

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2011–5
ЛДС

Сотрудничество СВД-2

Е.Н. Ардашев, А.Г. Афонин, А.П. Воробьев, В.Ф. Головкин, С.Н. Головня,
С.А. Горохов, В.Н. Запольский, А.А. Киряков, Л.Л. Курчанинов,
И.С. Лобанов, Е.В. Лобанова, Г.Я. Митрофанов, В.С. Петров, А.В. Плескач,
М.К. Полковников, В.М. Роньжин, В.Н. Рядовилов, В.А. Сенько, М.М. Солдатов,
А.Г. Холоденко, Ю.П. Цюпа, Н.А. Шаланда, В.И. Якимчук
ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино

С.Г. Басиладзе, Г.А. Богданова, А.М. Вишневская, В.Ю. Волков,
А.Г. Воронин, Н.И. Гришин, Я.В. Гришкевич, П.Ф. Ермолов,
Е.Г. Зверев, Д.Е. Карманов, В.Н. Крамаренко, А.В. Кубаровский,
А.К. Лефлат, С.И. Лютов, М.М. Меркин, В.В. Попов, Л.А. Тихонова
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

В.В. Авдейчиков, А.Н. Алеев, В.П. Баландин, В.А. Будилов, Ю.Т. Бурзунов,
Н.К. Жидков, Г.Д. Кекелидзе, В.И. Киреев, Е.С. Кокоулина, Н.А. Кузьмин,
Г.И. Ланшиков, В.М. Лысан, В.В. Мьялковский, В.А. Никитин, Ю.П. Петухов,
В.Д. Пешехонов, И.А. Руфанов, В.И. Спирыкин, А.В. Терлецкий, Н.Ф. Фурманец,
Ю.А. Ченцов, А.И. Юкаев
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

М.А. Батурицкий
ИЦ ФЧВЭ, Минск, Беларусь

А.В. Карпов, А.Я. Кутов
Отдел математики УрО РАН, Сыктывкар, Россия

**Флуктуации числа нейтральных пионов
при большой множественности
в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ**

Направлено в ЯФ

Протвино 2011

Аннотация

Ардашев Е.Н. и др. Флуктуации числа нейтральных пионов при большой множественности в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ: Препринт ИФВЭ 2011-5. – Протвино, 2011. – 15 с., 10 рис., библиогр.: 6.

Приведены результаты измерения флуктуаций числа нейтральных пионов в эксперименте SERP-E-190 (проект «Термализация») при облучении жидководородной мишени установки СВД-2 пучком протонов 50 ГэВ. Моделирование регистрации γ -квантов от распада нейтральных пионов с помощью электромагнитного калориметра показало линейную зависимость между числом зарегистрированных γ -квантов и средним числом нейтральных пионов в событии. После введения поправок на потерю заряженных треков из-за акцептанса установки, действия триггера и эффективности системы обработки данных получены распределения числа нейтральных пионов N_0 для каждого значения полного числа частиц в событии $N_{\text{tot}}=N_{\text{ch}}+N_0$. Измерен параметр флуктуаций $\omega=D/\langle N_0 \rangle$. В области $N_{\text{tot}} > 22$ флуктуации числа нейтральных пионов возрастают, что в статистических моделях (GCE, CE, MCE) указывает на приближение системы с большим числом пионов к состоянию пионного конденсата. Данный эффект наблюдается впервые.

Abstract

Ardashev E.N. et al. Neutral pions fluctuations at high multiplicity in pp-interactions at 50 GeV: IHEP Preprint 2011-5. – Protvino, 2011. – p. 15, figs. 10, refs.: 6.

The results of pion fluctuation measurements in SERP-E-190 experiment (project Thermalization) with 50 GeV proton beam irradiation of the liquid hydrogen target at SVD-2 setup, are presented. The photons are detected in the electromagnetic calorimeter. MC modeling of photon detection has shown the linear dependence between number of photons in the calorimeter and the average number of neutral pions. Neutral pion number N_0 distributions for each total number of particles in event $N_{\text{tot}}=N_{\text{ch}}+N_0$ are obtained after making corrections on the setup acceptance, triggering and efficiency of the event reconstruction. The scaled variance of neutral pion fluctuations, $\omega=D/\langle N_0 \rangle$, is measured. The fluctuations increase at $N_{\text{tot}} > 22$. According to quantum statistics models it may indicate for the approaching to pion condensate conditions for high pion multiplicity in the system. This effect has been observed for the first time.

Введение

На установке СВД-2 (Спектрометр с Вершинным Детектором), которая облучается выведенным пучком протонов ускорителя У-70 ИФВЭ, выполняется эксперимент SERP-E-190, проект «Термализация». В состав установки входят: жидководородная мишень, микростриповый кремниевый вершинный детектор (ВД), система минидрейфовых трубок, магнитный спектрометр, пороговый черенковский счётчик и электромагнитный калориметр [1]. Цель проекта «Термализация» состоит в исследовании множественного рождения частиц в рр-взаимодействии при энергии пучка протонов 50 ГэВ. Многочастичные процессы являются одной из фундаментальных областей исследования физики адронов. Они не могут быть описаны в КХД по теории возмущений. Теория даёт только качественную картину процесса. Распределение частиц по множественности при энергии 50 ГэВ было измерено ранее [2] до числа заряженных частиц $N_{ch}=16$. Среднее число заряженных частиц при этой энергии составляет $\langle N_{ch} \rangle = 5.3$. Кинематический предел для полного числа заряженных и нейтральных частиц равен $N_{tot}=56$.

В настоящей работе представлены данные в интервале $N_{ch}=4\div 22$ и $N_{tot}=4\div 31$. При множественности значительно больше средней могут проявиться коллективные эффекты: большие флуктуации числа заряженных и нейтральных пионов как результат образования пионного конденсата, формирование струй тождественных пионов, т.н. многочастичный эффект Бозе-Эйнштейна, формирование событий с кольцевой топологией как результат адронизации глюонов, испускаемых партонами в ядерной среде (аналог черенковского излучения) и другие. Получаемые на установке СВД-2 данные позволяют проверить и дать развитие различным моделям множественного рождения в области $N_{tot} > \langle N_{tot} \rangle$.

В работах М.И. Горенштейна и В.В. Бегуна [3, 4] показано, что в модели, основанной на квантовой статистике, при приближении системы пионов к условиям образования конденсата Бозе-Эйнштейна (БЭК) возрастают флуктуации числа нейтральных пионов в системе. Эти флуктуации могут быть обнаружены по росту нормированной дисперсии, определяемой отношением дисперсии D распределения числа нейтральных пионов N_0 к среднему значению $\langle N_0 \rangle$,

$$\omega = D/\langle N_0 \rangle.$$

Степень роста величины ω с увеличением полного числа нейтральных и заряженных частиц $N_{tot}=N_{ch}+N_0$ зависит от температуры и плотности энергии системы пионов.

Для поиска флуктуаций нейтральных пионов в работе использовалась часть данных, полученных в эксперименте E-190. Установка регистрирует в каждом событии количество заряженных частиц N_{ch} и количество γ -квантов N_γ . С помощью моделирования в эти величины вносятся поправки на эффективность регистрации и на акцептанс аппаратуры. Моделирование позволяет также восстановить число π^0 -мезонов N_0 . Для анализа данных при разных значениях полной множественности N_{tot} использовались относительные величины $p_0=N_0/N_{tot}$ и $r_0=N_{ev}(N_0, N_{tot})/N_{ev}(N_{tot})$. Здесь $N_{ev}(N_0, N_{tot})$ есть число событий с данным числом π^0 и полным числом частиц N_{tot} , $N_{ev}(N_{tot})$ – число событий с полной множественностью N_{tot} . Величина r_0 выражает долю событий с числом нейтральных пионов N_0 от полного числа событий при фиксированном значении N_{tot} . При этом p_0 изменяется в интервале $[0,1]$ и сумма всех r_0 равна 1 для каждого N_{tot} .

Рис. 1 качественно иллюстрирует распределения по относительной множественности n_0 : при моделировании событий с помощью программы RUTHIA5.6 для системы пионов в отсутствие конденсата; для системы пионов, в которой часть частиц выпадает в конденсат; для случая, когда все частицы находятся в состоянии БЭК. Каждое распределение характеризуется средним $\langle n_0 \rangle$ и стандартным отклонением σ при параметризации его функцией Гаусса.

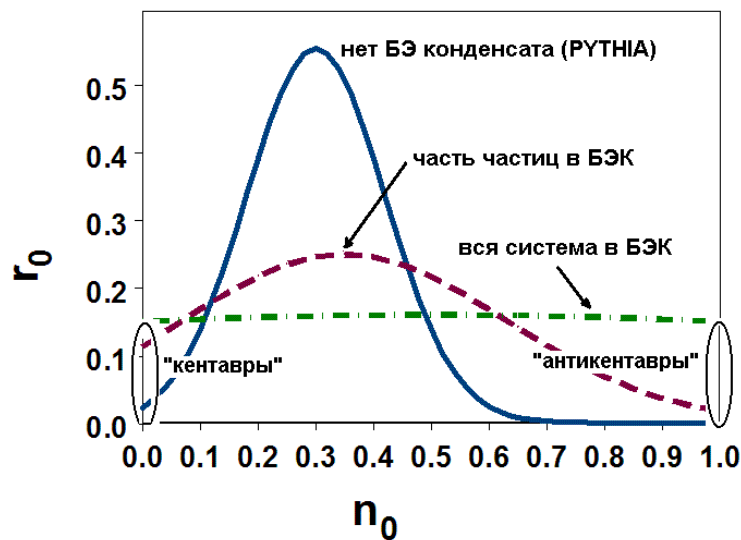


Рис. 1. Множественность нейтральных пионов как доля от N_{tot} в КХД и в приближении к БЭК.

1. Моделирование регистрации π^0

Наличие в установке СВД-2 детектора γ -квантов (ДЕГА) позволяет регистрировать события с рождением нейтральных пионов, которые распадаются на два γ . По причине конечной апертуры ДЕГА и наличия нижнего предела на энергию регистрации γ , регистрация всех π^0 в событии невозможна. Но с помощью моделирования можно определить эффективность регистрации π^0 . Для задачи измерения флуктуаций числа π^0 важно, чтобы существовала пропорциональная зависимость между числом зарегистрированных γ и числом π^0 в событии.

С помощью программы RUTHIA5.6 было смоделировано 10 млн. неупругих $pp \rightarrow X$ -событий при 50 ГэВ. Эффективность регистрации γ -кванта в ДЕГА принималась

равной 1, если он попадает в аперттуру калориметра (прямоугольник 160x122 см² на расстоянии 1070 см от мишени) и его энергия больше 100 МэВ. Анализировались только события с $N_{ch} \geq 4$. Из них число событий с одним и более π^0 составило 83%. Среднее число заряженных частиц в событии $\langle N_{ch} \rangle = 6.0$. Среднее число нейтральных пионов $\langle N_0 \rangle = 2.3$. Среднее число всех γ -квантов $\langle N_\gamma \rangle = 4.3$, их доля от распада π^0 составляет 95%, т.е. практически все фотоны в событии являются продуктами распада π^0 . Моделирование показало, что энергия π^0 в лаб. системе должна быть более 1 ГэВ, чтобы оба γ попали в аперттуру ДЕГА. Только 37% от всех пионов дают сигнал в ДЕГА, для половины из них в детектор попадают оба фотона от распада π^0 , для другой половины – только один γ -квант.

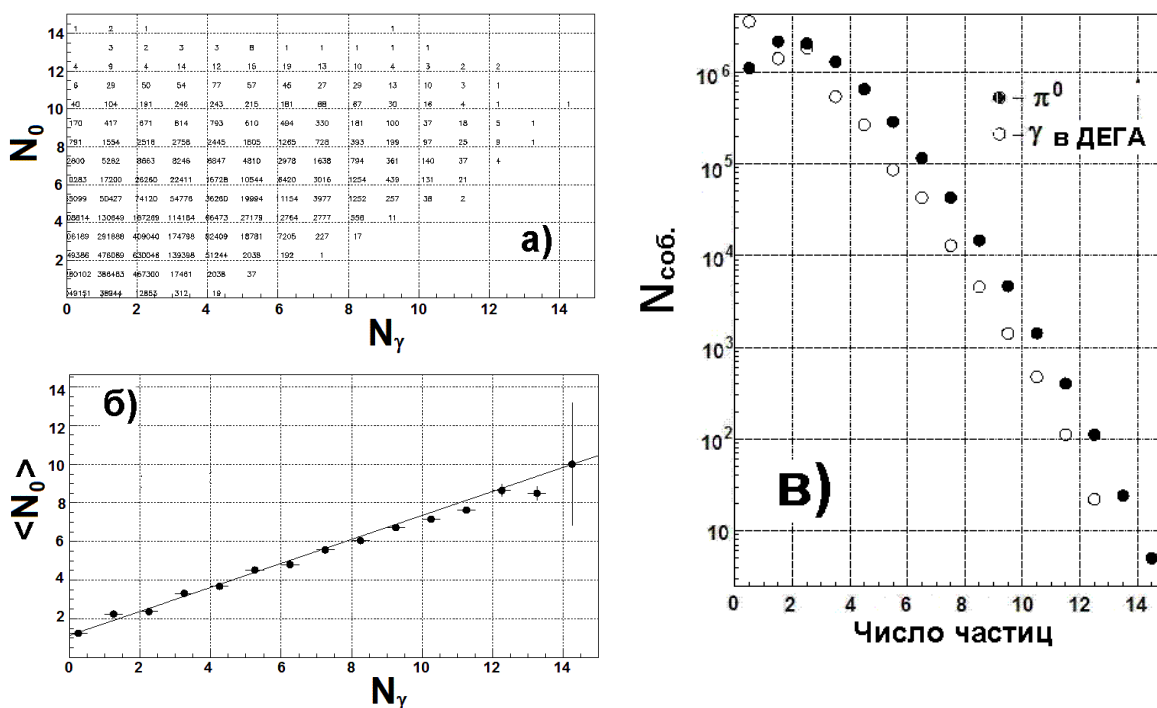


Рис. 2. а) Зависимость числа π^0 в событии от числа γ в ДЕГА; б) зависимость $\langle N_0 \rangle$ от N_γ ; в) распределения по множественности для всех π^0 и γ в ДЕГА.

Рис. 2 иллюстрирует зависимость числа нейтральных пионов от N_γ в ДЕГА. Видно, что в отдельном событии невозможно точно определить полное число нейтральных пионов (рис. 2а). Можно только определить вероятность, с которой некоторое число N_0 соответствует числу попавших в ДЕГА фотонов N_γ . В результате

анализа были получены коэффициенты, связывающие числа событий $N_{ev}(N_\gamma, N_{ch})$ и $N_{ev}(N_0, N_{ch})$, которые в дальнейшем используются для нахождения флуктуаций числа нейтральных пионов. Важно, что среднее значение $\langle N_0 \rangle$ пропорционально числу N_γ (рис. 2б). На рис. 2в представлены распределения по множественности всех π^0 и γ в ДЕГА. По форме эти распределения похожи, за исключением области малых множественностей. Среднее число γ в ДЕГА равно $\langle N_\gamma \rangle = 1.6$. Рис. 3 иллюстрирует результаты моделирования зависимости среднего значения величин $\langle n_0 \rangle$, $\langle n_\gamma \rangle$, стандартного отклонения этих величин σ и параметра омега ($\omega = \sigma^2 * N_{tot} / \langle n \rangle$) от полного числа частиц N_{tot} для моделированных (МК) событий. Параметр ω для γ -квантов уменьшается, а для пионов остается почти постоянным во всей области изменения N_{tot} .

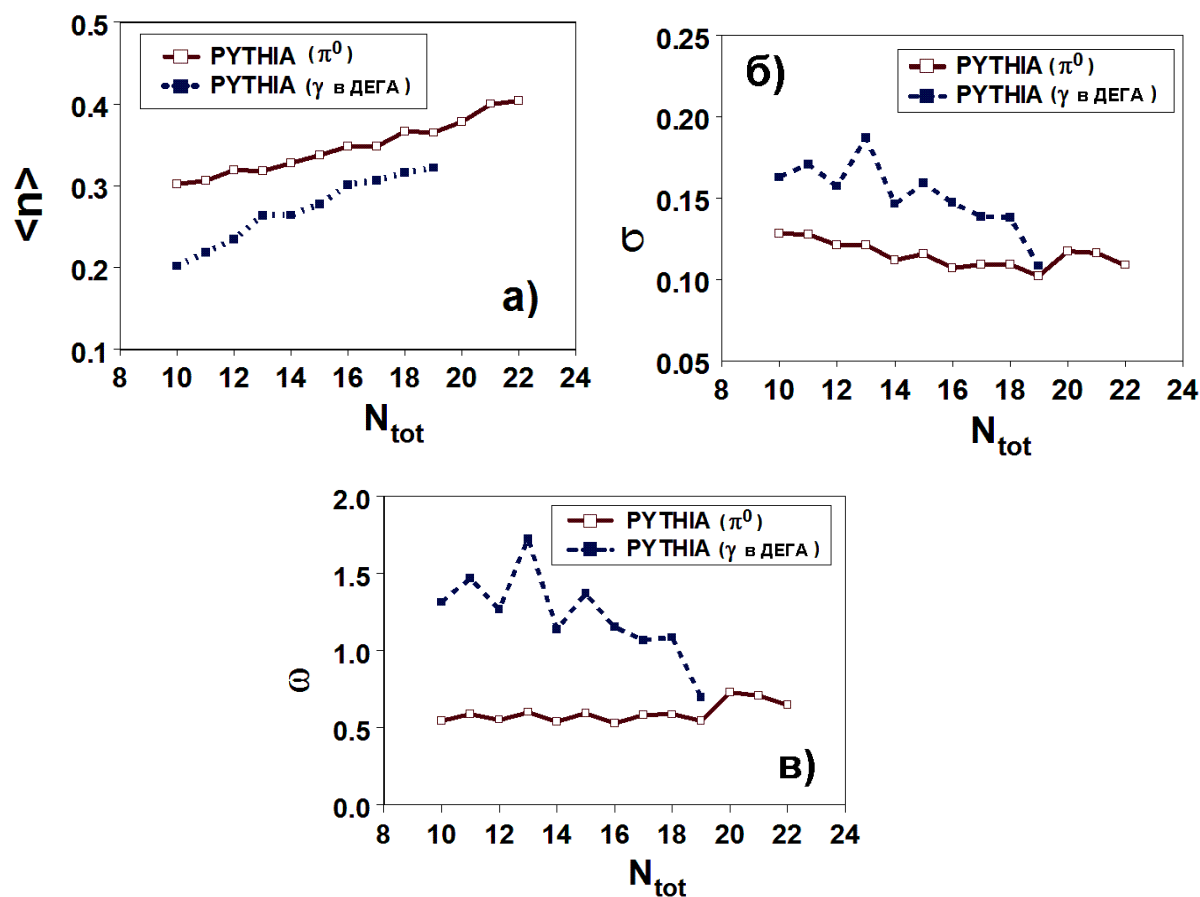


Рис. 3. Зависимости: а) среднего значения величин $\langle n_0 \rangle$, $\langle n_\gamma \rangle$; б) стандартного отклонения этих величин σ и в) параметра ω от полного числа частиц N_{tot} для МК-событий.

2. Регистрация γ -квантов

Детектирующий элемент ДЕГА состоит из блока свинцового стекла ($38 \times 38 \times 505$ мм³) и фотоумножителя (ФЭУ). Почти вся энергия (98%) электромагнитного ливня от γ -кванта, попадающего в центр стекла, выделяется в ячейке из (3x3) элементов, т.к. поперечный размер стекла равен радиусу Мольера. При этом энергия, выделяемая в центральном элементе ячейки, составляет в среднем 77% от энергии всего ливня (рис. 4а). Количество элементов в ДЕГА равно 32 (вертикаль) x 42 (горизонталь) = 1344. Калибровка ДЕГА проводилась с помощью облучения центра каждого элемента узким ($\varnothing 3$ мм) пучком электронов с энергией 15 ГэВ. Обработка данных с ДЕГА заключается в поиске кластеров сигналов в (3x3) ячейке и применения к ним критериев отбора ливней от γ -квантов. Основные критерии следующие:

- ✓ Кластер (3x3) должен содержать не менее 2 каналов с сигналом выше порога равного 10 отсчетам АЦП. При отсутствии сигналов в соседних от центрального канала из-за наличия «нерабочих» каналов или сигнала ниже порога, суммарная энергия ливня корректируется. Она не должна превышать 50 ГэВ.
- ✓ Значение параметра a_5 , которое равно отношению энергии в центральном канале к суммарной энергии всех 9 каналов, для γ должно быть больше 0.4 (рис. 4б). Оно тем больше, чем ближе к центру стекла попадает γ -квант. Для ядерного каскада от заряженных частиц эта величина меньше 0.5.

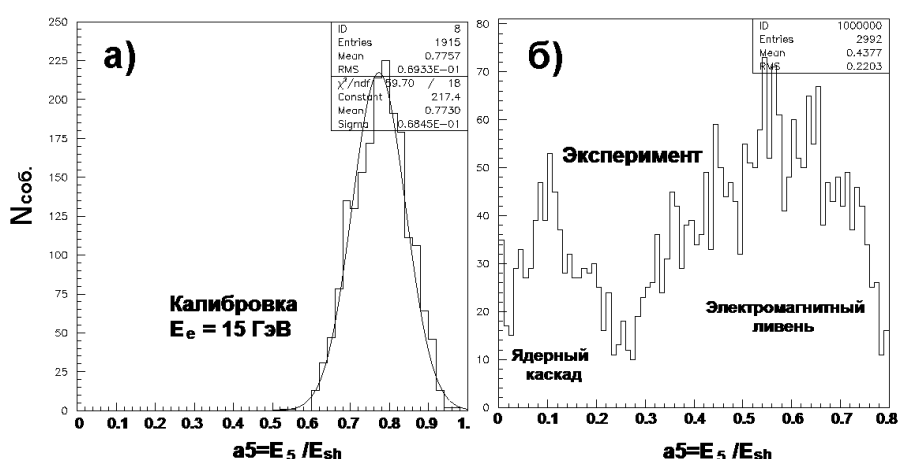


Рис. 4. Значения параметра a_5 (см. текст) для: а) ливней от γ при калибровке и б) реконструированных ливней (3x3) в эксперименте.

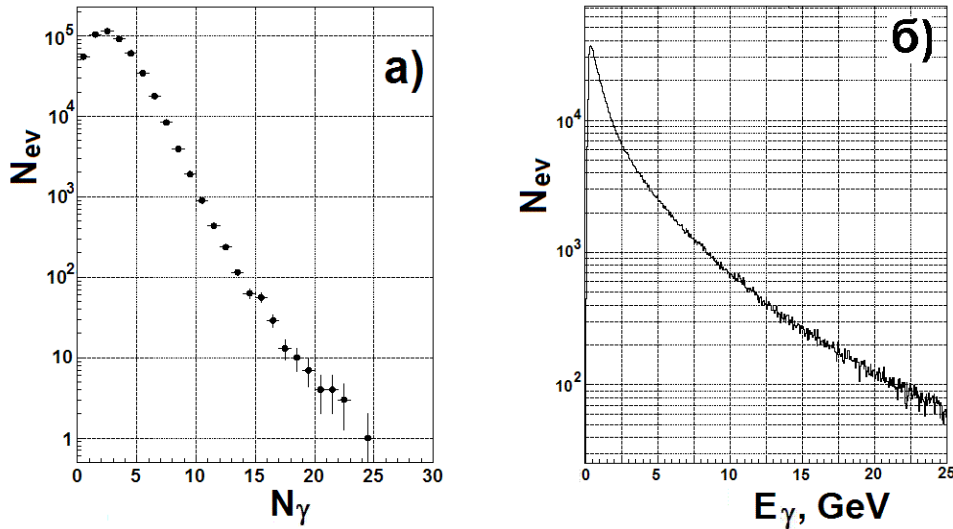


Рис. 5. Распределения наблюдаемых событий: а) по числу γ -квантов и б) по их энергии.

После обработки статистики, использованной в данной работе (~500 тыс. соб.), и отбора электромагнитных ливней, удовлетворяющих перечисленным выше критериям, были получены следующие результаты: среднее число γ в событии $\langle N_\gamma \rangle = 3.0$ (рис. 5а), их средняя энергия $\langle E_\gamma \rangle = 2.8$ ГэВ (рис. 5б), минимальная энергия регистрации равна 100 МэВ.

3. Регистрация заряженных частиц

Для определения N_{ch} используется информация с ВД. Исследование зависимости флуктуаций числа нейтральных пионов от их полного числа предполагает знание восстановленной множественности заряженных частиц с поправками на эффективность реконструкции множественности в ВД, потери треков из-за ограниченной апертуры ВД и подавления триггером событий с малой заряженной множественностью. В работе [5] было проведено моделирование потерь заряженных треков в ВД и получена таблица весов, которые показывают вклад событий с разным истинным числом заряженных частиц в выборку событий с регистрируемой заряженной множественностью. В данной работе числа событий с измеренным N_{ch} распределялись по выборкам событий с восстановленным значением N_{ch} согласно этим весам (поправка 1).

В эксперименте на пузырьковой камере «Мирабель» измерены топологические сечения заряженных частиц в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ до $N_{ch} \leq 16$ [2]. С учетом этих данных в работе [5] получены топологические сечения для области $10 \leq N_{ch} \leq 24$. Используемая в данной работе выборка событий не соответствует реальному распределению по заряженной множественности N_{ch} . Отклонение связано с подавлением событий с малой множественностью триггерными условиями и с непропорциональным отбором событий с разными множественностями для обработки. Поэтому необходимо привести итоговое распределение по заряженной множественности к распределению, полученному в работах [2,5]. В табл. 1 приведены поправочные коэффициенты, на которые умножались числа событий, используемые в данной работе, для разных N_{ch} , при сохранении $N_{ev}(N_{ch}=14)$ неизменным, чтобы привести их в соответствие с измеренными топологическими сечениями (поправка 2). На рис. 6а показано распределение по множественности заряженных частиц до поправок и после поправок 1 и 2. Среднее значение $\langle N_{ch} \rangle$ для событий с $N_{ch} > 4$ после поправок равно 6.7. В табл. 2 приведены восстановленные числа событий для разных значений N_{ch} , N_{γ} и $N_{tot} = N_{ch} + N_{\gamma}$. Числа событий стали нецелыми из-за выполнения процедуры взвешивания. Следует отметить, что изменение числа событий для N_{ch} после введения поправок приводит также к изменению числа событий для N_{γ} . Поэтому распределение по N_{γ} на рис. 6б соответствует числам событий в табл. 2 и отличается от распределения на рис. 5а для наблюдаемых чисел событий. Распределение по множественности N_{γ} для фиксированного значения N_{tot} определяется распределением чисел событий строки в табл. 2, т.е. $N_{ev}(N_{tot}, N_{\gamma})$.

Таблица 1. Поправочные коэффициенты для восстановления множественности заряженных частиц.

N_{ch}	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
$K_{триг}$	142.0	19.65	7.1	3.51	1.55	1.	0.597	1.09	0.604	0.247	0.147

N _{tot}	N _{ch} = 4		6		8		10		12		14		16		18		20		22		24		Σ N _{ev}		
	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}	N _y	N _{ev}			
4	0	233164																					233164		
5	1	422592																						422592	
6	2	459512	0	193631																				653143	
7	3	360538	1	356215																				716753	
8	4	235720	2	387419	0	117924																		741063	
9	5	131634	3	310509	1	220895																		663038	
10	6	63900	4	203024	2	240271	0	46371																553565	
11	7	29252	5	113479	3	195037	1	88136																425903	
12	8	13348	6	56553	4	127779	2	95925	0	14598														308202	
13	9	4970	7	25997	5	72079	3	77174	1	27805														208026	
14	10	2840	8	11869	6	36898	4	50832	2	30726	0	3366												136530	
15	11	1420	9	4932	7	17125	5	29301	3	24553	1	6468												83800	
16	12	710	10	2555	8	7767	6	15237	4	16371	2	7170	0	639										50449	
17	13	426	11	1218	9	3635	7	7224	5	9337	3	5724	1	1227										28991	
18	14	284	12	629	10	1718	8	3268	6	4997	4	3904	2	1377	0	110								16287	
19	15	142	13	334	11	781.0	9	1681	7	2438	5	2249	3	1081	1	206								8912	
20	16	142	14	196	12	440	10	758	8	1186	6	1200	4	772	2	240								4948	
21	17	56.8	15	138	13	206	11	351	9	609	7	595	5	437	3	182								2601	
22	18	0.0	16	78.6	14	121	12	189	10	259	8	302	6	247	4	130								1362	
23	19	28.4	17	39.3	15	95.8	13	105	11	141	9	160	7	120	5	76.3								796	
24	20	0.0	18	19.6	16	59.6	14	49.1	12	75.9	10	80.0	8	69.3	6	45.8								422	
25	21	0.0	19	15.7	17	29.8	15	49.1	13	40.3	11	39.0	9	38.8	7	20.7								249	
26	22	28.4	20	0.0	18	25.6	16	28.1	14	18.6	12	22.0	10	19.7	8	13.1								166	
27			21	0.0	19	6.4	17	13.3	15	20.1	13	9.0	11	9.6	9	7.8								71.6	
28			22	15.7	20	4.3	18	10.2	16	8.1	14	5.5	12	6.0	10	3.8								57.4	
29			21	1.4	19	2.5	17	2.5	17	1.9	15	4.7	13	1.5	11	2.6								17.1	
30			22	6.4	20	6.3	18	2.2	16	2.2	16	1.3	14	0.7	12	1.4								20.3	
31			23	0.0	21	1.8	19	0.8	17	0.7	15	1.2	15	1.2	13	0.4								5.6	
32			24	1.4	22	2.5	20	4.0	18	0.3	16	0.1	14	0.1	14	0.1								9.1	
33			23	0.0	21	0.3	19	1.0	17	0.2	15	0.2	15	0.2	15	0.2								1.8	
34			24	1.8	22	0.3	20	0.8	18	0.0	18	0.0	18	0.0	18	0.0								3.0	
35																									0.3
36																									0.4
Σ N _{ev}	1960707	1668866	1042908	416717	133393	31302	6048	1040	147	20.6	3.3														

Таблица 2. Восстановленные числа событий N_{ev} (N_{tot}, N_{ch}, N_y).

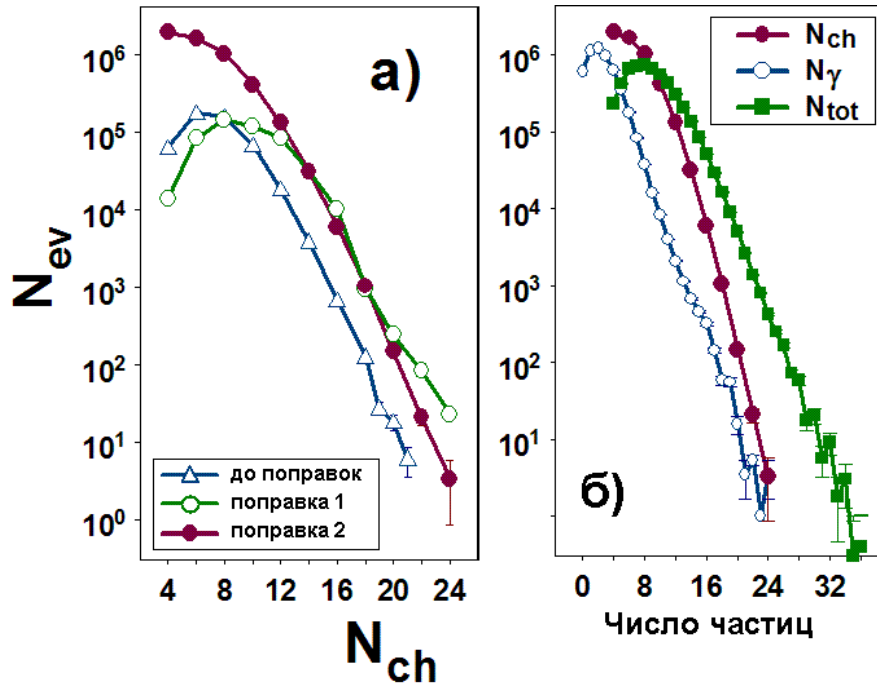


Рис. 6. Распределения по множественности: а) N_{ch} до и после коррекции и б) поправленных N_{ch} , N_{γ} и N_{tot} .

4. Измерение флуктуаций числа нейтральных пионов

Как было показано выше из моделирования, число зарегистрированных в ДЕГА γ -квантов пропорционально среднему числу нейтральных пионов в событии (см. рис. 2б). Чтобы перейти к числам нейтральных пионов, значения чисел событий в табл. 2 поправляются с использованием двумерных распределений $N_{ev}(N_{\gamma}, N_0)$ для МК-событий (см. рис. 2а). Для удобства введем обозначения $i=N_{\gamma}$ и $j=N_0$. Из двумерных распределений $N_{ev}(N_{\gamma}, N_0)=N_{ev}(i, j)$ для каждого значения N_{ch} можно получить матрицу коэффициентов $c_{ij}=N_{ev}(i, j)/N_{ev}(i)$, где $N_{ev}(i)=\sum_j N_{ev}(i, j)$, которые позволяют разложить число событий в ячейке табл. 2 $N_{ev}(N_{\gamma}, N_{ch})$ в сумму событий с разными значениями числа N_0 , $N_{ev}(i, j)=c_{ij} \cdot N_{ev}(i)$ при $N_{ch}=\text{const}$. Для c_{ij} выполняется условие нормировки $\sum_j c_{ij}=1$. Полученная сумма $N_{ev}(j)=\sum_i N_{ev}(i, j)$ есть число событий в ячейке таблицы,

аналогичной табл. 2, но уже для π^0 . Моделирование с помощью программы RYTHIA5.6 позволяет получить коэффициенты c_{ij} только для значений $N_\gamma \leq 10$ и $N_{ch} \leq 14$. Чтобы продолжить таблицу для значений $N_\gamma > 10$ и $N_{ch} > 14$, были использованы закономерности, которые проявляются в значениях коэффициентов c_{ij} .

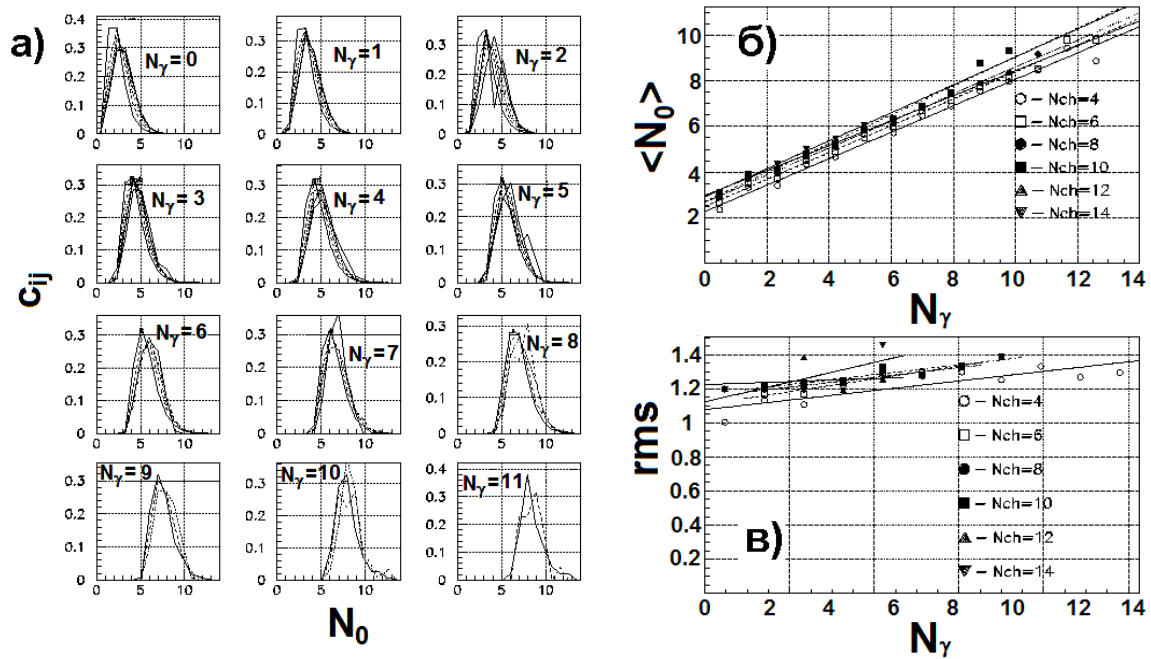


Рис. 7. а) Распределения коэффициентов перехода от N_γ к N_0 . Параметры распределений: б) среднее значение и в) стандартное отклонение.

На рис. 7а показаны зависимости коэффициентов c_{ij} от N_0 для разных значений N_γ и N_{ch} . Распределения для различных значений N_{ch} показаны на одном рисунке для каждого числа N_γ , которое указано. Форма распределений слабо зависит от N_γ и N_{ch} , но их среднее значение $\langle N_0 \rangle$ растет с увеличением N_γ . Видно, что распределения для разных значений N_γ сдвигаются по оси N_0 согласно требованию $N_0 \geq N_\gamma/2$ без изменения формы. На рис. 7б показаны средние значения $\langle N_0 \rangle$ и на рис. 7в – стандартные отклонения (rms) в зависимости от числа N_γ . После параметризации их линейной зависимостью вычисляются c_{ij} для $N_\gamma > 10$ и $N_{ch} > 14$. Получается полная таблица $N_{ev}(N_{tot}, N_{ch}, N_0)$, которая далее используется для измерения флуктуаций чисел N_0 .

Для перехода в выбранное представление данных n_0 , r_0 (см. Введение) число N_0 в каждой строке полной таблицы событий для нейтральных пионов делится на соответствующее значение N_{tot} и получается величина $n_0=N_0/N_{tot}$, а число событий $N_{ev}(N_0, N_{tot})$ делится на сумму событий в строке $N_{ev}(N_{tot})$ и получается величина $r_0= N_{ev}(N_0, N_{tot})/N_{ev}(N_{tot})$. Распределения r_0 от n_0 для каждого N_{tot} , начиная с $N_{tot} \geq 10$, показаны на рис. 8. Нужно отметить, что экспериментальные точки в этих распределениях располагаются для n_0 в интервале $[0,1]$ по-разному. Все распределения параметризуются функцией Гаусса.

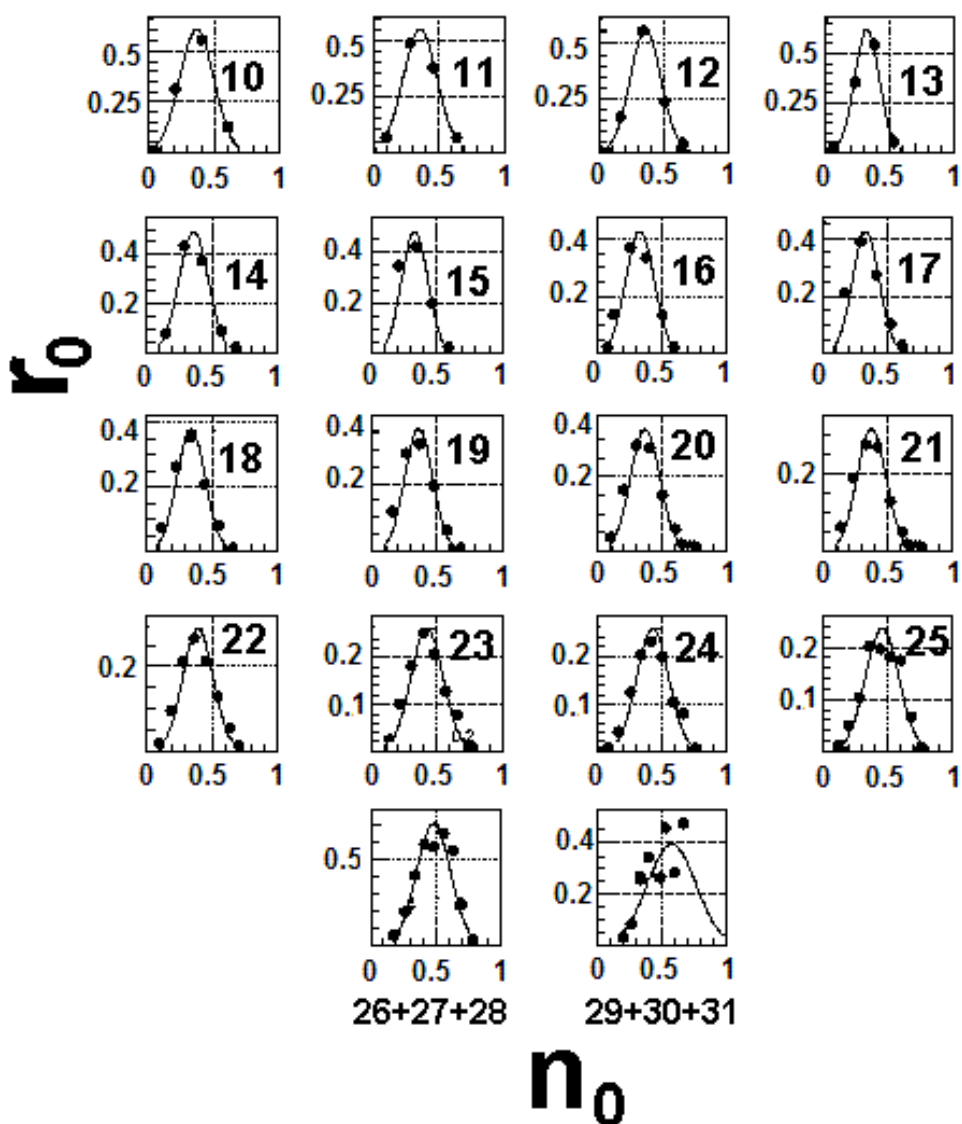


Рис. 8. Распределения по числу нейтральных пионов для разных значений N_{tot} (указаны числом).

На рис. 9 представлена зависимость параметров параметризации от полного числа частиц. Из-за небольшой статистики данные при больших N_{tot} объединены, т.е. параметры при $N_{tot}=27$ получены при объединении данных с $N_{tot} = 26, 27, 28$, а параметры при $N_{tot}=30$ получены при объединении данных с $N_{tot} = 29, 30, 31$. Это возможно при относительной шкале по X в интервале $[0,1]$. Видно, что измеренные значения среднего $\langle n_0 \rangle$ (рис. 9а) совпадают с такими же величинами для нейтральных пионов, полученными при моделировании с помощью программы PYTHIA5.6 при $N_{tot} > 12$.

В модели глюонной доминантности (MGD) [6] аналитическим способом была получена зависимость среднего числа нейтральных пионов от N_{tot} . Эта зависимость также представлена на рис. 9а и иллюстрирует неплохое согласие с экспериментальными данными в области $N_{tot} > 14$. Там же показано среднее число $\langle n_\gamma \rangle$ для γ -квантов, реконструированных в калориметре ДЕГА. Измеренные значения стандартных отклонений σ (Гаусс) (рис. 9б) проявляют качественное согласие с моделью PYTHIA5.6 только для $N_{tot} < 22$, после чего начинается рост данной величины.

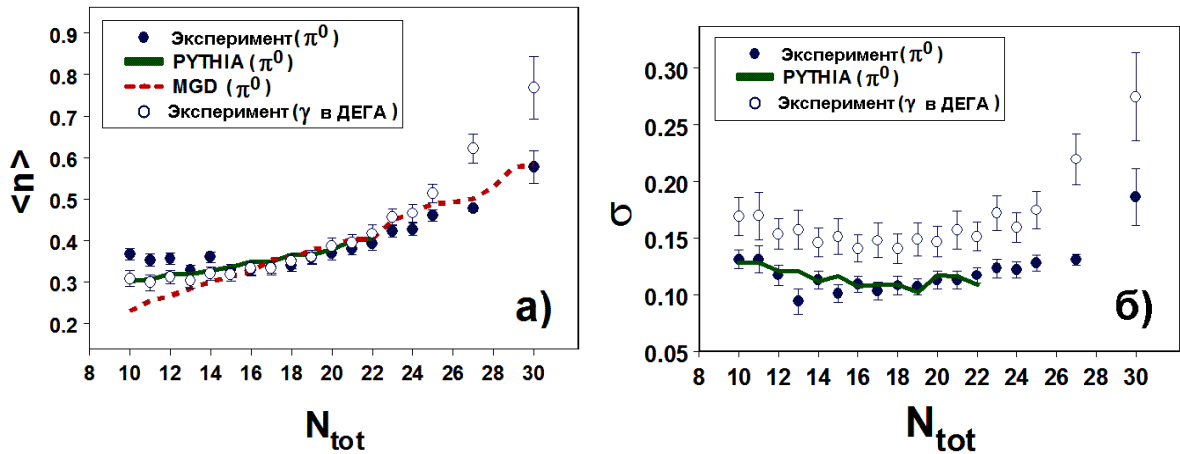


Рис. 9. Параметры распределений числа нейтральных пионов и γ -квантов для экспериментальных данных и МК-событий в зависимости от N_{tot} . Для нейтральных пионов $N_{tot} = N_{ch} + N_0$, для γ -квантов $N_{tot} = N_{ch} + N_\gamma$.

В работе [3] даны теоретические предсказания поведения параметра ω (в нашем случае $\omega = D(N_0) / \langle N_0 \rangle = \sigma^2 * N_{tot} / \langle n_0 \rangle$) для pp-взаимодействий при 50 ГэВ при разных значениях плотности энергии системы пионов, приближающейся к состоянию

конденсата Бозе-Эйнштейна (пионного конденсата) (рис. 10а). Экспериментальные данные (рис. 10б) показывают, что в пределах ошибок нет противоречия с возможностью существования БЭК в системе пионов при $N_{tot} > 22$ в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ.

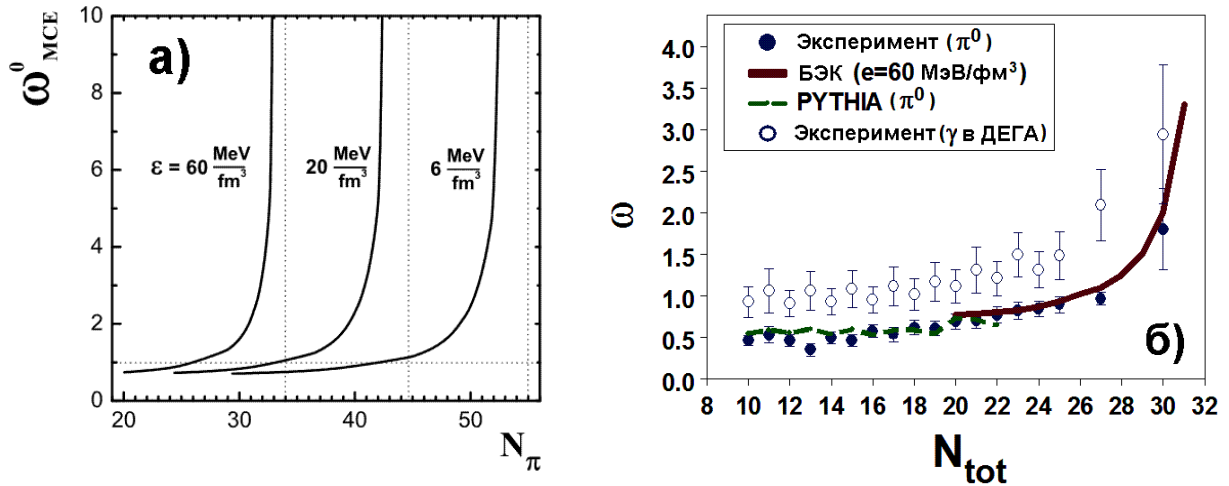


Рис. 10. а) Зависимость параметра ω от N_{tot} из работы [3] и б) измеренные значения параметра ω для нейтральных пионов и γ -квантов в ДЕГА. Для нейтральных пионов $N_{tot}=N_{ch}+N_0$, для γ -квантов $N_{tot}=N_{ch}+N_\gamma$.

Заключение

Измерения чисел нейтральных пионов для событий с большой множественностью в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ (эксперимент SERP-E-190) с учетом моделирования показали, что:

- Среднее число нейтральных пионов в событии пропорционально числу γ -квантов, зарегистрированных в калориметре ДЕГА, что позволяет из флуктуаций числа γ получить флуктуации числа π^0 .
- Данные удобно представлять в относительных шкалах для $n_0=N_0/N_{tot}$ и $r_0=N_{ev}(N_0, N_{tot})/N_{ev}(N_{tot})$. При этом интервал изменения n_0 равен $[0, 1]$ для всех N_{tot} .
- Для получения распределений чисел нейтральных пионов для каждого значения N_{tot} ($N_{tot}=N_{ch}+N_0$) необходимо вносить поправки в измеренные числа событий с различной множественностью заряженных частиц, которые связаны с эффектив-

ностью реконструкции треков в ВД, ограниченной апертурой ВД и действием триггера.

- После параметризации распределений n_0 от n_0 функцией Гаусса зависимости измеренных величин $\langle n_0 \rangle$, σ (Гаусс) и параметра флуктуаций $\omega = D / \langle N_0 \rangle$ от N_{tot} качественно совпадают со значениями, полученными при моделировании с помощью программы PYTHIA5.6 при $N_{tot} < 22$.
- В области $N_{tot} > 22$ флуктуации числа нейтральных пионов возрастают, что в статистических моделях (GCE, CE, MCE) [3, 4] указывает на приближение системы с большим числом пионов к состоянию пионного конденсата (БЭК).
- Данный эффект наблюдается впервые.

Работа была частично поддержана РФФИ (гранты № 08-02-90028 Bel_a, № 09-02-92424 KE_a, № 09-02-00445a, № 06-02-16954) и грантом Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ НШ.1456.2008.2.

Авторы признательны руководству ГНЦ ИФВЭ за поддержку в проведении исследований, персоналу ускорительного подразделения и Отдела пучков за эффективную работу У-70 и канала 22. Авторы благодарны М.И. Горенштейну и В. В. Бегуну за стимуляцию исследований и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] V. V. Avdeichikov et al. Proposal “Thermalization” (in Russian), JINR-P1-2004-190 (2005).
- [2] V. V. Ammosov et al. // Phys. Lett. B 42, 519 (1972).
- [3] V.V. Begun and M.I. Gorenstein. // Phys. Lett. B 653, 190 (2007).
- [4] V.V. Begun and M.I. Gorenstein. // Phys. Rev. C 77, 064903 (2008).
- [5] Ардашев Е.Н. и др. Топологические сечения в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ: Препринт ИФВЭ 2011-4.
- [6] E. S. Kokouline. AIP Conf. Proc. 828, 81 (2006).

Рукопись поступила 15 марта 2011 г.

Е.Н. Ардашев и др.

Флуктуации числа нейтральных пионов при большой множественности
в pp-взаимодействиях при 50 ГэВ.

Редактор Л.Ф. Васильева.

Подписано к печати 28.03.2011. Формат 60 × 84/16. Офсетная печать.
Печ. л. 1, 06. Уч.- изд. л. 1,63. Тираж 80. Заказ 31. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142281, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2011-5, ИФВЭ, 2011
