

ФЛУКТУАЦИИ ЧИСЛА НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ ПРИ БОЛЬШОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 50 ГэВ

© 2012 г. В. Н. Рядовиков*
(от имени Сотрудничества СВД-2¹⁾)

Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

Поступила в редакцию 27.05.2011 г.

Приведены результаты измерения флуктуаций числа нейтральных пионов в эксперименте SERP-E-190 (проект “Термализация”) при облучении жидководородной мишени установки СВД-2 пучком протонов с энергией 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.

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 счетчик и электромагнитный калориметр [1].

Цель проекта “Термализация” состоит в исследовании множественного рождения частиц в pp -взаимодействиях 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 дает только качественную картину процесса. Распределение частиц по множественности при энергии 50 ГэВ было измерено ранее [2] для числа заряженных частиц до $N_{\text{ch}} = 16$. Среднее число заряженных частиц при этой энергии составляет $\langle N_{\text{ch}} \rangle = 5.3$. Кинематический предел для полного числа заряженных и нейтральных частиц равен $N_{\text{tot}} = 56$. В настоящей работе представлены данные в интервале $N_{\text{ch}} = 4-22$ и $N_{\text{tot}} = 4-31$. При множественности, значительно превышающей среднюю, могут проявиться коллективные эффекты — большие флуктуации числа заряженных и нейтральных пионов как результат образования пионного конденсата, формирование струй тождественных пионов (так называемый многочастичный эффект Бозе–Эйнштейна), формирование событий с кольцевой топологией как результат адронизации глюонов, испускаемых партонами в ядерной среде (аналог черенковского излучения) и др. Получаемые на

*E-mail: riadovikov@ihep.ru

¹⁾ В. В. Авдейчиков, А. Н. Алеев, Е. Н. Ардашев, А. Г. Афонин, В. П. Баландин, С. Г. Басиладзе, М. А. Батурицкий, С. Ф. Бережнев, Г. А. Богданова, М. Ю. Боголюбовский, В. А. Будилов, Ю. Т. Бурзунов, А. М. Вишневская, В. Ю. Волков, А. П. Воробьев, А. Г. Воронин, В. Ф. Головкин, С. Н. Головня, С. А. Горохов, Н. И. Гришин, Я. В. Гришкевич, Г. Г. Ермаков, П. Ф. Ермолов, Н. К. Жидков, В. Н. Запольский, Е. Г. Зверев, С. А. Зоткин, Д. Е. Карманов, А. В. Карпов, Г. Д. Кекелидзе, В. И. Киреев, А. А. Кирыков, Е. С. Кокоулина, В. В. Константинов, В. Н. Крамаренко, А. В. Кубаровский, Н. А. Кузьмин, Л. Л. Курчанинов, А. Я. Кутлов, Г. И. Ланщикова, А. К. Лефлат, И. С. Лобанов, Е. В. Лобанова, С. И. Лютов, В. М. Лысан, М. М. Меркин, Г. Я. Митрофанов, В. В. Мьялковский, В. А. Никитин, В. С. Петров, Ю. П. Петухов, В. Д. Пешехонов, А. В. Плескач, М. К. Полковников, В. В. Попов, В. М. Роньжин, И. А. Руфанов, В. А. Сенько, М. М. Солдатов, В. И. Спирыкин, А. В. Терлецкий, Л. А. Тихонова, Н. Ф. Фурманец, А. Г. Холоденко, Ю. П. Цюпа, Ю. А. Ченцов, Н. А. Шаланда, А. И. Юкаев, В. И. Якимчук.

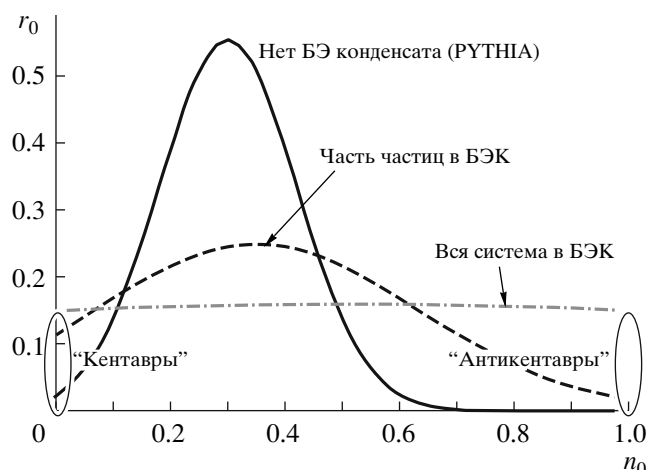


Рис. 1. Множественность нейтральных пионов как доля от N_{tot} в КХД и в приближении к БЭК.

установке СВД-2 данные позволяют проверить и дать развитие различным моделям множественного рождения в области $N_{tot} > \langle N_{tot} \rangle$.

В работах Горенштейна и Бегуна [3, 4] показано, что в модели, основанной на квантовой статистике, при приближении системы пионов к условиям образования конденсата Бозе–Энштейна (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 SERP-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 $n_0 = N_0 / N_{tot}$ 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 -мезонов 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 n_0 изменяется в интервале $[0, 1]$ и сумма всех r_0 равна 1 для каждого N_{tot} .

Рисунок 1 качественно иллюстрирует поведение распределений по относительной множественности n_0 : при моделировании событий с помощью программы РУТИА5.6 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.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕГИСТРАЦИИ π^0 -МЕЗОНОВ

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 -мезонов важно, чтобы существовала линейная зависимость между числом зарегистрированных γ -квантов и числом π^0 -мезонов в событии.

С помощью программы РУТИА5.6 было смоделировано 10 млн неупругих событий $pp \rightarrow X$ при 50 ГэВ. Эффективность регистрации γ -квантов в ДЕГА принималась равной 1, если γ попадает в апертуру калориметра (прямоугольник 160×122 см 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

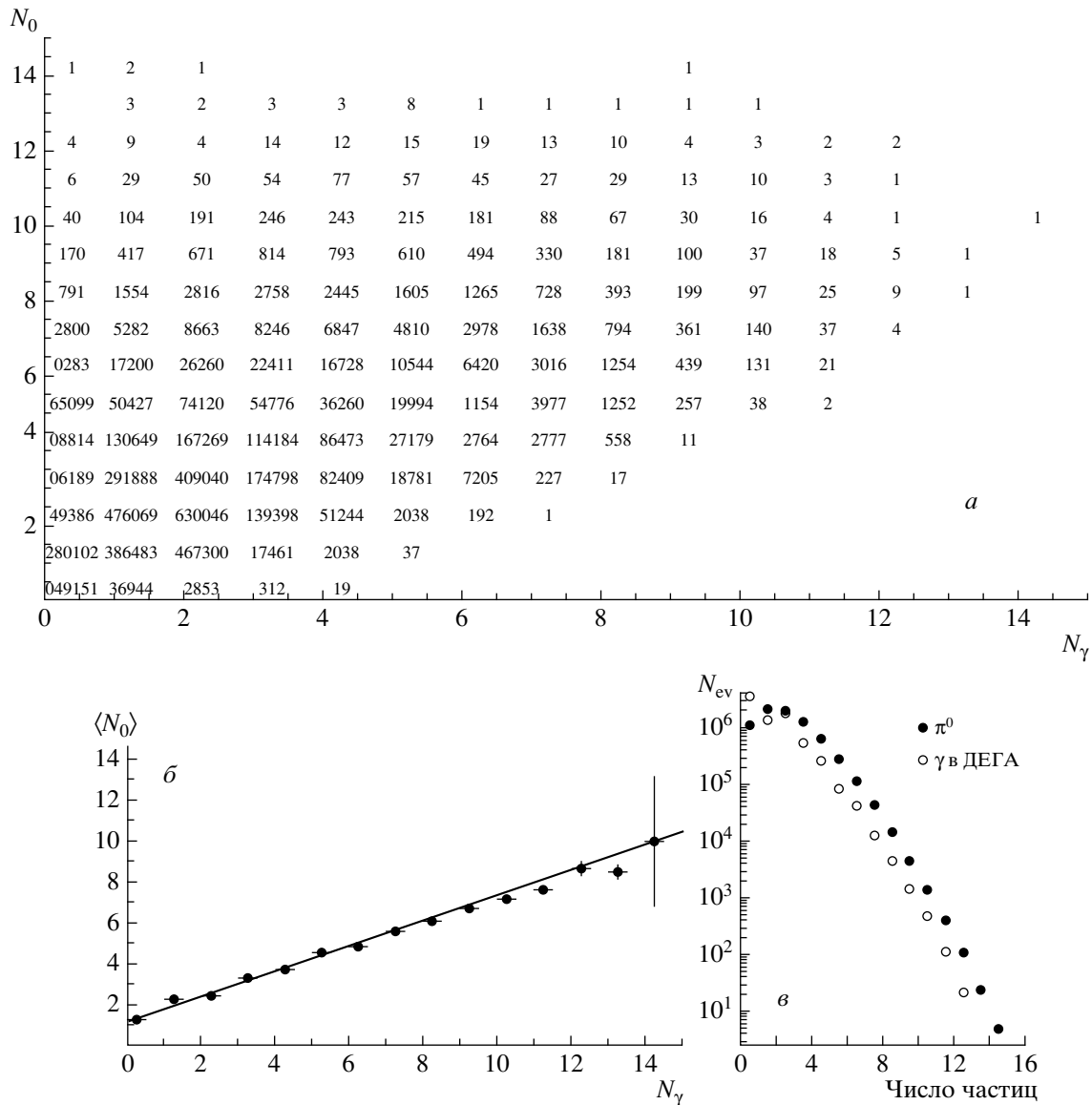


Рис. 2. *а* — Зависимость числа π^0 -мезонов, N_0 , в событии от числа γ -квантов, N_γ , в ДЕГА; *б* — зависимость $\langle N_0 \rangle$ от N_γ ; *в* — распределения по множественности для всех π^0 и γ в ДЕГА.

распада π^0 составляет 95%, т.е. практически все фотоны в событии являются продуктами распада π^0 . Моделирование показало, что энергия π^0 в л.с. должна быть более 1 ГэВ, чтобы оба γ попали в апертуру 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.

Рисунок 2 иллюстрирует зависимость числа нейтральных пионов от N_γ в ДЕГА. Видно, что в отдельном событии невозможно определить полное число нейтральных пионов (рис. 2а) точно. 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 $\langle N_0 \rangle$ линейно зависит от числа N_γ (рис. 2б). На рис. 2в представлены распределения по множественности всех π^0 и γ в ДЕГА. Рисунок 3 иллюстрирует результаты моделирования зависимости среднего значения величин $\langle n_0 \rangle$, $\langle n_\gamma \rangle$, стандартного отклонения этих величин σ и параметра ω ($\omega = \sigma^2 N_{tot} / \langle n \rangle$) от полного числа частиц N_{tot} для событий, моделированных методом Монте-Карло (МК). Параметр ω для γ -квантов уменьшается, а

для пионов остается почти неизменным во всей области изменения N_{tot} .

РЕГИСТРАЦИЯ γ -КВАНТОВ

Детектирующий элемент ДЕГА состоит из блока свинцового стекла ($38 \times 38 \times 505$ мм) и фотоумножителя (ФЭУ). Почти вся энергия (98%) электромагнитного ливня от γ -кванта, попадающего в центр стекла, выделяется в ячейке из 3×3 элементов, так как 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 $32(\text{вертикаль}) \times 42(\text{горизонталь}) = 1344$. 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 (3×3) ячейке и применении к ним критериев отбора ливней от γ -квантов. Основные критерии следующие:

1. Кластер (3×3) должен содержать не менее двух каналов с сигналом выше порога, равного 10 отсчетам АЦП. При отсутствии сигналов в соседних с центральным каналах, из-за наличия “нерабочих” каналов или сигнала ниже порога, суммарная энергия ливня корректируется. Она не должна превышать 50 ГэВ.

2. Значение параметра a_5 , которое равно отношению энергии в центральном канале к суммарной энергии всех девяти 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.

После обработки статистики, использованной в настоящей работе ($\sim 500\,000$ соб.), и отбора электромагнитных ливней, удовлетворяющих перечисленным выше критериям, были получены следующие результаты: среднее число γ -квантов 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.

РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Для определения N_{ch} используется информация с ВД. Исследование зависимости флуктуаций числа нейтральных пионов от полного числа частиц предполагает знание восстановленной множественности заряженных частиц с поправками на эффективность реконструкции множественности в ВД и на потери треков из-за ограниченной апертуры ВД. В работе [5] было проведено моделирование потерь заряженных треков в ВД и получена

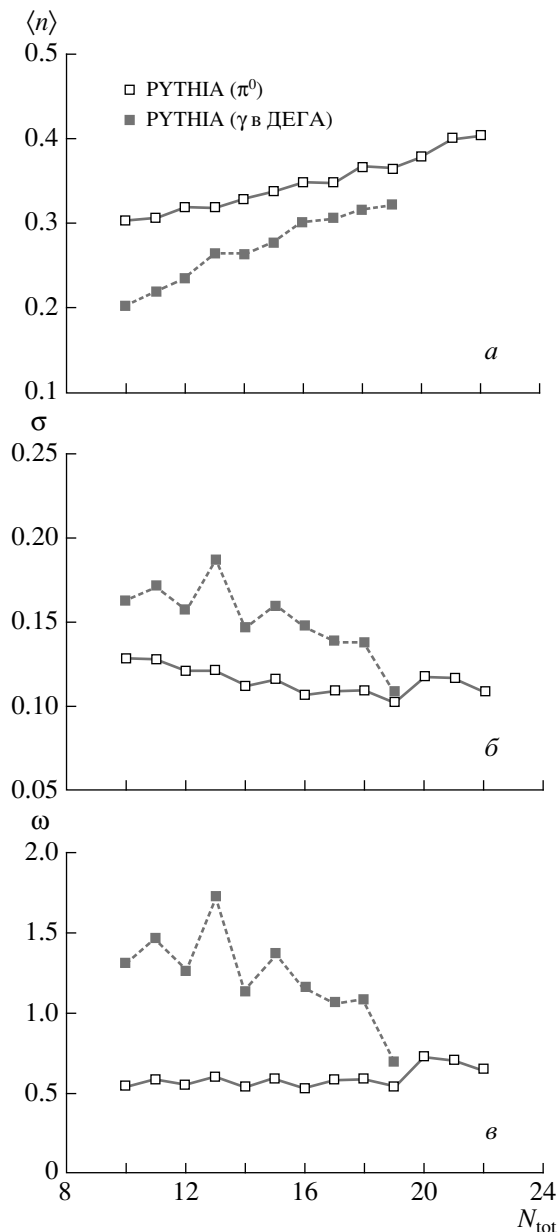


Рис. 3. Зависимость от полного числа частиц N_{tot} для МК-событий: а — среднего значения величин $\langle n_0 \rangle$, $\langle n_\gamma \rangle$; б — стандартного отклонения этих величин σ ; в — параметра ω .

таблица весов, которые показывают вклад событий с разным истинным числом заряженных частиц в выборку событий с регистрируемой заряженной множественностью. В настоящей работе события с измеренным N_{ch} распределялись по выборкам событий с восстановленным значением N_{ch} согласно этим весам (поправка 1).

В эксперименте на пузырьковой камере “Ми-рабель” измерены топологические сечения заряженных частиц в pp -взаимодействиях при 50 ГэВ до $N_{ch} \leq 16$ [2]. С учетом этих данных в работе

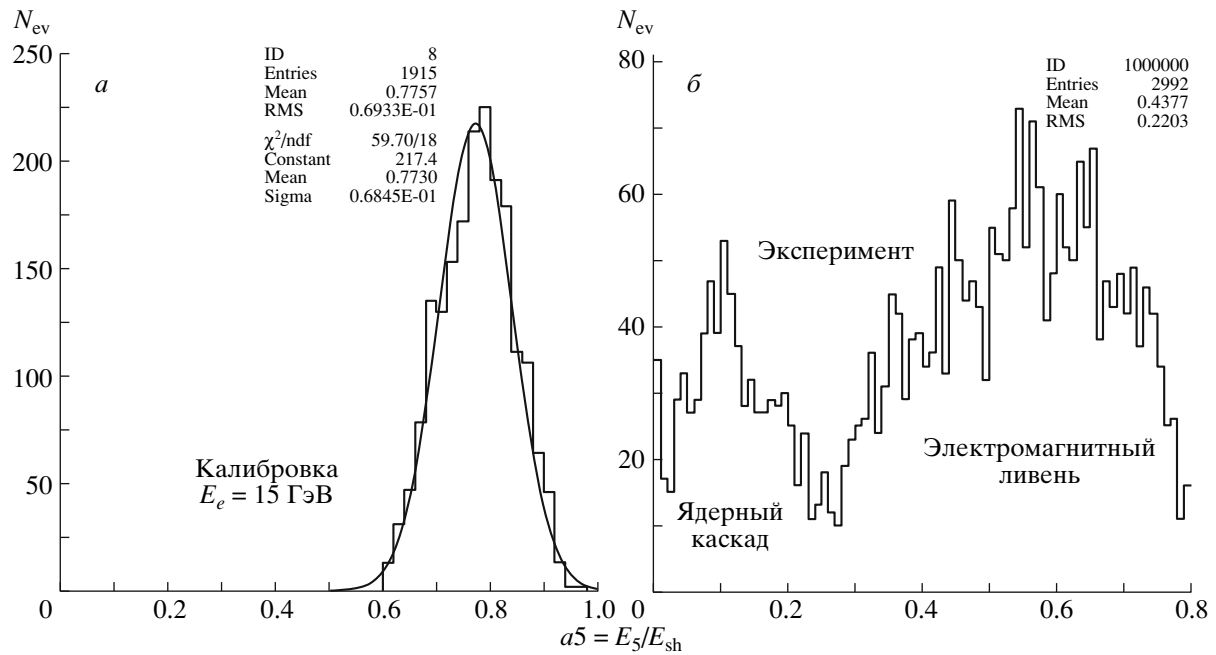


Рис. 4. Значения параметра a_5 (см. текст) для: *a* — электромагнитных ливней при калибровке, *б* — реконструированных ливней (3×3) в эксперименте.

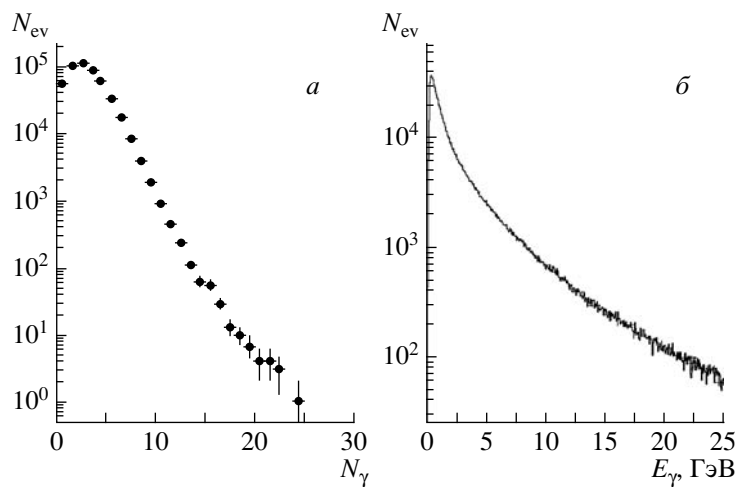


Рис. 5. Распределение наблюдаемых событий: *a* — по числу γ -квантов, *б* — по их энергии.

[5] получены топологические сечения для области $10 \leq N_{ch} \leq 24$. Используемая в настоящей работе выборка событий не соответствует реальному распределению событий 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 было привести итоговое распределение по заряженной множественности к распределению, полученному в работах [2, 5]. Были получены поправочные коэффициенты, на которые

умножались числа событий, используемые в настоящей работе для разных N_{ch} (при сохранении $N_{ev}(N_{ch} = 14)$ неизменным), чтобы привести эти числа в соответствие с измеренными топологическими сечениями (поправка 2). На рис. 6а показано распределение событий по множественности заряженных частиц до и после введения поправок 1 и 2. Среднее значение $\langle N_{ch} \rangle$ для событий с $N_{ch} > 4$ после поправок равно 6.7. Результатом введенных поправок являются восстановленные числа событий для разных значений N_{ch} , N_γ и $N_{tot} = N_{ch} + N_\gamma$. Следует отметить, что изменение числа со-

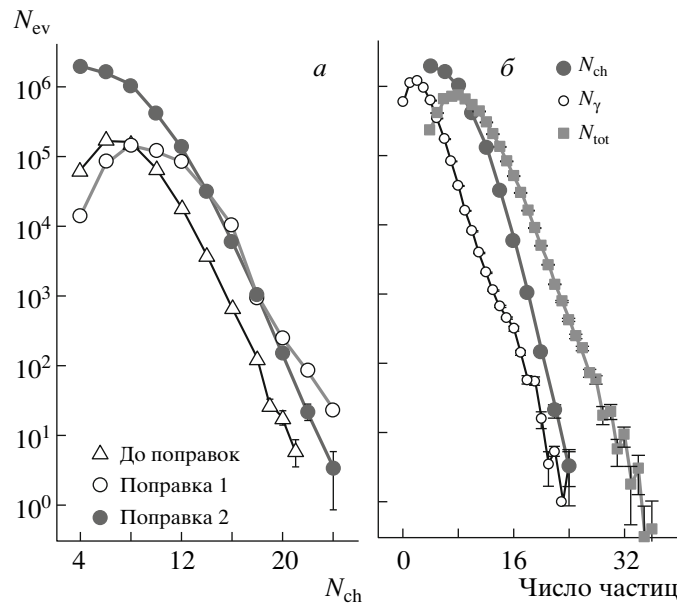


Рис. 6. Распределение событий по множественности: *а* — по N_{ch} до и после коррекции, *б* — по поправленным N_{ch} , N_{γ} и N_{tot} .

бытий для N_{ch} приводит также к изменению числа событий для N_{γ} . Поэтому распределение по N_{γ} на рис. 6б отличается от распределения на рис. 5а для наблюдаемых чисел событий и $\langle N_{\gamma} \rangle = 2.3$. Распределение по множественности N_{γ} для фиксированного значения N_{tot} определяется распределением чисел событий $N_{ev}(N_{\gamma}, N_{tot})$.

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЧИСЛА НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Как было показано выше, исходя из результатов моделирования число зарегистрированных в ДЕГА γ -квантов линейно зависит от среднего числа нейтральных пионов в событии (см. рис. 2б). Для восстановления чисел событий с нейтральными пионами используются двумерные распределения $N_{ev}(N_{\gamma}, N_0)$ 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 $N_{ev}(i) = \sum_j N_{ev}(i, j)$. Далее числа событий $N_{ev}(N_{\gamma}, N_{ch})$ разлагаются в сумму событий с разными значениями числа N_0 , $N_{ev}(i, j) = c_{ij}N_{ev}(i)$ 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, аналогичное числу $N_{ev}(N_{\gamma}, N_{tot})$ при $N_{ch} = \text{fix}$, но уже для π^0 . Моделирование с помощью программы РУТНІА5.6 позволяет получить коэффициенты только для значений $N_{\gamma} \leq 10$ и

$N_{ch} \leq 14$. Чтобы продолжить восстановление чисел событий для значений $N_{\gamma} > 10$ и $N_{ch} > 14$, были использованы закономерности, которые наблюдаются в значениях коэффициентов c_{ij} .

На рис. 7а показана зависимость коэффициентов c_{ij} от N_0 для разных значений N_{γ} и N_{ch} . Распределения для различных значений N_{ch} показаны линиями разного вида для каждого указанного числа N_{γ} . 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 стандартные отклонения (rms) в зависимости от числа N_{γ} . После параметризации их линейной зависимостью вычисляются c_{ij} для $N_{\gamma} > 10$ и $N_{ch} > 14$. Таким образом, имеем полный набор чисел событий $N_{ev}(N_{ch}, N_0, N_{tot})$, который далее используется для измерения флуктуаций чисел N_0 .

Как было отмечено ранее (см. Введение), мы используем относительные величины n_0 и r_0 : $n_0 = N_0/N_{tot}$ и $r_0 = N_{ev}(N_0, N_{tot})/N_{ev}(N_{tot})$. Распределения r_0 от n_0 для каждого N_{tot} , начиная с $N_{tot} \geq 10$, показаны на рис. 8. Из-за небольшой статистики данные при больших N_{tot} объединены. Все распределения параметризуются функцией Гаусса. На рис. 9 представлена зависимость используемых параметров от полного числа частиц. 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 $N_{tot} = 29,$

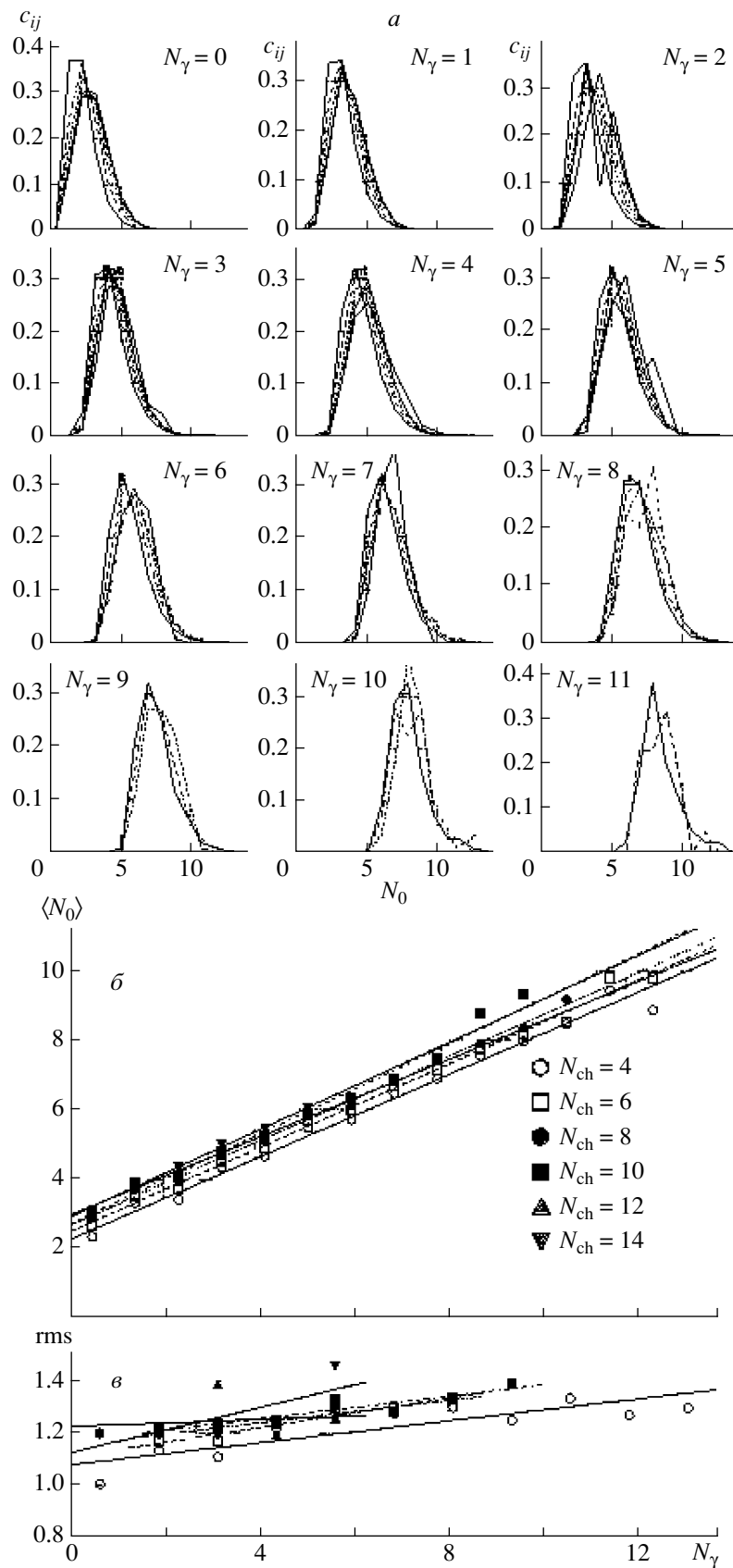


Рис. 7. *a* – Распределение коэффициентов c_{ij} перехода от N_γ к N_0 . *б* и *в* – Параметры распределений N_0 и rms (стандартное отклонение) соответственно в зависимости от N_γ .

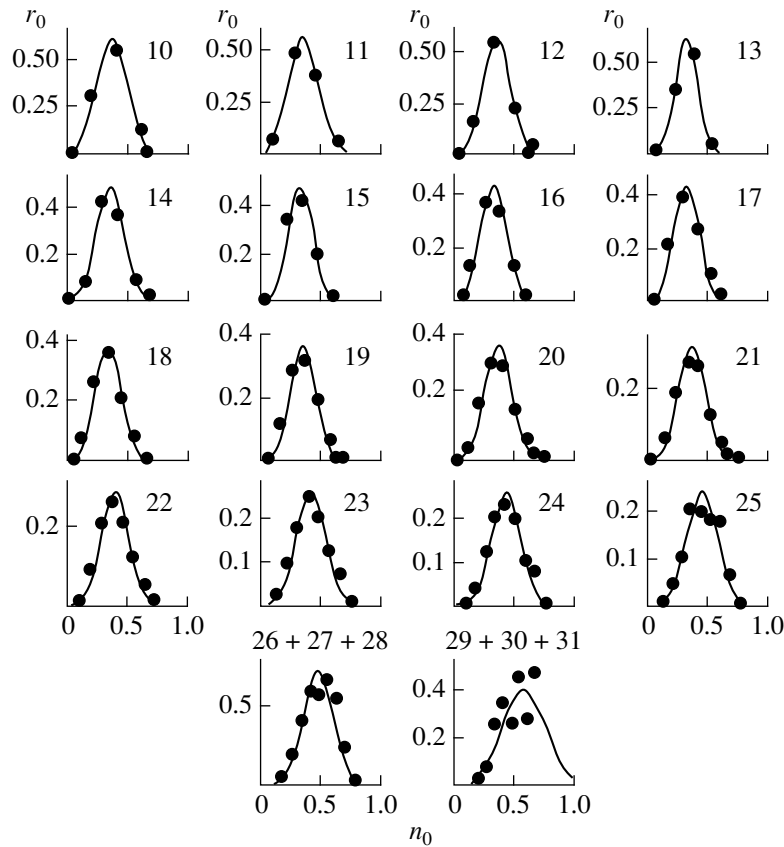


Рис. 8. Распределение по числу нейтральных пионов для разных значений N_{tot} (указаны на рисунке).

30, 31. 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 РУТНИА5.6 при $24 > N_{tot} > 12$. 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 (при параметризации функцией Гаусса) (рис. 9б) проявляют качественное согласие с моделью РУТНИА5.6 только для $N_{tot} < 22$, после чего начинается рост данной величины.

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). Измеренные в настоящей работе значения ω для γ -квантов и π^0 (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.

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:

1) среднее число нейтральных пионов в событии линейно зависит от числа γ -квантов, зарегистрированных в калориметре ДЕГА, что позволяет из флуктуаций числа γ получить флуктуации числа π^0 ;

2) удобно представлять данные 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} ;

3) 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

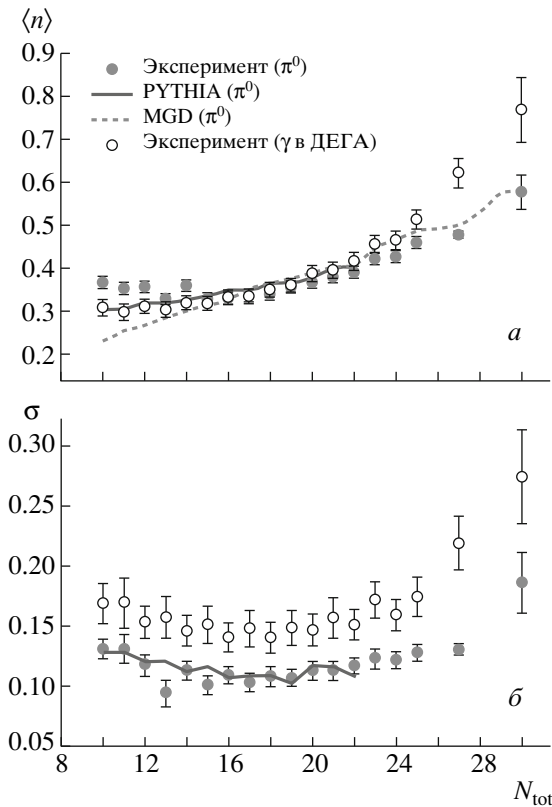


Рис. 9. Зависимость параметров распределений от N_{tot} : *a* — числа нейтральных пионов и γ -квантов, *б* — стандартного отклонения этих величин, для экспериментальных данных и МК-событий. Для нейтральных пионов $N_{tot} = N_{ch} + N_0$, для γ -квантов $N_{tot} = N_{ch} + N_\gamma$.

эффективностью реконструкции треков в ВД, ограниченной апертурой ВД и действием триггера;

4) после параметризации распределений r_0 от n_0 функцией Гаусса зависимости измеренных величин $\langle n_0 \rangle$, σ и параметра флуктуаций $\omega = D/\langle N_0 \rangle$ от N_{tot} качественно совпадают с зависимостями, полученными при моделировании с помощью программы RUTHIA5.6 при $N_{tot} < 22$;

5) 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);

6) 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 ГНЦИФВЭ за поддержку в проведении исследований, персоналу ускорительного подразделения и Отдела

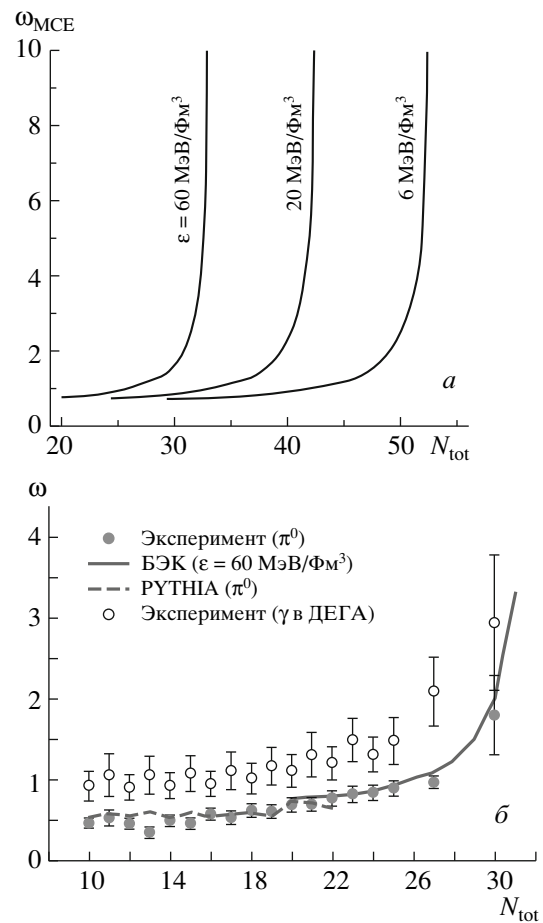


Рис. 10. Зависимость параметра ω от N_{tot} : *a* — теоретические предсказания из работы [3], *б* — измеренные в настоящей работе значения ω для нейтральных пионов и γ -квантов в ДЕГА. Для нейтральных пионов $N_{tot} = N_{ch} + N_0$, для γ -квантов $N_{tot} = N_{ch} + N_\gamma$.

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. В. В. Авдейчиков и др., Проект “Термализация”, Препринт № P1-2004-190, ОИЯИ (Дубна, 2004).
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. В. Н. Рядовиков (от имени Сотрудничества СВД-2), ЯФ **75**, 343 (2012).
6. E. S. Kokoulina, AIP Conf. Proc. **828**, 81 (2006).

NEUTRAL PION FLUCTUATIONS AT HIGH MULTIPLICITY IN pp -INTERACTIONS AT 50 GeV

V. N. Ryadovikov
(on behalf of the SVD-2 Collaboration¹⁾)

The results of pion fluctuation measurements for SERP-E-190 experiment received with 50-GeV proton beam irradiation of liquid hydrogen target at SVD-2 setup are presented. Simulations of gamma detection with electromagnetic calorimeter are shown a linear dependence between the number of gammas in the calorimeter and average number of neutral pions. Distributions of neutral pion number N_0 for each total number of particles in event $N_{\text{tot}} = N_{\text{ch}} + N_0$ were obtained after making the corrections on setup acceptance, triggering and efficiency of events reconstruction. The parameter of neutral pion fluctuations $\omega = D/\langle N_0 \rangle$ was measured. The fluctuations increase at $N_{\text{tot}} > 22$, that is indication for approaching to pion condensate conditions for high pion multiplicity system according to GCE, CE, MCE models. This effect is observed for the first time.

¹⁾ A. G. Afonin, A. N. Aleev, E. N. Ardashev, V. V. Avdeichikov, V. P. Balandin, S. G. Basiladze, M. A. Batouritski, S. F. Berezhnev, G. A. Bogdanova, M. Yu. Bogolyubsky, V. A. Budilov, Yu. T. Burzunov, Yu. A. Chentsov, G. G. Ermakov, P. F. Ermolov, N. F. Furmanets, V. F. Golovkin, S. N. Golovnya, S. A. Gorokhov, N. I. Grishin, Ya. V. Grishkevich, D. E. Karmanov, A. V. Karpov, G. D. Kekelidze, A. G. Kholodenko, V. I. Kireev, A. A. Kiryakov, E. S. Kokoulina, V. V. Konstantinov, V. N. Kramarenko, A. V. Kubarovsky, L. L. Kurchaninov, A. Ya. Kutov, N. A. Kuzmin, G. I. Lanschikov, A. K. Leflat, I. S. Lobanov, E. V. Lobanova, S. I. Lyutov, V. N. Lysan, M. M. Merkin, G. Ya. Mitrofanov, V. V. Myalkovskiy, V. A. Nikitin, V. D. Peshehonov, V. S. Petrov, Yu. P. Petukhov, A. V. Pleskach, M. K. Polkovnikov, V. V. Popov, V. N. Ronzhin, I. A. Rufanov, V. A. Senko, N. A. Shalanda, M. M. Soldatov, V. I. Spiriyakin, A. V. Terletskiy, L. A. Tikhonova, Yu. P. Tsyupa, A. M. Vishnevskaya, V. Yu. Volkov, A. P. Vorobiev, A. G. Voronin, V. I. Yakimchuk, A. I. Yukaev, V. N. Zapolskii, N. K. Zhidkov, S. A. Zotkin, E. G. Zverev.