не представляется возможным, поскольку в калориметр попадает в среднем только один фотон от распада пиона. Нами выполнено Монте-Карло моделирование работы калориметра и установлена линейная зависимость между числом зарегистрированных в калориметре фотонов и средней множественностью π^0 -мезонов (рис. 5). Аналогично получена линейная зависимость между средним числом гамма-квантов, зарегистрированных в калориметре, и множественностью нейтральных пионов. Отсюда следует, что нормированная дисперсия числа нейтральных пионов ведет себя так же, как и экспериментально измеренная ω^0 для фотонов.

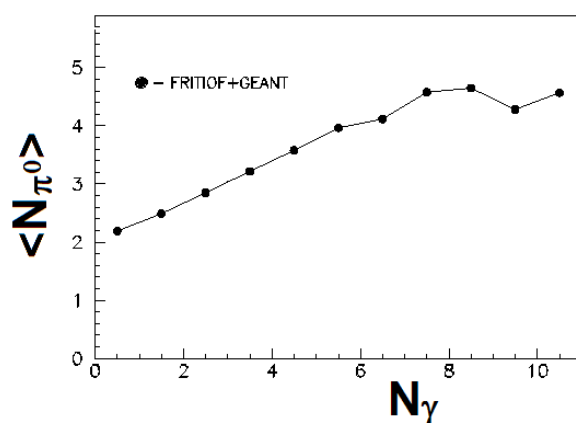


Рис. 5. Монте-Карло моделирование зависимости средней множественности нейтральных пионов как функции числа зарегистрированных в калориметре фотонов [14–15].

Для восстановления из экспериментальных данных распределений по числу нейтральных пионов использованы результаты моделирования. Для этого для каждой множественности заряженных частиц определены весовые коэффициенты c_{ij} (вероятность зарегистрировать в калориметре $N_i = i$ гамма-квантов, если в событии родилось $N_0 = j$ π^0 -мезонов). Эти коэффициенты показаны на рис. 6. Они определяют, какую долю в выборке с числом i зарегистрированных в калориметре гамма-квантов составляют события с числом j для π^0 . Решая обратную задачу, можно восстановить число событий с множественностью нейтральных пионов j по числу зарегистрированных в калориметре фотонов i . Такая процедура выполняется для каждой множественности заряженных частиц и позволяет восстановить полную множественность.

Распределения по нормированной множественности нейтральных пионов n_0 , равной отношению числа нейтральных пионов к полной множественности, $n_0(N_{tot}) = N_0/N_{tot}$ при $N_{tot} = 10, 12, \dots, 24$ и $25 + 26 + 27$ представлены на рис. 7. Точки, изображаемые сплошными кружками, соответствуют результатам, основанным на моделировании. Пустые кружки получены путем экстраполирования вероятностных коэффициентов, рассчитанных с помощью моделирования, в область БМ π^0 -мезонов. Из рис. 6, 7 видно, что среднее число нейтральных пионов составляет 1/3 от полного числа пионов. Полученные распределения по числу нейтральных пионов позволяют определить для каждого значения N_{tot} их среднее значение, дисперсию и нормированную дисперсию.

На рис. 8 представлена зависимость нормированной дисперсии числа нейтральных пионов ω^0 как функция полной множественности: пустые кружки для γ -квантов; синие (полные) кружки для π^0 ; зеленая штриховая линия – результат Монте-Карло моделирования; сплошная коричневая линия – теоретическое предсказание [11].

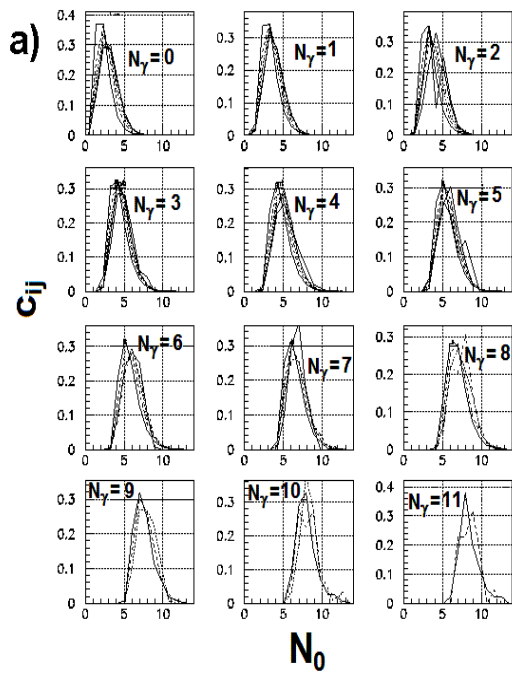


Рис. 6. Весовые коэффициенты c_{ij} [14,15].

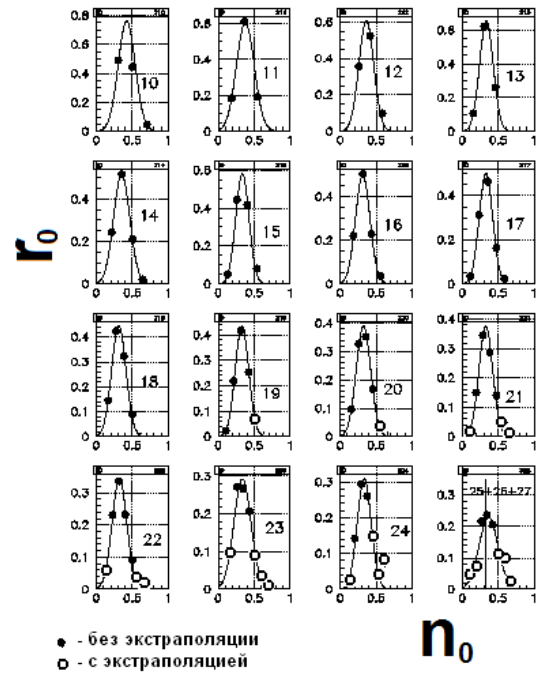


Рис. 7. Распределение $r_0(N_0, N_{tot})$ числа π^0 -мезонов (N_0) по переменной $n_0 = N_0/N_{tot}$ при заданной полной множественности $N_{tot} = 10, 12, \dots, 27$.

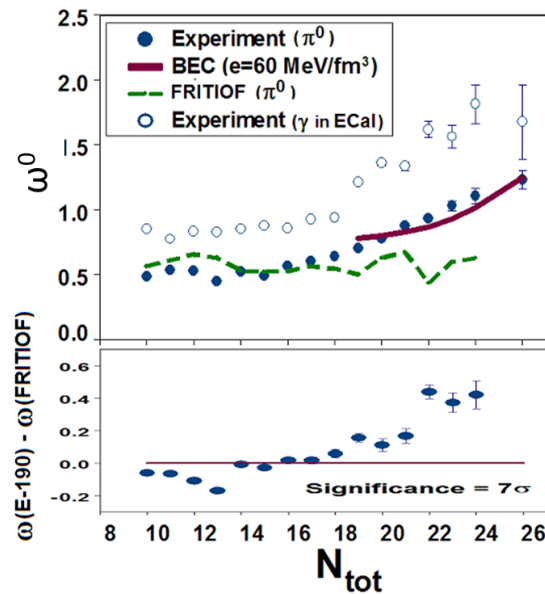


Рис. 8. Нормированная дисперсия, измеренная для π^0 (полные кружки) и γ (пустые кружки); теоретическое предсказание (коричневая сплошная линия) и результат Монте-Карло моделирования (зеленая штриховая линия).

Отклонение модельных (Монте-Карло) предсказаний для ω^0 от экспериментального значения составляет семь стандартных отклонений в области максимального значения измеренной полной множественности. Видно, что ω^0 для гамма-квантов, полученная прямым измерением,

увеличивается с ростом полной множественности $N_{tot} = N_\gamma + N_{ch}$ и повторяет зависимость ω^0 для π^0 , которая восстановлена косвенным методом [14,15].

Как уже отмечалось во введении, изучение БМ таит в себе много неожиданного. Так, в работах Сотрудничеств ATLAS [21] и LHCb [22] измерены Бозе-Эйнштейна корреляции заряженных пионов одного знака при энергии 7 ТэВ, в [22] используется корреляционная функция $C_2(Q) = N(1 + \lambda \exp^{-|RQ|})$, где Q – переданный импульс, R – корреляционный радиус – радиус сферически симметричного источника испускания пионов, N – нормировочный множитель, λ – параметр хаотичности, учитывающий частичную некогерентность источника. Параметр хаотичности равен нулю в случае полностью когерентного источника и равен единице при полностью хаотичном источнике испускания. На рис. 9 представлены измеренные R и λ для трех классов активностей (аналог центральности), различающихся по множественности. События с более 20 треками определяют высокую активность (15%), события с числом треков от 11 до 20 – промежуточную активность (37%) и, наконец, к низкой активности относят события с числом треков менее 10 (48%). Экспериментальные данные свидетельствуют о росте корреляционного радиуса и об уменьшении степени хаотичности с ростом множественности.

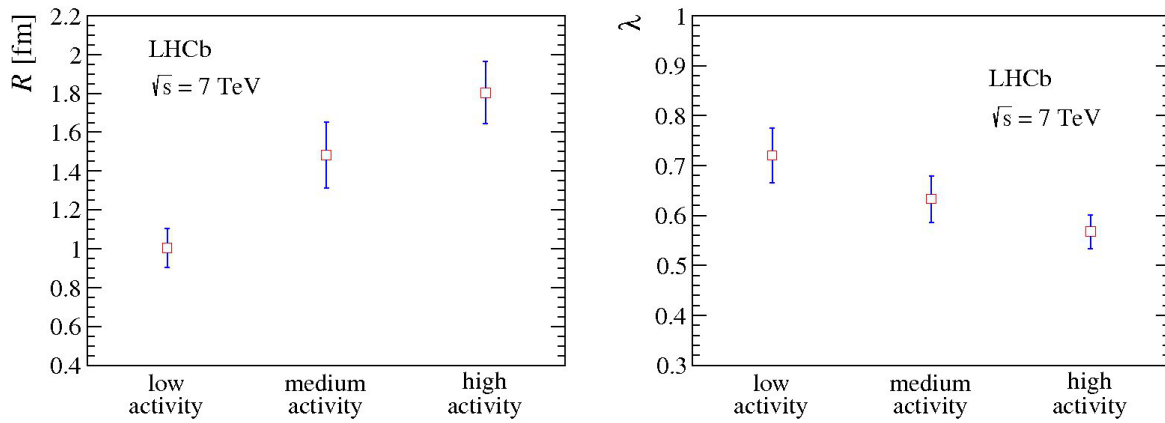


Рис. 9. Корреляционный радиус R и параметр хаотичности λ как функции активности [22].

В теоретической работе [23] установлена связь между Бозе-Эйнштейна интерференцией и образованием БЭК. Первое явление наблюдается в области малой множественности, второе – в области БМ. Параметр хаотичности при малой множественности близок к 1 и уменьшается при приближении системы пионов к БЭК. Такое же поведение параметров R и λ в области БМ ранее было обнаружено Сотрудничеством ATLAS [21].

Заключение

Более 10 лет в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований выполняется экспериментальный поиск коллективных явлений в области БМ. Мы представили основные результаты, полученные на ускорителе У-70 (ИФВЭ, Протвино) в протонных соударениях. Для pp -взаимодействий получено продвижение вниз по топологическим сечениям на три порядка и достигнуто значение КНО-переменной $z = \frac{n}{\langle n \rangle} \leq 4.4$. По-видимому, хвост большой множественности обусловлен расщеплением глюонов. В области БМ образование пионов является преобладающим. Используя данные по множественности заряженных частиц, нами восстановлена полная множественность, и выполнен уникальный поиск флуктуаций числа нейтральных пионов при данной N_{tot} . Обнаруженный рост нормированной дисперсии числа нейтральных пионов может указывать на образование пионного (Бозе-Эйнштейновского) конденсата.

Литература

1. Авдейчиков В.В. и др. Рождение частиц в pp -взаимодействии с высокой множественностью при энергии протонов 70 ГэВ. Проект "Термализация" // *Препринт, Объед. ин-т. ядер. исслед. ОИЯИ, JINR-P1-2004-190*. Сотрудничество ОИЯИ – НИИЯФ МГУ – ИФВЭ – ГГТУ – ОИЯЭИ НАНБ. Дубна, 2005. 45 с.
2. Ermolov P.F. et al., Proton-proton interaction with high multiplicity at energy 70 GeV (Proposal) SVD Collaboration // *Physics of Atomic Nuclei*. 2004. Vol. 67. P. 108–113.
3. Ammosov V.V. et al., Average charged particle multiplicity and topological cross sections in 5-GeV/c and 69-GeV/c pp interactions // *Physics Letters B*. 1972. Vol. 42. P. 519–521.
4. Калориметр мягких фотонов установки СВД-2 / Е.Н. Ардашев, Г.И. Бритвич, А.П. Воробьев, В.Ф. Головкин, С.Н. Головня, А.А. Кирыков, В.Х. Маляев, В.А. Сенько, М.М. Солдатов, А.Г. Холоденко, Ю.П. Цюпа, Г.А. Богданова, В.Ю. Волков, А.К. Лефлат, В.Б. Дунин, Е.С. Кокоулина, В.А. Никитин, В.А. Руфанов // *Приборы и техника эксперимента*. 2015. Т. 58. № 2. С. 190–196.
5. Триггер событий с высокой множественностью заряженных частиц установки СВД-2 / В.В. Авдейчиков, Г.А. Богданова, В.А. Будилов, В.Ю. Волков, Е.С. Кокоулина, А.Я. Кутов, А.К. Лефлат, В.А. Никитин, В.В. Попов, И.А. Руфанов, А.Г. Холоденко // *Приборы и техника эксперимента*. 2011. № 2. С. 15–24.
6. Дрейфовый трекер установки СВД-2 / С.Г. Базиладзе, М.А. Батурицкий, Г.А. Богданова, В.Н. Бычков, К.С. Вирясов, В.Ю. Волков, Я.В. Гришкевич, П.Ф. Ермолов, Е.Г. Зверев, Г.Д. Кекелидзе, Е.С. Кокоулина, А.В. Кубаровский и др. // *Приборы и техника эксперимента*. 2008. № 3. С. 14–19.
7. Adams J. et al. STAR Collaboration, Experimental and theoretical challenges in the search for the Quark Gluon Plasma: the STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // *Nuclear Physics A*. 2005. Vol.757. P. 102–183
8. Adcox K. et al. PHENIX Collaboration, Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: experimental evaluation by the PHENIX collaboration // *Nuclear Physics A*. 2005. Vol.757. P. 184–283.
9. Politzer H.D. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // *Physical Review Letters*. 1973. Vol. 30. P. 1346–1349.
10. Khachatryan V. et al. CMS Co Collaboration, Observation of long-range nearside angular correlations in proton-proton collisions at the LHC // *JHEP*. 2010. Vol. 09. P. 091 (37 P.)
11. Begun V.V. and Gorenstein M.I. Bose-Einstein condensation of pions in high multiplicity events // *Physics Letters B*. 2007. Vol. 653. P. 190–195.
12. Begun V.V. and Gorenstein M.I. Bose-Einstein condensation in the relativistic pion gas: Thermodynamic limit and finite size effects // *Physical Review C*. 2008. Vol. 77. P. 064903 (9 p.).
13. Рядовилов В.Н. (От имени Сотрудничества СВД-2.) Топологические сечения в pp -взаимодействиях при 50 ГэВ // *Ядерная физика*. 2012. Вып. 75. № 3. С. 343–348.
14. Рядовилов В.Н. (От имени Сотрудничества СВД-2.) Флуктуации числа нейтральных пионов при большой множественности в pp -взаимодействиях при 50 ГэВ // *Ядерная физика*. 2012. Т. 75. № 8. С. 1050–1059.
15. Kokoulina E. Evidence for a pion condensate formation in pp interactions at U-70 // *CHEP 2012, Melbourne, Australia. Proceedings of Science, Изд: SISSA* 2013. P. 1–8.
16. Kokoulina E. Description of pp-interactions with very high multiplicity at 70 GeV/c // *Acta Phys. Polon.* 2004. Vol. B35. № 1. P. 295–302.
17. Kokoulina E., Kutov A. and Nikitin V. Gluon Dominance Model and Cluster Production // *Braz. J. Phys.* 2007. Vol. 37. Iss. 2C. P. 785–787.

18. Kokoulina E.S. High multiplicity study and gluon dominance model // *PEPAN Lett.* 2016. Vol.13. C. 74–78.
19. ALICE Collaboration, Charged-particle multiplicity distributions over a wide pseudorapidity range in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 7$ and 8 TeV // *arXiv: 1708.01435 [hep-ex]*.
20. A.Breakstone et al., Charged multiplicity distribution in pp interactions at CERN ISR energies // *Physical Review D.* 1984. V. 30. No. 3.
21. ATLAS Collaboration, Two-particle Bose–Einstein correlations in pp-collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured with the ATLAS detector // *Eur. Phys. J.* 2015. C. 75. P. 466.
22. LHCb Collaboration, Bose-Einstein correlations of same-sign charged pions in the forward region in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *arXiv: 1709.01769 [hep-ex]*.
23. Cheuk-Yin Wong et al., Chaoticity and Coherence in Bose-Einstein Condensation and Correlations // *10th Workshop on Particle Correlations and Femtoscopy (WPCF 2014)*. 25–29 Aug 2014. Hungary.