

P1-2004-190

Сотрудничество ОИЯИ – НИИЯФ МГУ – ИФВЭ –
ФИРАН – ГГТУ – ОИЭЯИ НАНБ

РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В pp -ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
С ВЫСОКОЙ МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ
ПРИ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ 70 ГэВ
Проект «Термализация»

В. В. Авдейчиков, А. И. Алеев, В. П. Баландин, В. А. Васендина, Н. К. Жидков,
Л. С. Золин, Р. Я. Зулкарнеев, В. И. Киреев, И. Г. Косарев, Н. А. Кузьмин,
Э. А. Кураев, И. Д. Манджавидзе, В. А. Никитин, Ю. П. Петухов,
В. Д. Пешехонов, И. А. Руфанов, А. Н. Сисакян, А. И. Юкаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С. Г. Базиладзе, В. Ю. Волков, П. Ф. Ермолов, В. А. Крамаренко,
А. В. Кубаровский, А. К. Лефлат, М. М. Меркин, В. В. Попов,
Л. А. Тихонова

*НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ
им. М. В. Ломоносова, Москва*

А. Н. Аникеев, В. Г. Васильченко, А. П. Воробьев, В. Г. Лапшин, С. В. Майоров,
Ю. М. Мельник, А. П. Мещанин, В. Н. Рябовиков, А. Г. Холоденко, Ю. П. Цюпа,
О. Г. Чикилев, А. Е. Якутин

*Государственный научный центр РФ
«Институт физики высоких энергий», Протвино*

И. М. Дремин

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

Е. С. Кокоулина, А. А. Панков

*Гомельский государственный технический университет им. П. О. Сухого,
Республика Белоруссия*

В. И. Кувшинов

*Объединенный институт энергетических и ядерных исследований «Сосны»
НАН Белоруссии*

Рождение частиц в pp -взаимодействии с высокой множественностью при энергии протонов 70 ГэВ. Проект «Термализация»

Цель предлагаемого эксперимента состоит в исследовании коллективного поведения вторичных частиц, образованных в многочастичном pp -взаимодействии при энергии пучка протонов $E_{\text{lab}} = 70$ ГэВ. Предполагается исследовать область высокой множественности $n_{\text{tot}} = 20-35$, или $z = n/\bar{n} = 3-5$. У порога реакции $pN \rightarrow n\pi + 2N$ все частицы имеют малый относительный импульс. Вследствие многобозонной интерференции может возникнуть ряд коллективных эффектов в поведении вторичных частиц, в частности, ожидается увеличение парциального сечения $\sigma(n)$ рождения n тождественных частиц по сравнению с общепринятыми экстраполяциями и увеличение выхода прямых фотонов.

Эксперимент выполняется на модернизированной установке СВД — спектрометре с вершинным детектором на выведенном пучке протонов ускорителя ИФВЭ У-70. Требуемая интенсивность пучка составляет $\sim 10^7 \text{ c}^{-1}$. Предполагая парциальное сечение $\sigma(n_{\pi} = 30) = 0,2 \text{ мкб}$, мы ожидаем скорость счета 10^2 событий в час. Многобозонная интерференция может существенно увеличить скорость набора статистики.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Перевод авторов

Multiparticle Production Process in pp Interaction with High Multiplicity at $E_p=70$ GeV. Proposal «Thermalization»

The goal of the proposed experiment is the investigation of the collective behaviour of particles in the process of multiple hadron production in the pp interaction $pp \rightarrow n_{\pi}\pi + 2N$ at the beam energy $E_{\text{lab}} = 70$ GeV. The domain of high multiplicity $n_{\pi} = 20-35$ or $z = n/\bar{n} = 3-5$ will be studied. Near the threshold of the reaction $n_{\pi} \rightarrow 69$, all particles get a small relative momentum. As a consequence of the multiboson interference a number of collective effects may occur. In particular, drastic increase of the partial cross section $\sigma(n)$ of the n identical particles production, as compared with commonly accepted extrapolation, and increase of the rate of direct photons are expected.

The experiment is carried out on the modernized installation SVD, a spectrometer with a vertex detector which is supplied with a trigger system for registration of rare events with high multiplicity, on extracted proton beam of the IHEP (Protvino) 70 GeV accelerator. Required beam intensity is $\sim 10^7 \text{ s}^{-1}$. Assuming the partial cross section $\sigma(n_{\pi} = 30) = 0.2 \text{ }\mu\text{b}$, we expect a counting rate of 10^2 events per hour. The multiboson BEC enhancement may drastically increase the counting rate.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

Оглавление

Введение	3
1. Программа исследований	5
1.1. Многочастичные процессы вблизи порога	5
1.1.1. Кинематика	5
1.1.2. Распределение событий по множественности вторичных частиц	10
1.1.3. Многочастичные бозонные струи	14
1.2. Минимальный набор корреляционных параметров	17
1.3. Термодинамика адронной системы	18
1.4. Характерные черты процессов с очень большой множественностью	19
1.5. Перемежаемость	20
1.5.1. Стохастическая перемежаемость	20
1.5.2. Регулярная перемежаемость (кольца)	21
1.6. Прямые фотоны	23
2. Экспериментальная установка	25
2.1. Схема установки	25
2.2. Мишени	27
2.3. Камеры трековой системы	28
2.4. Вершинный детектор	29
2.5. Магнитный спектрометр	29
2.6. Черенковский счетчик	29
2.7. Гамма-детектор	29
2.8. Триггер	29
2.9. Наложение событий и их устранение	31
2.10. Импульсное и угловое разрешение аппаратуры	31
2.11. Время работы на пучке ускорителя	32

3. Этапы выполнения проекта	33
4. Смета затрат и график работ	34
Заключение	36
Приложение. Стохастическая перемежаемость	38
Литература	41

ВВЕДЕНИЕ

Множественное рождение частиц при высокой энергии является одной из фундаментальных проблем в физике адронов. Этот процесс не может быть описан в КХД по теории возмущений. КХД дает только качественную картину явления: столкновение адронов инициирует партонный каскад. Глюонные струны, возникающие между цветными партонами, разрываются и порождают кварк-антикварковые пары. На конечном этапе партонного каскада, когда энергия относительного движения партонов исчерпана и существенными становятся силы конфайнмента, партоны объединяются, образуя адроны. Механизм удержания цвета (конфайнмент) неизвестен. Поэтому в настоящее время теоретически невозможно рассчитать даже главные параметры процесса: распределение по множественности, энергетический и массовый спектры частиц. Некоторые характеристики реакции приближенно описываются различными моделями: термодинамической, гидродинамической, полюсами Редже и др. Но ни один из этих подходов не является полным и строго обоснованным.

По данному предмету имеется обширная литература. Теоретические подходы, основанные на статистической физике и термодинамике, представлены в обзорах Р. Хагедорна [1] и И. Д. Манджавидзе и А. Н. Сисакяна [2]. Обоснование важности поиска фазовых переходов дано Ж. Д. Бьеркенем [3] и И. Л. Розенталем [4]. Важность исследования многочастичных процессов для понимания законов поведения адронной материи в экстремальных условиях, например при высокой плотности и температуре, показана Е. Л. Фейнбергом [5]. Достаточно полный обзор проблемы корреляции частиц и перемежаемости дан в работах И. М. Дремина и Де Волфа [6]. Экспериментальные данные по распределению частиц по множественности и их феноменологическое описание можно найти в [7].

Цель предлагаемого эксперимента состоит в исследовании коллективного поведения частиц в процессе множественного рождения в pp - или pN -взаимодействии

$$pp \rightarrow n\pi + 2N \quad (1)$$

при энергии пучка протонов $E_{\text{lab}} = 30\text{--}70$ ГэВ. В настоящее время распределение частиц по множественности при энергии $E_{\text{lab}} = 70$ ГэВ измерено до числа заряженных частиц $n_{\text{ch}} = 18$. Соответствующая масштабная переменная $z = n_{\text{ch}}/\bar{n}_{\text{ch}} = 3,5$. Кинематический предел составляет $n_{\pi} = 69$, $z = 8,2$. Здесь n_{π} есть число заряженных и нейтральных пионов. Мы планируем исследовать события с множественностью $n_{\pi} = 20\text{--}40$, $z = 3\text{--}5$. При большой множественности и вблизи порога реакции (1), где все частицы имеют малый относительный импульс, должна достигаться большая плотность частиц в

шестимерном фазовом пространстве $f = (2\pi)^3 d^6n/dp^3 dr^3 \approx \pi^{3/2} N/(V_p V_r)$. Здесь N — число частиц в объеме $V_p V_r$. Заметим, что в системе единиц $\hbar = c = 1$ величина f безразмерна. Авторы работ [8–10] показывают, что параметр f характеризует интенсивность многочастичных эффектов. Величина f есть среднее число пионов, интерферирующих с данным пионом и создающих усиление Бозе–Эйнштейна (БЭ) в корреляционной функции. Если $f \ll 1$, то может наблюдаться только корреляция двух частиц. Типичное значение f составляет $f \approx 0,1$ для среднего интервала быстроты и $p_{\perp} \approx \bar{p}_{\perp}$. Даже при энергии ЛHC в Pb-Pb-взаимодействии \bar{f} ожидается малым, несмотря на огромную множественность. Это происходит из-за большого объема фазового пространства $V_p V_r \approx (4\pi/3)^2 \bar{p}^3 \bar{r}^3$, занимаемого вторичными частицами: $\bar{p} \approx 0,5$ ГэВ/с, $\bar{r} \approx 10$ фм. В противоположность высокоэнергетичному А-А-взаимодействию в нашем случае pp -столкновения объем $V_p V_r$ оказывается на три порядка величины меньше, так как мы имеем параметры $\bar{p} \approx 0,07$ ГэВ/с, $r \approx 2-3$ фм (см. раздел 1.1). Таким образом, мы предполагаем достигнуть высокую плотность в фазовом пространстве $f \gg 1$. Вследствие этого появляется возможность наблюдать коллективные эффекты, связанные с многобозонной интерференцией, пионный конденсат, аномальные флуктуации числа заряженных и нейтральных пионов, формирование струй тождественных пионов и др. В области $z \geq 4$ большая часть энергии в с. п. м. $\sqrt{s} = 11,6$ ГэВ превращается в массу рожденных частиц. Плотность созданной адронной системы может быть достаточно высокой: $\rho/\rho_0 \approx 10$. Основной

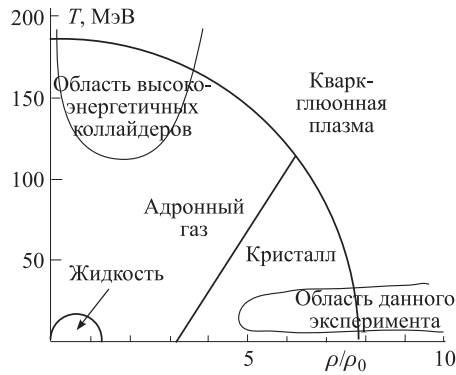


Рис. 1. Фазовая диаграмма ядерной материи [11]

этих сигнатур. Отличительной особенностью КГП в нашем случае является ее низкая температура. Чем ближе мы подходим к порогу реакции, тем ниже температура и выше плотность системы. Чем ниже температура, тем больше время жизни системы. Последнее особенно важно: с увеличением времени

вклад в эту величину вносит нерелятивистский пионный газ или конденсат с массой $n_{\pi} \cdot m_{\pi}$, $n_{\pi} \approx 30-40$. Здесь ρ_0 — плотность ядра в основном состоянии. Согласно общепринятому представлению при этом условии система должна находиться в состоянии кварк-глюонной плазмы (КГП).

Рис. 1 иллюстрирует это утверждение. Основными признаками появления КГП являются большая переменяемость частиц в фазовом пространстве [6, 80] и повышенный выход прямых фотонов и лептонных пар. Мы планируем поиск обеих

жизни системы возрастает выход прямых фотонов, лептонных пар и странных частиц, которые являются признаками КПП.

Прогресс в понимании динамики многочастичных процессов обусловлен дальнейшим развитием эксперимента. Мы планируем использовать модернизированную установку СВД — спектрометр с вершинным детектором, действующую на выведенном пучке протонов ускорителя ИФВЭ (Протвино) У-70. Требуемая интенсивность пучка составляет 10^7 с^{-1} . Он падает на жидководородную мишень длиной 7 см и порождает в ней в среднем $2 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ pp -взаимодействий. Отладку аппаратуры и часть исследований можно сделать на легкой мишени типа полиэтилена или бериллия. Частота взаимодействий в ней на порядок выше, чем в водородной мишени. Для оценки скорости набора статистики необходимо знать парциальное сечение реакции (1). Следует отметить трудность надежной экстраполяции измеренного распределения частиц по множественности из области $0 \leq z \leq 3,5$ в область $z \geq 5$. Ожидается, что парциальное сечение в интервале $4 \leq z \leq 5$ составляет 100–10 нб. Тогда можно регистрировать 100–10 событий за один час работы. Однако имеются теоретические аргументы, согласно которым возможно значительное увеличение сечения образования тождественных частиц, благодаря их бозе-эйнштейновской интерференции. В таком случае скорость набора статистики возрастет и можно надеяться подойти ближе к кинематическому пределу $z \rightarrow 8,2$.

1. ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЙ

1.1. Многочастичный процесс вблизи порога

1.1.1. Кинематика. Из эксперимента известно, что значительная часть вторичных частиц рождается через промежуточные состояния — резонансы [12]. Но давайте предположим, что в процессе (1) имеется отличная от нуля вероятность прямого (т.е. минуя резонансы) образования всех пионов и нуклонов. Тогда, по крайней мере в принципе, можно детектировать события (1) с высокой множественностью, приближающейся к пределу. Предельное число пионов есть $n_{\text{th}} = (\sqrt{s} - 2m_N)/m_\pi = 69$ при $E_{\text{lab}} = 70 \text{ ГэВ}$, $\sqrt{s} = 11,6 \text{ ГэВ}$. Теперь рассмотрим достаточно большую множественность n_{crit} , когда в с.ц.м. не остается энергии для формирования лидирующих частиц. Тогда все вторичные частицы распределяются в с.ц.м. изотропно и получают в среднем энергию $\sqrt{p_\perp^2 + p_l^2 + m^2}$, которую мы вычисляем из среднего поперечного импульса пионов $p_\perp \approx 0,3 \text{ ГэВ}/c$, измеряемого в мягких адронных процессах. Продольный импульс при этом есть $p_l = 1/\sqrt{2} \cdot p_\perp$. Критическая множественность, при которой наступает

изотропия частиц в с. ц. м., определяется соотношением

$$\sqrt{\frac{3}{2}\bar{p}_\perp^2 + m_\pi^2} = (\sqrt{s} - 2m_N)/(n_{\text{crit}} + n_N). \quad (2)$$

Здесь $n_N = 2$ — число нуклонов. Мы получаем $n_{\text{crit}} = 23$. В области $n \geq n_{\text{crit}}$ частицы в с. ц. м. должны иметь распределение по энергии типа Максвелла или Бозе–Эйнштейна.

$$\frac{dN}{dE} = c \frac{\sqrt{E}}{\exp(E/T) - 1}. \quad (3)$$

Соответствующая температура $T = \frac{2}{3}E_{\text{kin}}$; $E_{\text{kin}} = (\sqrt{s} - 2m_N - n_\pi \cdot m_\pi)/(n_\pi + n_N)$ зависит от пионной множественности n_π и стремится к нулю, когда $n_\pi \rightarrow n_{\text{th}}$.

Теперь вспомним, что в реальности рождаются прямые пионы и резонансы. Вблизи порога и те, и другие имеют малую энергию относительного движения (или малую температуру). Но продукты распада резонансов имеют большую энергию даже на пороге. Следовательно, конечная система будет иметь холодную и горячую компоненты. Используя аддитивную кварковую модель, можно оценить множественность прямых пионов вблизи порога и при наличии резонансов [13]. Она оказывается довольно большой: $n_\pi = 35-40$, и сценарий с резонансами тоже представляет интерес для экспериментального исследования.

В табл. 1 приведены кинематические величины, важные для планирования эксперимента.

Таблица 1. Кинематические характеристики реакции (1)

n_π	z	\bar{E}_{kin} , МэВ	\bar{p}_π , ГэВ/с	\bar{p}_N , ГэВ/с	\bar{p}_{min}^π , МэВ/с	\bar{p}_{max}^π , ГэВ/с	\bar{p}_{min}^N , ГэВ/с	\bar{p}_{max}^N , ГэВ/с	$\bar{\theta}_\pi$, мрад	$\bar{\theta}_N$, мрад	$\bar{\theta}_\gamma$, мрад
20	2,4	311	0,43	0,82	0,09	5,38	2,64	12,62	128	88	130
30	3,6	170	0,28	0,59	0,18	3,62	3,18	10,44	122	72	130
40	4,8	97	0,19	0,44	0,29	2,62	3,65	9,07	108	57	130
50	6,0	51	0,13	0,31	0,37	1,97	4,18	7,99	92	42	130
55	6,5	34	0,1	0,25	0,46	1,69	4,44	7,51	77	35	130
60	7,1	20	0,077	0,19	0,51	1,46	4,72	7,06	65	26	130
65	7,7	8,3	0,049	0,12	0,61	1,21	5,08	6,55	45	17	130
69	8,2	0	0	0	0,85	0,85	5,7	5,7	0	0	130

\bar{E}_{kin} , \bar{p}_π , \bar{p}_N — средняя кинетическая энергия и средние импульсы пионов и нуклонов в с. ц. м.; \bar{p}_{min}^π , $(\bar{p}_{\text{max}}^\pi)$ — импульсы пионов в лаб. системе,

которые соответствуют частицам с импульсом \bar{p}_π , излучаемым назад (вперед) в с. п. м.; \bar{p}_{\min}^N , (\bar{p}_{\max}^N) — то же самое для нуклонов. $\bar{\theta}_\pi$, $\bar{\theta}_N$, $\bar{\theta}_\gamma$ — средний угол эмиссии π , N и γ в лаб. системе. Он определен как $\theta = \bar{p}_\perp / \bar{p}_{l,\text{lab}}$.

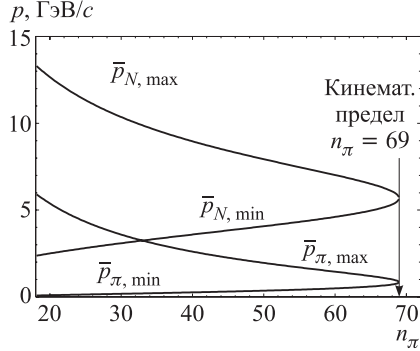


Рис. 2. Средний минимальный и максимальный импульсы π и N в лаб. системе

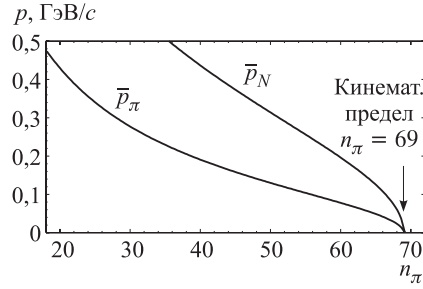


Рис. 3. Средние импульсы π и N в с. п. м.

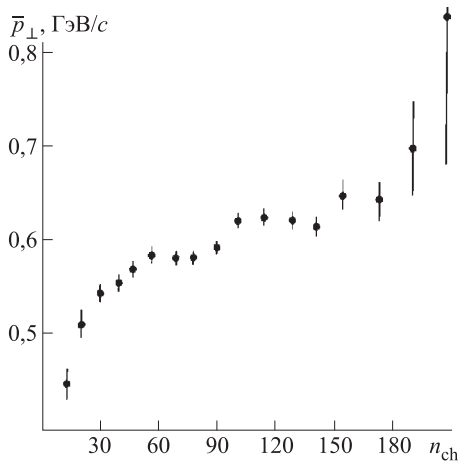


Рис. 4. Средний поперечный импульс пионов в $p\bar{p}$ -взаимодействии при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ как функция множественности заряженных частиц

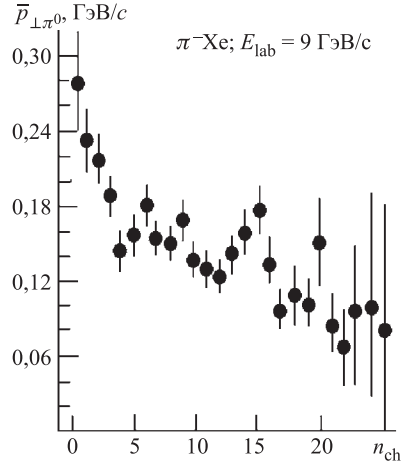


Рис. 5. Средний поперечный импульс пионов π_0 в $\pi\text{-Xe}$ -взаимодействии при $E_{\text{lab}} = 9$ ГэВ как функция множественности заряженных частиц [14]

Разница $\bar{p}_{\max} - \bar{p}_{\min}$ есть примерный разброс импульса в лаб. системе, см. рис. 2. Функции $\bar{p}_\pi(n_\pi)$, $\bar{p}_N(n_\pi)$ показаны на рис. 3. \bar{p}_π убывает, когда множественность n_π растет. В области $n_\pi \geq 50$ выполняется неравенство $\bar{p}_\pi \leq 1/R_{pN} \approx 0,1$ ГэВ/с для радиуса pN -взаимодействия 1–2 фм. Это зна-

чит, что большая часть пионов может вызывать БЭ-увеличение сечения или создавать бозонный конденсат. Интересно отметить, что при высокой энергии $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ в $p\bar{p}$ -столкновении $p_{\perp}(n_{\pi})$ оказывается растущей функцией множественности [14] — см. рис. 4. И напротив, при низкой энергии

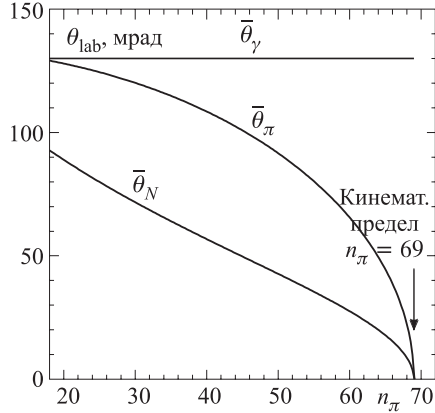


Рис. 6. Средний угол эмиссии N , π , γ в зависимости от множественности пионов

$E_{\text{lab}} = 9$ ГэВ в πXe -взаимодействии наблюдается падение $\bar{p}_{\perp}^{\pi^0}(n_{\text{tot}})$ [15], см. рис. 5, что качественно подтверждает падение $\bar{p}_{\pi}(n_{\pi})$, полученное из кинематики (рис. 3).

Рассчитанные по кинематике средние углы эмиссии π , N , γ в лаб. системе показаны на рис. 6.

В работе [16] выполнен анализ данных, полученных на камере «Мирабель» в ИФВЭ по pp -взаимодействию при энергии пучка 70 ГэВ. Показано, что обе компоненты \bar{p}_l и \bar{p}_{\perp} падают с ростом множественности. На рис. 7 дано сравнение функций $\bar{p}_l(n_{\text{ch}}) = \bar{p}_z$ и $\bar{p}_x = \bar{p}_y = \bar{p}_{\perp}(n_{\text{ch}})/(\pi/2)$. Их графики сближаются в точке $n_{\text{ch}} = 18$.

Это значит, что в области $n_{\text{ch}} \geq 18$ должны исчезать лидирующие частицы, и файербол распадается изотропно в с. ц. м. Наша оценка критической множественности составляет $n_{\text{crit}} = 23$ или $n_{\text{crit, ch}} = 16$, что близко к экспериментальному значению 18 (точка пересечения). Интересно также отметить, что

генератор Pythia дает хорошее описание экспериментально измеренных функций \bar{p}_z и \bar{p}_x .

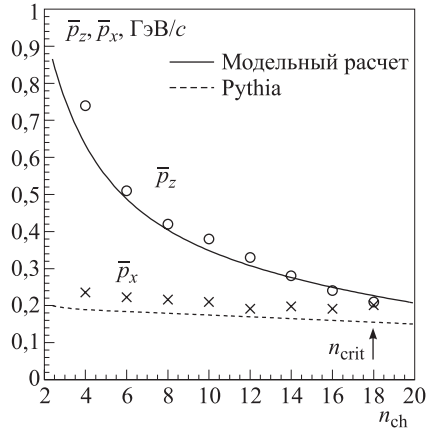


Рис. 7. Средний продольный \bar{p}_z и поперечный \bar{p}_x импульсы пионов в pp -взаимодействии при 69 ГэВ в зависимости от множественности заряженных частиц. n_{crit} — множественность, выше которой нет лидирующих частиц. Экспериментальные данные взяты из [16]

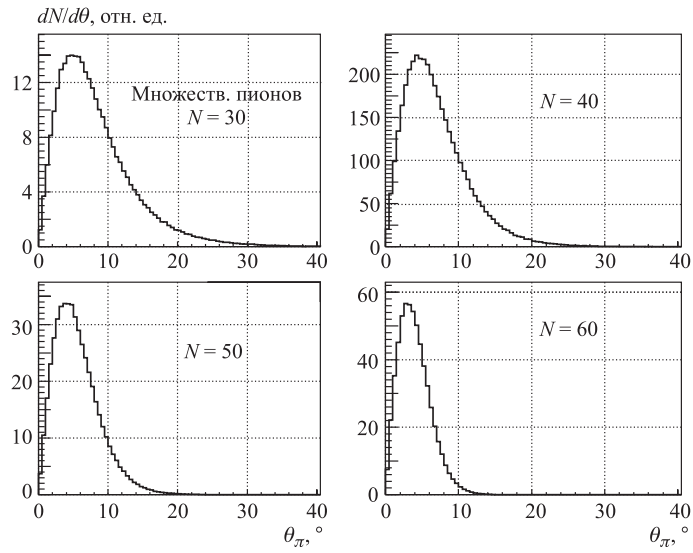


Рис. 8. Расчетное угловое распределение π в лаб. системе при разной множественности пионов N

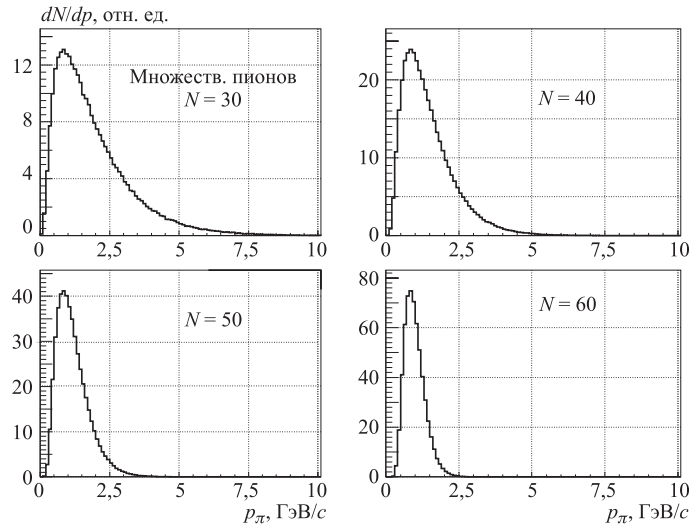


Рис. 9. Расчетное импульсное распределение π в лаб. системе в pp -взаимодействии при $E_{p,\text{lab}} = 70$ ГэВ при разной множественности пионов N , усредненное по всем углам эмиссии

Наряду с кинематическим расчетом, приведенным в табл. 1 и на рис. 2, 3, 6, мы выполнили математическое моделирование импульсного и углового распределений частиц, используя термодинамическое приближение (3). Некоторые результаты показаны на рис. 8 и 9. Они необходимы для планирования эксперимента.

1.1.2. Распределение событий по множественности вторичных частиц.

Парциальное сечение $\sigma(n)$ рождения n частиц удобно представить в КНО-переменных $\psi(z(n)) = \bar{n}\sigma(z)$, $z = n/\bar{n}$. [7, 17]. После такого масштабного преобразования функция $\psi(z)$ слабо зависит от энергии, хотя средняя множественность зависит от энергии $\bar{n} \sim s^{1/4} \sim \ln s$. Компиляция части экспериментальных данных показана на рис. 10 [18]. Заметим, что все выполненные до сих пор эксперименты ограничены областью $z \leq 3,5$.

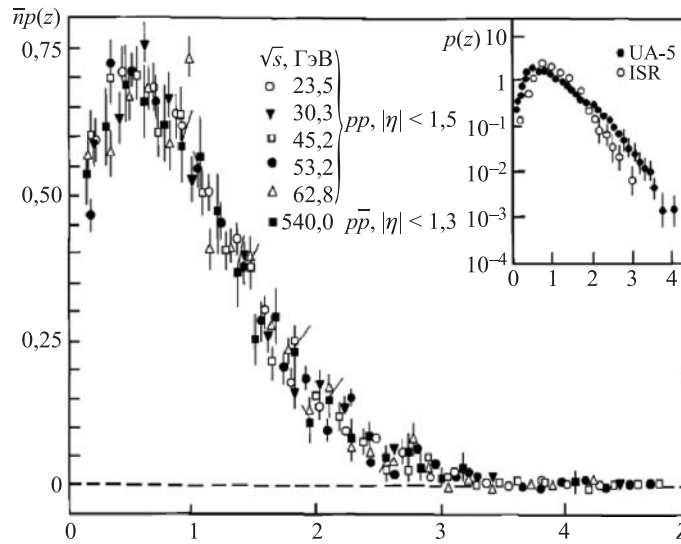


Рис. 10. Распределение частиц по множественности [18]

Топологическое сечение $\sigma(n_{ch})$ в pp -взаимодействии при 70 ГэВ было измерено в двух экспериментах на серпуховском ускорителе У-70. Данные получены на пузырьковой камере «Мирабель» [19] и на установке с вершинным детектором СВД [20]. Результаты обеих групп находятся в хорошем согласии. Распределения по множественности заряженных частиц ограничены областью $n_{ch} \leq 20$, $z \leq 3,5$. Средняя множественность заряженных частиц составляет $\bar{n}_{ch} = 5,6$. На рис. 11 представлен результат расчета методом Монте-Карло по программе Pythia вместе с данными [20]. Видно, что стандартный генератор событий неупругого взаимодействия протонов дает сечение $\sigma(z)$, которое

находится в разумном согласии с данными в области $z < 2$, но он занижает величину $\sigma(z)$ на два порядка величины при $z \geq 3,5$.

Теперь наша задача состоит в экстраполяции функции $\sigma(z)$ из области $z \leq 3,5$ в область $z \geq 5$, где предполагается выполнить исследования.

Анализ с использованием теории возмущений в КХД [21] приводит к масштабнo-инвариантной функции $\psi(z) \sim \exp(-az^\mu)$ с $\mu > 1$. Такое же выражение получено в непертурбативной модели КХД [22] с $\mu = 2$. Эти модели применимы при асимптотически большой энергии. В области энергии около $\sqrt{s} \approx 10$ ГэВ функция $\psi(z)$ проявляет более сложное поведение. Видны по крайней мере две компоненты с разными наклонами. Одно из успешных описаний данных при умеренной энергии предложено в [23]. Авторы используют партонную модель. Предполагается, что распределение частиц по множественности в столкновении одной пары кварков описывается функцией Пуассона. Двойное и тройное qq -столкновение представляется сверткой функций Пуассона. Модель содержит три произвольных параметра: нормировку, вероятность qq -столкновения и среднюю множественность в qq -взаимодействии. Эти параметры определяются путем подгонки теоретической функции к экспериментальным данным из области $z \leq 3,5$. Экстраполяция, основанная на этом приближении, показана на рис 11.

Упомянутые здесь модели не учитывают эффекта интерференции тождественных частиц. Хорошо известно, что волновая функция системы тождественных бозонов должна быть симметричной по отношению к операции перестановки любой пары частиц (см., например, [24]). Симметризованная функция принимает форму суммы $n!$ членов, и выражение для сечения содержит соответствующие интерференционные члены. В случае системы из двух бозонов имеется хорошо изученная БЭ-корреляция при малом относительном импульсе частиц $q = p_1 - p_2$. Когда $q \rightarrow 0$, благодаря БЭК-эффекту, дифференциальное сечение $d^2\sigma(q)/dp_1dp_2$ возрастает в два раза по сравнению со случаем отсутствия корреляции. Сечение без учета корреляций обычно оценивается как $(d\sigma/dp)^2$, $p = p_1 \approx p_2$. В случае трех бозонов ожидается усиление в $3! = 6$ раз и т.д. В настоящее время известны две работы по наблюдению трехпионных корреляций [25,26]. Они выполнены в А-А-взаимодействиях. В работе [25] (Pb + Pb, 160 А·ГэВ) получены параметры трехпионной корреляционной функции и показано, что при $q \rightarrow 0$ функция достигает величины 0,7 от максимального теоретического значения.

В общем случае теоретический анализ многобозонных эффектов представляет очень сложную задачу. Даже в пренебрежении взаимодействием частиц в конечном состоянии требование БЭ-симметризации приводит к большой вычислительной сложности, которая нарастает факториально с ростом числа бозонов. В таких условиях представляет большой интерес упрощенная модель, допускающая аналитическое решение [8] и позволяющая изучить различные характеристики многобозонной системы при различных условиях,

включая образование бозонного конденсата. Последний иногда называют пионным лазером. Авторы [10] использовали эту модель для изучения влияния многобозонных эффектов на множественность, спектр и двухпионную корреляционную функцию. Для изучения многобозонных эффектов в плотном пионном газе делается предположение о существовании источников, излучающих независимые единичные частицы. Все источники характеризуются гауссовой функцией

$$D(p, r) = \frac{1}{2\pi\bar{r}\bar{p}} \exp\left(-\frac{p^2}{2\bar{p}^2} - \frac{r^2}{2\bar{r}^2}\right).$$

Параметры \bar{p} , \bar{r} задают импульсный и пространственный размер системы. В пределе низкой плотности эта модель приводит к хорошо известной двухбозонной корреляционной функции

$$R(q) = 1 + \overline{\cos(qr)} = 1 + \exp(-\tilde{r}^2 q^2); \quad \tilde{r}^2 = \bar{r}^2 - (2\bar{p})^{-2}.$$

Авторы получили явное решение для БЭ-фактора усиления сечения $w(n_\pi)$ для системы с большой плотностью частиц. Теперь распределение по множественности (или парциальное сечение) имеет вид

$$\sigma(n_\pi) = c w(n_+) w(n_-) w(n_0) \cdot \sigma_{\text{норкор}}(n_\pi), \quad (4)$$

$$n_+ + n_- + n_0 = n_\pi,$$

$$w(n_i) = f(\beta) \cdot n_i!; \quad \beta = (\bar{r}\bar{p} + 0,5)^3, \quad i = +, -, 0.$$

$$f(\beta) = \beta^{g(\beta)} \cdot \beta^{-n}; \quad g(\beta) = a_1 + a_2 \beta^{a_3},$$

$$a_1 = 0,617; \quad a_2 = 0,621; \quad a_3 = 0,788.$$

Здесь величина β характеризует фазовый объем одной частицы. В данной модели минимальное значение составляет $\beta = 1$, т. е. $\bar{r}\bar{p} = 0,5$. Это соответствует случаю, когда все излучатели частиц находятся в одной пространственно-временной точке. Если $\beta = 1$, то $f(\beta) = 1$ и вес БЭ имеет максимальное значение $w(n) = n!$. Когда объем $\bar{r}\bar{p}$ растет, функция $f(\beta) \rightarrow 0$. Это проясняет физический смысл величины $f(\beta)$: чем больше объем фазового пространства, тем меньшая доля бозонов вовлечена в создание БЭ-эффекта.

Рис. 11 показывает распределение по множественности (4) вместе с экспериментальными данными [20]. Для описания распределения некоррелированных частиц в области $n > 25$ мы используем выражение $\sigma_{\text{норкор}}(n) = c \cdot \exp(-b_1 n - b_2 n^2) \cdot V$, допустимое в КХД. Безразмерный фактор V пропорционален объему фазового пространства, который исчезает на пороге реакции. Мы взяли его в виде $V = (\bar{p}\bar{r}/\Delta_0)^{3n_\pi}$, где Δ_0 — свободный параметр. Параметры c , b_1 , b_2 вычисляются с использованием $\sigma(n_\pi)$ для нескольких

последних экспериментальных точек на рис. 11. Пунктирные кривые показывают результат расчета для естественной смеси пионов $n_+ = n_- = n_0$. Кривая « π^0 » соответствует случаю $n_+ = n_- = 0$; $n_\pi = n_0$, когда рождаются только π^0 . События такого типа в литературе именуется антикентаврами. Мы видим, что модель отдает предпочтение рождению большого количества π^0 . И это понятно, так как $n! \gg ((n/3)!)^3$.

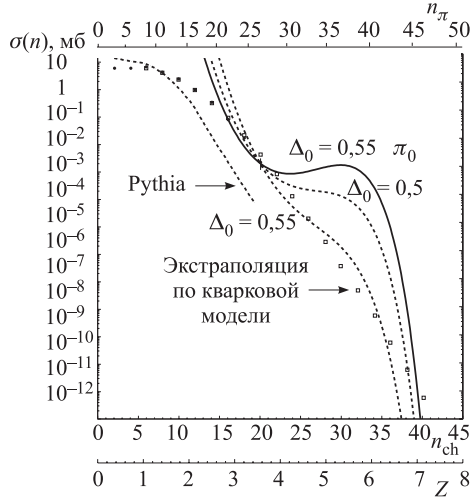


Рис. 11. Распределение частиц по множественности в pp -взаимодействии при $E_{\text{lab}} = 70$ ГэВ. Экспериментальные данные взяты из работы [20]. Пунктирные кривые — результат вычисления по формуле (4) для естественной смеси пионов; Δ_0 — параметр фазового пространства (см. текст). Сплошная кривая (π^0) — результат вычисления для случая отсутствия заряженных пионов при вкладе нейтральных пионов 100 %

Существенное увеличение ширины распределения по множественности из-за эффекта БЭ было также найдено в [27]. Были сформулированы необходимые и достаточные условия появления в адронной системе БЭ-конденсата. Для этого использован формализм матрицы плотности. Оказалось, что при определенных (математических) условиях затравочное пуассоновское распределение заменяется на значительно более широкое распределение. Увеличение ширины распределения по множественности системы тождественных частиц (по сравнению с системой нетождественных частиц) демонстрируется на рис. 12.

К аналогичному выводу пришли авторы [28]. Они использовали представление о классическом пионном поле, образующемся в ядро-ядерных столкновениях. Такая модель кажется оправданной, когда число квантов (пионов) велико. При столкновении тяжелых ядер на коллайдере RHIC при $E_{\text{cm}} \approx 100$ А.ГэВ среднее число рожденных пионов ожидается более 6000. Как видно на рис. 13, учет когерентности бозонов неожиданно приводит к нерегулярному (колебательному) поведению функции распределения по множественности. Предсказан еще один яркий эффект пионной конденсации:

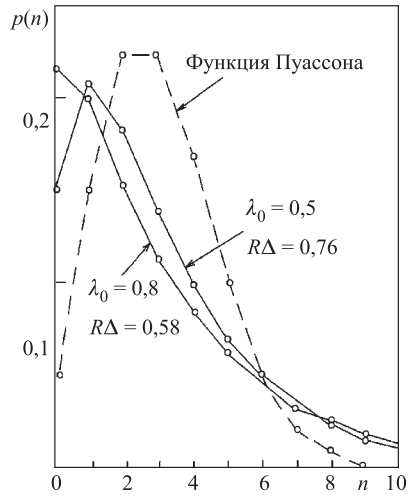


Рис. 12. Распределение по множественности системы тождественных частиц для $\bar{n} = 3$ и различной величины фазового объема $R\Delta$ [27]

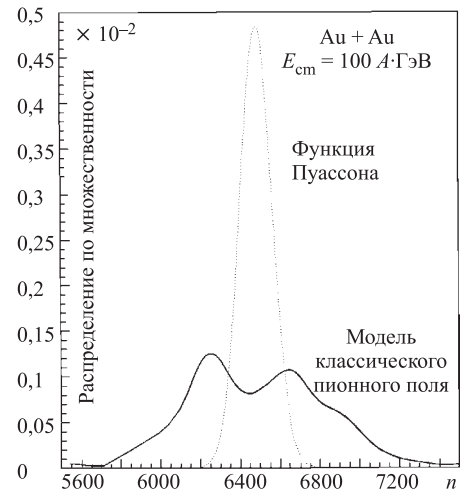


Рис. 13. Распределение частиц по множественности, вычисленное в модели классического пионного поля [28]

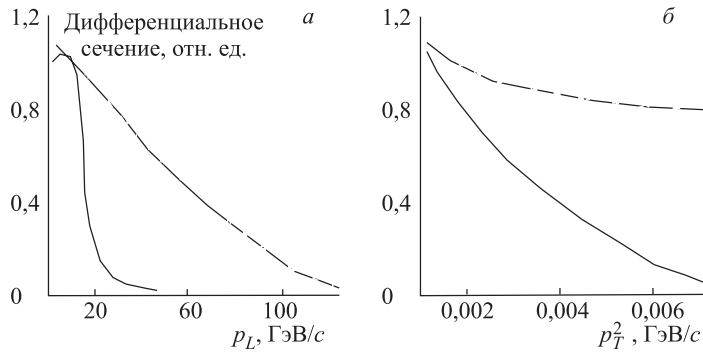


Рис. 14. Распределение событий по продольному (а) и поперечному (б) импульсу в реакции Au+Au при энергии $E_{\text{cm}} = 100$ ГэВ, вычисленное в модели классического пионного поля. Пунктирные кривые — вычисление без учета БЭ-интерференции; сплошные кривые — с учетом БЭ-интерференции [27]

резко сокращается ширина распределения по продольному и поперечному импульсам. Это демонстрируется на рис. 14.

1.1.3. Многочастичные бозонные струи. Мы рассмотрели влияние статистики БЭ на распределение пионов по множественности и импульсу. Изве-

стен еще один интересный и широко обсуждаемый в литературе БЭ-эффект. Речь идет о многобозонной импульсной и угловой корреляции. Работа [29] посвящена анализу многобозонной системы с одночастичным источником, имеющим распределение частиц по импульсу $P(p) \sim \exp[-(p - p_0)^2/2d^2]$; $d = 1/r$. Было найдено, что требование симметризации волновой функции приводит к формированию максимума в распределении частиц по импульсу и углу с ширинами d_{cor} и θ_{cor} :

$$d_{\text{cor}} = \sqrt{\frac{\ln 2}{3n}} \cdot \frac{1}{r} = \frac{0,48}{r\sqrt{n}}; \quad \theta_{\text{cor}} = \frac{d_{\text{cor}}}{p_0}. \quad (5)$$

Это значит, что при $n \gg 1$ наступает монохроматизация частиц в импульсном пространстве и угловая коллимация в пределах интерференционного пика. Это явление качественно изображено на рис. 15: в с. ц. м. пионы группируются в три узкие струи. Каждая струя включает только тождественные частицы. Согласно (5) ширина струи обратно пропорциональна \sqrt{n} , где n — число тождественных частиц в струе. Отметим, что это явление не имеет ничего общего с известными КХД-струями.

Качественно тот же эффект обсуждается в работах [27, 28, 30], но с применением другого математического аппарата. Авторы [30] приходят к выводу, что при достаточно большой плотности энергии 3–6 ГэВ/фм³ (которая, как мы надеемся, будет легко достижима в предлагаемом эксперименте) рожденные пионы могут создать определенное когерентное состояние — классическое поле, аналог классического электромагнитного поля. Поэтому можно ожидать проявление весьма характерной картины: большое количество пионов может излучаться с почти равными импульсами, образуя струйную топологию в конкретном событии столкновения адронов. Могут появляться струи, состоящие в основном из частиц одного знака заряда, т. е. π^+ , π^- или π^0 . Кулоновское взаимодействие в конечном состоянии приведет к расширению струй заряженных пионов по сравнению со струей нейтральных пионов.

Другая точка зрения представлена в [8, 27], где анализируется возможность образования БЭ-конденсации в многочастичной системе с большой плотностью. Представлены аргументы в пользу того, что конденсат может включать не все рожденные частицы в данном событии, он может охватывать лишь ограниченную часть фазового пространства. Указываются характерные признаки локальной конденсации: а) малый

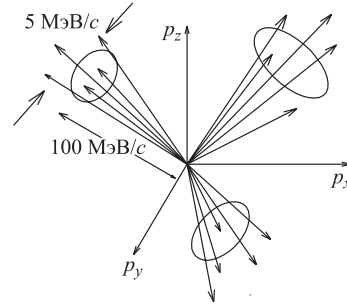


Рис. 15. Иллюстрация формирования трех струй тождественных пионов (в с.ц.м.) в результате многочастичной БЭ-интерференции

относительный импульс пионов $-\Delta p < 100 \text{ МэВ}/c$; б) распределение по множественности обнаруживает большие флуктуации — больше, чем ожидаемые при распределении Пуассона; в) имеются большие флуктуации заряженной и нейтральной компонент; г) температура конденсата меньше, чем температура соседних областей. Таким образом, поиск конденсата является поиском холодных пятен (или струй) в пионной системе. На существование холодных областей указывают наблюдения перемежаемости в распределении частиц в фазовом пространстве, которая не сводится к пуассоновским флуктуациям в малых интервалах импульса. Перемежаемость может быть частично следствием БЭ интерференции.

Эти эффекты напоминают лазер без оптического резонатора. Другая аналогия — когерентное электромагнитное суперизлучение, наблюдаемое в ориентированных спиновых системах в магнитном поле.

Авторы [10] (которых мы цитировали выше) не только рассмотрели влияние БЭ-статистики на поведение множественности, но также вычислили двухчастичную корреляционную функцию $R(q)$ для событий с большой множественностью. Они нашли увеличение ширины двухчастичного q -распределения $R(q)$ с ростом множественности. Этот эффект иллюстрируется на рис. 16. Аналогичный результат получен в [31]. Отмечается, что общепринятый метод определения размера адронной системы путем наблюдения интерференции двух пионов должен быть скорректирован. Известный метод приводит лишь к эффективному размеру r_{eff} , а не к действительному r . Отношение r_{eff}/r зависит от множественности (в данном классе событий) и от плотности частиц

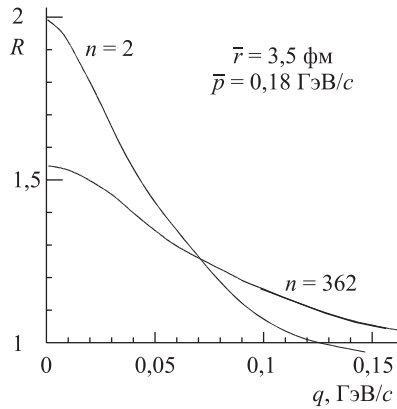


Рис. 16. Двухчастичная корреляционная функция $R(q) = \sigma_{\text{in}} d^2\sigma / dp_1 dp_2 / (d\sigma / dp_1 \cdot d\sigma / dp_2)$ для множественности $n = 2$ и $n = 362$. $\bar{r}\bar{p}$ есть фазовый объем системы [10]

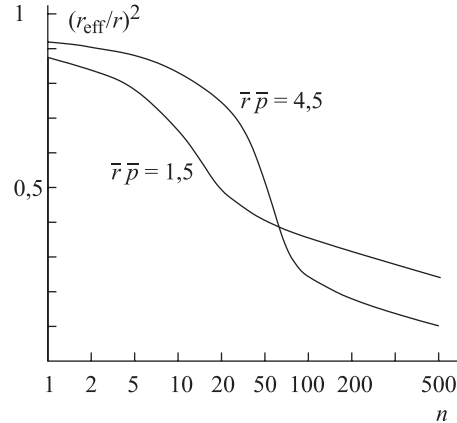


Рис. 17. Зависимость эффективного (наблюдаемого) радиуса пионной системы r_{eff} от множественности данного класса событий n . Истинный радиус системы есть r [31]

в фазовом пространстве — см. рис. 17. В настоящее время еще не совсем ясно, как согласовать этот результат с утверждением (5) о сужении импульсного распределения при высокой множественности. Следует подчеркнуть, что БЭК-эффект (5) и двухчастичная корреляционная функция являются различными характеристиками системы и их сопоставление требует специального рассмотрения.

1.2. Минимальный набор корреляционных параметров. Исследование БЭ-корреляций продолжается уже около 40 лет. Интерферометрия тождественных частиц в настоящее время является основным экспериментальным методом определения размера и времени жизни источника частиц в субатомной физике. Эти измерения важны для понимания динамики сильных взаимодействий. В частности, поиск нового состояния материи — кварк-глюонной плазмы — связан с определением пространственно-временных свойств возбужденной адронной системы. По этой теме имеется обширная литература, отражающая состояние эксперимента и теории. Но до последнего времени было не ясно, насколько полон набор феноменологических параметров и функций, обычно используемый для описания данных, и насколько он адекватен проблеме БЭ-интерференции. Систематическое теоретическое рассмотрение этих проблем в рамках формализма квантовой статистики предпринято в [32]. Авторы используют аппарат матрицы плотности и пространственно-временное представление для описания многочастичной адронной системы. Отмечено, что источник вторичных частиц должен характеризоваться не только пространственно-временным размером, но и пространственно-временной длиной корреляции. Она не является просто геометрической характеристикой адронной материи, но служит динамическим параметром, который учитывает возможное взаимное влияние двух различных точек на амплитуду эмиссии частиц. Следует различать два типа источников: хаотические и когерентные. Смысл этих терминов вполне соответствует понятиям, принятым в оптике. Таким образом, имея дело с БЭК-эффектом, необходимо оперировать по крайней мере десятью независимыми параметрами, которые входят в экспериментально наблюдаемые корреляционные функции: четыре радиуса $R_{ch,\perp}$, $R_{ch,l}$, $R_{c,\perp}$, $R_{c,l}$; два времени жизни t_{ch} , t_c ; две корреляционные длины L_\perp , L_l ; одно корреляционное время t_0 и хаотичность λ . Индексы ch , c относятся к хаотическим и когерентным источникам, а \perp , l — к поперечной и продольной координатам.

Для эксперимента теперь сформулирована новая задача: корреляционная функция не может быть сведена к простой экспоненциальной функции. Она может содержать по крайней мере две компоненты. Для их разделения необходимо выполнять специальный эксперимент с большой статистикой и высоким q -разрешением.

Одновременный учет изоспиновых степеней свободы и требований квантовой статистики приводит в заключение, что корреляции $\pi^0\pi^0$, $\pi^+\pi^+$ и

$\pi^-\pi^-$ отличаются друг от друга. Корреляции заряженных и нейтральных пионов отличаются еще и по причине наличия у заряженных частиц кулоновского отталкивания. Существуют также корреляции между частицами и античастицами, т. е. в парах $\pi^+\pi^-$. Этот эффект связан с так называемыми сжатыми состояниями (двухбозонные состояния), которые недавно открыты в оптике, но еще не известны в физике частиц. Для экспериментального исследования этого явления необходимо детектировать мягкую часть спектра пионов, т. е. измерять частицы с энергией порядка или меньше обратного времени жизни источника.

1.3. Термодинамика адронной системы. Главной задачей предлагаемого эксперимента является исследование многочастичного процесса (1) при большой множественности $n \geq n_{\text{crit}}$ (см. (2)), где должны исчезать лидирующие частицы, и поэтому разумно предположить, что система приближается к состоянию термодинамического равновесия. Наступление этого режима может быть прямо проверено наблюдением степени угловой изотропии частиц в с. ц. м. Затем формула (3) может быть использована для оценки температуры T_i , соответствующей различным сортам вторичных частиц $i = \pi, K, p, \bar{p}, d$. Близость величин T_i служит еще одним критерием достижения равновесия. Термодинамический анализ процесса рождения адронов используется давно и широко. При этом многие характеристики многочастичных процессов получают количественное объяснение. В частности, выход различных типов вторичных частиц хорошо воспроизводится в модели квантовой молекулярной динамики [33]. Применение такого сорта теоретических подходов и моделей к интерпретации данных эксперимента «Термализация» вполне обоснован, так как мы специально планируем наблюдать многочастичную систему, приближающуюся к состоянию термического равновесия. Отклонение наблюдений от теоретических ожиданий будет служить сигналом о новых физических явлениях.

Следует отметить, что у нас есть еще один зонд плотной адронной материи: отношение выходов p и d чувствительно к температуре и размеру системы. Считается, что дейтроны получаются из пар протонов и нейтронов в «супе» файерболла через механизм слипания в момент «замерзания», т. е. когда плотность системы уменьшается и частицы становятся свободными. Обсуждение этих проблем содержится, например, в [34, 35].

Хорошо известно, что параметр T_i может быть интерпретирован как температура лишь условно. Определенная из формы спектра «температура» может быть искажена движением источника и течением вещества в файерболле. В [36, 37] предпринята попытка сделать совместный анализ энергетического спектра и двухпионной корреляционной функции, измеренных в A - A -взаимодействии. Авторы пришли к выводу, что (истинная) температура, скорость расширения файерболла и размер системы могут быть определены как независимые параметры. Такого типа сложный анализ тем успешнее, чем

выше точность данных, поэтому он будет применим для анализа результатов предлагаемого эксперимента.

1.4. Характерные черты процессов с очень большой множественностью. Рассматривая процессы с очень большой множественностью (ОБМ) $n \gg \bar{n}(s)$, где \bar{n} — средняя множественность рожденных частиц [38], мы не будем различать их по заряду, массе и т. д. При этом, чтобы избавиться от влияния границ фазового объема, будем считать, что $n \ll n_{\max} = \sqrt{s}/m$, где $m = 0,2$ ГэВ — типичная масса адрона и \sqrt{s} — полная энергия в с. ц. м. Более детальное определение области ОБМ зависит от конкретной модели [39].

Введем коэффициент неупругости $\kappa = 1 - \epsilon_{\max}/E$, где ϵ_{\max} — энергия самой быстрой из рожденных частиц в данной системе координат и E — полная энергия в той же системе. Тогда ОБМ можно также определить условием $1 - \kappa \ll 1$. Фактически это означает, что в процессах ОБМ рождаются относительно медленные частицы. Это свойство предполагается использовать в основе триггера по отбору интересующих нас событий. Следует отметить, что неупругое сечение в ОБМ крайне мало, $\leq 10^{-7} \sigma_{\text{tot}}$. По этой причине процессы с ОБМ могут наблюдаться, если остальные каналы рождения частиц подавлены триггером [40].

Мотивацией изучения ОБМ могут служить следующие соображения.

— Естественно предположить, что в ОБМ возбуждается максимально достижимое число степеней свободы сталкивающихся частиц, среди которых могут быть новые, не наблюдаемые в обычных процессах [41].

— В ОБМ диссипация и, соответственно, энтропия достигают максимума. Тогда можно ожидать, что в ОБМ система равновесна. Здесь равновесие нужно понимать, следуя Н. Н. Боголюбову, как состояние с ослабленными корреляциями, когда спектр энергии частиц $\sim \exp(-\beta\epsilon)$ описывается формулой Больцмана, где температура $1/\beta$ совпадает со средней энергией рожденных частиц [42].

— Вообще говоря, амплитуда процесса рождения n частиц должна зависеть по крайней мере от $3n - 4$ переменных. Это слишком большое число: при энергии $E_{\text{cm}} \sim 100$ ГэВ $\bar{n} \sim 25$. В ОБМ, где имеет место термализация, система может быть достаточно полно описана всего лишь несколькими параметрами. Подобное «грубое» описание лежит в основе термодинамики равновесных состояний [39, 43].

— Из эксперимента достоверно известно, что в адронных процессах с умеренной множественностью $z \leq 2-4$, $z = n/\bar{n}$ полная термализация отсутствует: значительную долю энергии уносят лидирующие частицы, а средняя множественность мала по сравнению с предельно возможной $\bar{n} \sim \ln^2 s \ll n_{\max}$. Это явление объясняется прозрачностью адронов, т. е. малым коэффициентом неупругости (в среднем). Выбирая канал с ОБМ, мы искусственно выбираем редкие события с большой неупругостью (с большой диссипацией энергии), что упрощает динамику рассматриваемых процессов [39].

Мы полагаем, что экспериментально в первую очередь необходимо изучить следующие утверждения.

— С ростом множественности процесс должен стать «жестким». Это утверждение нужно понимать как следующее неравенство для отношения среднего значения поперечного импульса к среднему продольному: $R = \bar{q}_\perp / \bar{q}_\parallel > \pi/2$. Напомним, что равенство означает изотропное распределение, а мультипериферическая кинематика предполагает, что $R < \pi/2$ [44].

— С ростом множественности система должна «успокаиваться». Количественно это означает, что энергетические многочастичные корреляторы малы: $|K_l(s, n)|^{2/l} / K_2(s, n) \ll 1$, а температура полностью описывает систему [39, 42].

Подведем итог этого короткого обсуждения.

Теоретические исследования показали [38, 39], что

— идеология главного логарифмического приближения неприемлема в области ОБМ;

— реджевское описание имеет ограниченную область применимости для ОБМ;

— известные теоретико-полевые схемы вычисления не позволяют выйти за область квазиклассического приближения;

— процессы множественного рождения с $z \leq 2-4$ относятся к классу сильно неравновесных процессов, где обычные представления канонического формализма Больцмана–Гиббса неприемлемы.

По этой причине была разработана новая теория возмущений [45], которая

— может быть использована на любых расстояниях, включая те, на которых стандартная теория возмущений КХД неприменима;

— не содержит расходимостей, по крайней мере в секторе векторных полей Янга–Миллса;

— способна описывать наблюдаемые величины — сечения, корреляционные функции и др.

В настоящее время ведутся исследования по построению генератора событий, основанного на этой теории возмущений.

1.5. Перемежаемость

1.5.1. Стохастическая перемежаемость. Вторичные частицы распределены в импульсном пространстве неравномерно. Плотность частиц имеет статистические и динамические флуктуации, или, как принято говорить, распределение имеет перемежаемый характер. Перемежаемость зависит от механизма рождения частиц. Например, резонансы и кластеры в промежуточном состоянии приводят к флуктуациям плотности в конечном состоянии системы. Теоретический анализ показывает рост перемежаемости вблизи точки фазового перехода. Она также зависит от модели адронизации (т. е.

механизма конфайнмента) и свойств КХД-вакуума. Экспериментальное исследование перемежаемости проливает свет на скрытый механизм рождения частиц при высокой энергии. Проект «Термализация», конечно, имеет прямое отношение к этой проблеме, так как высокая статистика событий с большой множественностью позволяет с высокой точностью измерять характеристики эффекта перемежаемости. Более детальное обсуждение этого предмета ведется в Приложении.

1.5.2. Регулярная перемежаемость (кольца). Движение источника поля в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость квантов поля в данной среде, приводит к излучению волн. В случае электромагнитного взаимодействия это известный эффект Черенкова.

Идея мезонного аналога излучения Черенкова обсуждалась в работах Иваненко и др., Блохинцева и др. [46]. Обобщение эффекта Черенкова на скалярное (пионное) поле разработано Чижом и Глэшоу [47]. Анализ мезонного черенковского излучения в адронной среде выполнен в [48], где вычислен соответствующий коэффициент преломления с использованием данных о пион-нуклонном рассеянии.

Другой подход к черенковскому излучению для сильных взаимодействий предложен Дреминым [49]. Автор рассматривает черенковский эффект глюонов в рамках КХД. Необходимый для этого ток цветных зарядов получен из рассмотрения жестких КХД-процессов. Излучение черенковского типа может возбуждаться партонами частиц пучка и мишени. Это ведет к возникновению двух пиков или плотных групп в распределении частиц по быстройте. При этом распределение по азимутальному углу остается изотропным.

Указание на существование этого явления впервые было получено в космических лучах. В последнее время распределение плотных групп частиц по псевдобыстройте η было получено в адронных взаимодействиях при импульсе 205–360 ГэВ/с [50, 51]. В η -распределении наблюдается структура с двумя пиками в pp -взаимодействии и структура с одним пиком — в πp - и Kp -взаимодействии. Такое различие характеристик симметричной (pp -) и несимметричной (πp -, Kp -) систем находится в соответствии с моделью когерентного излучения струй глюонами. Рис. 18 показывает наличие двух колец в pp -взаимодействии. Имеются в виду кольца в двумерном пространстве η и азимутального угла.

В то же время имеются свидетельства в пользу мезонного черенковского излучения. В работе [52] тоже исследуется распределение центров плотных групп частиц в C-Cu- и Mg-Mg-взаимодействии при $\sim 4,5$ А·ГэВ/с. Неравномерное распределение частиц по псевдобыстройте η затрудняет поиск кольцевых структур, поэтому в [52] предложено преобразование к другой переменной $\tilde{\eta}$, по которой плотность частиц $\rho(\tilde{\eta})$ равномерна, см. рис. 19. Энергетическое распределение частиц, попавших в плотные группы, соответствует теоретическому расчету [48].

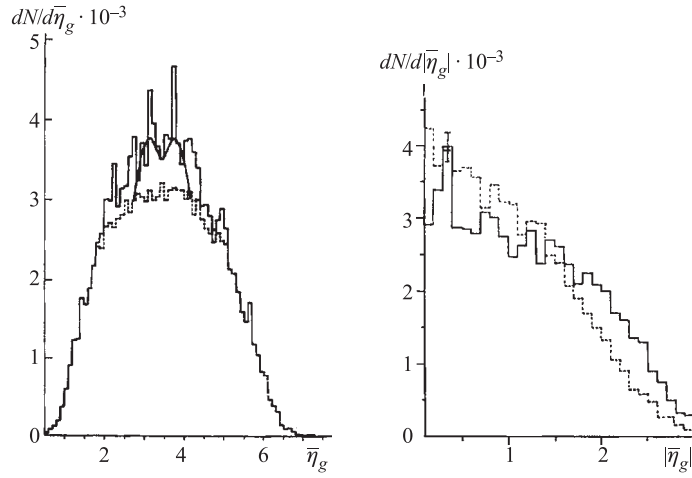


Рис. 18. а) Распределение по псевдобыстроте плотных групп частиц в pp -взаимодействии при 205 ГэВ [50]; б) то же, после суммирования распределений в передней и задней полусферах. Пунктир — расчет по модели Fritiof

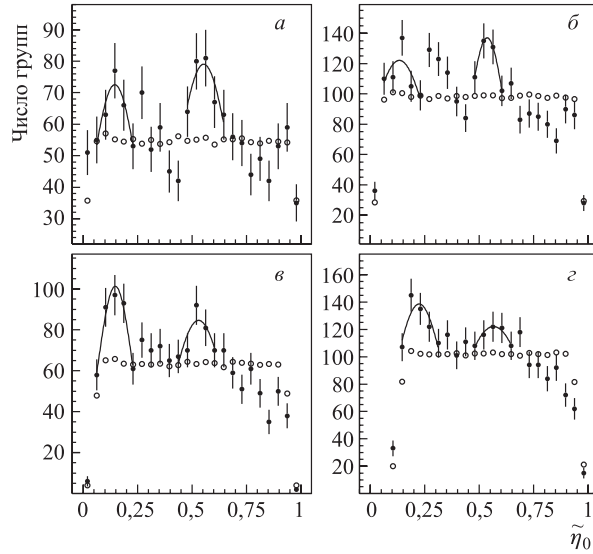


Рис. 19. Экспериментальное (\bullet) и расчетное (\circ) распределение центров плотных групп частиц (spikes) для различных η -интервалов и различных δn -чисел частиц в интервале. Данные по С-Сu-взаимодействию [52]. $\Delta\eta = 0,2-2,6$. а) $\delta\tilde{\eta} = 0,04$, $\delta n = 4$; б) $\delta\tilde{\eta} = 0,08$, $\delta n = 5$; в) $\delta\tilde{\eta} = 0,12$, $\delta n = 7$; г) $\delta\tilde{\eta} = 0,2$, $\delta n = 9$. Кривые представляют описание данных функцией Гаусса

В обоих случаях расстояние между пиками (кольцами) согласуется с гипотезой адронного черенковского излучения.

Высокая светимость мишени и отбор событий с высокой множественностью в установке «Термализация» очень важны для набора достаточной статистики и систематического исследования обсуждаемого явления кольцевых событий. Точные данные дадут возможность измерить радиус конфайнмента и коэффициент преломления адронной материи по отношению к волне де Бройля.

1.6. Прямые фотоны. Прямые фотоны (ПФ) по определению не являются продуктами распада каких-либо частиц или резонансов. Согласно квантовой электродинамике они могут сопровождать процесс рассеяния заряженных частиц. В частности, кварк-кварковое и кварк-глюонное взаимодействия приводят к эмиссии фотонов, хотя и с малой вероятностью, пропорциональной квадрату заряда частицы: $\alpha = e^2/hc$. Чем выше плотность и чем больше время жизни системы, тем больше она должна излучать ПФ. Рожденные фотоны взаимодействуют с окружающей материей только электромагнитно. Сечение этого взаимодействия значительно меньше сечения взаимодействия адронов. Поэтому фотоны с большой вероятностью покидают систему без перерассеяния и, следовательно, несут информацию о свойствах среды, где они родились. Эта информация относится ко всей истории эволюции источника частиц. Особенно ценной является информация о ранней стадии столкновения. Это контрастирует с адронной информацией. Адроны из-за большого сечения взаимодействия многократно перерассеиваются, и их спектр отражает состояние системы лишь на конечной стадии ее расширения. Таким образом, фотонный и адронный зонды дают взаимодополняющую информацию. Эта простая картина поясняет, почему так много экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию ПФ: они могли бы служить зондом системы на ранней стадии ее эволюции.

Явление ПФ исследовано в ряде работ, см., например, [53,54] и ссылки в них. ПФ обнаружены при взаимодействии протонов с протонами, антипротонами и ядрами в интервале энергии $E_{cm} = 17-1800$ ГэВ. В основном, данные относятся к интервалу поперечного импульса $p_\perp \simeq 2-3$ ГэВ/с, характерное сечение рождения ПФ составляет $E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \approx 1-10$ нб/ГэВ². Совокупность данных удовлетворительно описывается теорией возмущений в КХД. В эксперименте WA-98 ПФ наблюдаются в центральных Pb + Pb-столкновениях при энергии пучка 158 А·ГэВ [55]. Их выход в два раза превосходит предсказание КХД. Этот результат авторы объясняют с помощью гидродинамической модели при наличии КГП. Однако однозначность такого объяснения нельзя считать доказанной.

Особого внимания заслуживают ПФ низкой энергии $p_\perp \leq 0,1$ ГэВ/с, $x \leq 0,01$. Можно процитировать ряд публикаций, где измерен спектр фо-

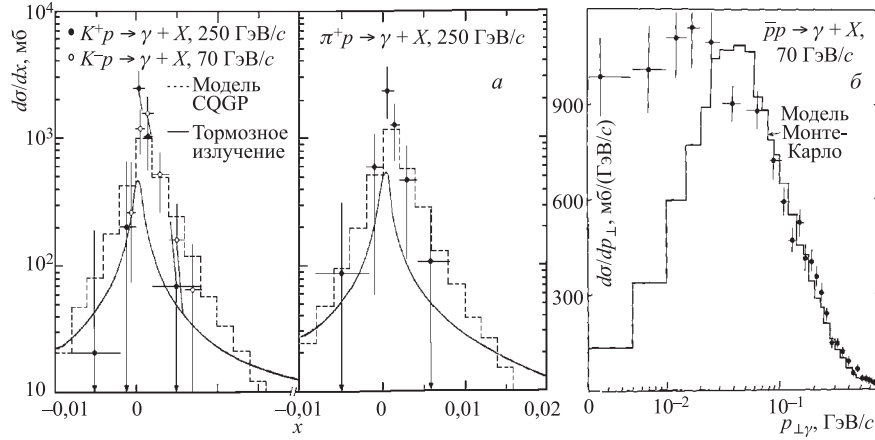


Рис. 20. а) Сравнение спектра фотонов малой энергии с теоретическими расчетами. CQGP — модель холодной КГП. Фотоны от распада известных резонансов исключены [56, 59]; б) Спектр фотонов низкой энергии. Фотоны от распада известных резонансов представлены гистограммой, рассчитанной методом Монте-Карло [57]

тонов малой энергии в с. ц. м. Оказывается, их выход в 5–8 раз превосходит предсказание теории. Это K^+p - и $p\bar{p}$ -взаимодействия при 70 ГэВ [56, 57] и $\pi^\pm p$ - и K^+p -взаимодействия при 250 и 280 ГэВ [58, 59]. Некоторые результаты показаны на рис. 20, а, б. Избыток ПФ может быть связан с неизвестными физическими процессами. В работе [60] предполагается образование в адронном газе области (пятна) холодной КГП (модель CQGP). Авторы полагают, что холодные партоны медленно рекомбинируют в адроны, поэтому холодная КГП имеет большое время жизни и оказывается источником низкоэнергетических ПФ. В работе [61] рассматривается пятно холодного пионного газа. Медленные пионы многократно отражаются от границы горячей и холодной областей, за счет чего холодное пятно имеет большое время жизни и излучает ПФ с малой энергией в с. ц. м.

Исследование ПФ представляется особенно интересным в рамках данного предложения, так как здесь планируется иметь дело с системой с высокой плотностью. Партонный каскад, приводящий к большой множественности частиц в конечном состоянии, содержит большое количество подпроцессов (перераспределения, петли и др.), и многие из них сопровождаются тормозным излучением. Кроме того, при большой плотности адронов предсказывается возникновение дополнительного источника γ [62]: это аннигиляция пионов $\pi^+\pi^- \rightarrow n\gamma$. Вблизи точки фазового перехода уменьшается масса конститuentных кварков — они теряют глюонную шубу, что также ведет к увеличению

излучения тормозных фотонов. Если этот процесс будет открыт, он послужит еще одним инструментом измерения плотности и температуры системы.

Можно предложить еще один механизм: фазовый анализ рассеяния пионов при низкой энергии показывает, что между ними действует сила притяжения, причем она не насыщается с ростом числа частиц, так как все пионы, будучи бозонами, могут находиться в одном квантовом состоянии. Отрицательный потенциал может достигать большого абсолютного значения и приводить к образованию стабильного по сильному взаимодействию супердрона. В процессе формирования такой частицы, когда отдельные пионы падают в низшее квантовое состояние, должны излучаться мягкие фотоны. Разумно предположить, что супердрон имеет квантованные энергетические уровни. Тогда спектр фотонов будет иметь линейчатый характер. Эксперимент показывает, что искомые ПФ локализованы в малом интервале инвариантов x_F и p_T . Это значит, что соответствующий источник имеет малую скорость в с. ц. м. Кроме того, некоторая часть сверхдронов будет иметь малую проекцию скорости на направление регистрации, поэтому задача наблюдения линейчатого спектра γ кажется вполне обоснованной.

Следует отметить, что ПФ, которые здесь обсуждаются, имеют энергию в с. ц. м. $E_{cm} \leq 20$ МэВ или длину волны $\lambda \geq 60$ фм. Очевидно, эта величина значительно больше размера адронной системы. Такие фотоны, вероятно, излучаются системой в целом, а не отдельными ее частями или частицами. В качестве нового физического механизма, ответственного за эмиссию ПФ с малой энергией, можно рассмотреть следующую картину. Холодная и плотная адронная система (представляющая собой три независимых конденсата π^+ , π^- , π^0) испытывает давление внешнего вакуума, сопоставимое с внутренним давлением адронного газа. Тогда система может достаточно длительное время находиться в квазистационарном состоянии и иметь определенные энергетические уровни, соответствующие одночастичным или коллективным движениям. Переходы между ними и наблюдаются как интенсивное излучение ПФ с необычно малой для адронных процессов энергией.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1. Схема установки. Физическая программа исследований определяет параметры установки. Основные требования к аппаратуре состоят в следующем.

— Исследование выполняется на выведенном пучке протонов с энергией 50–70 ГэВ и интенсивностью $\sim 10^7$ в цикле ускорителя.

— Используются легкие ядерные мишени (LiD_2 , Ве) и жидководородная мишень.

— Установка способна детектировать с высокой эффективностью события с большой множественностью заряженных частиц (20–40) и γ -квантов. Множественность фотонов составляет ≤ 100 . Нижний энергетический порог регистрации фотонов — ~ 50 МэВ.

— Система триггера способна отбирать редкие события с множественностью $n_\pi = 20-40$. При этом коэффициент подавления событий с низкой множественностью $n_\pi < 20$ составляет 10^4 .

— Магнитный спектрометр имеет разрешение $\delta p/p \approx 1,5\%$ в интервале импульса $p = 0,3-5,0$ ГэВ/с.

Первый этап исследований предлагается выполнить с помощью действующей на У-70 установки СВД-2 — спектрометра с вершинным детектором, которая создана объединением СВД [64]. Схема установки СВД и ее вершинный детектор (ВД) показаны на рис. 21 и 22.

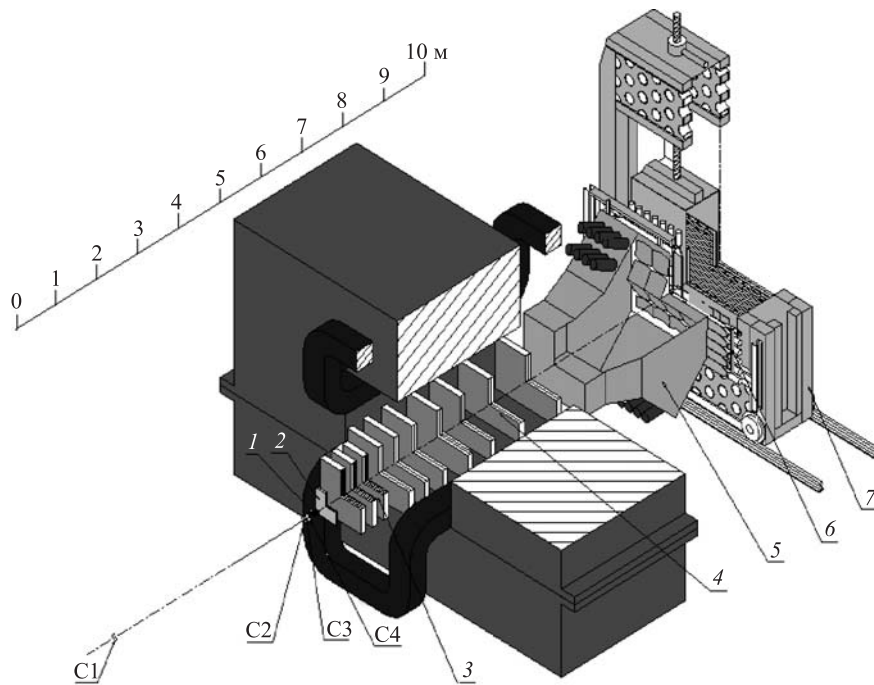


Рис. 21. Схема установки СВД на У-70. C1, C2 — пучковый сцинтилляционный и Si-годоскоп; C3, C4 — мишенная станция и вершинный Si-детектор; 1, 2, 3 — трековая система на дрейфовых трубках; 4 — пропорциональные камеры магнитного спектрометра; 5 — пороговый черенковский счетчик; 6 — сцинтилляционный годоскоп; 7 — электромагнитный калориметр

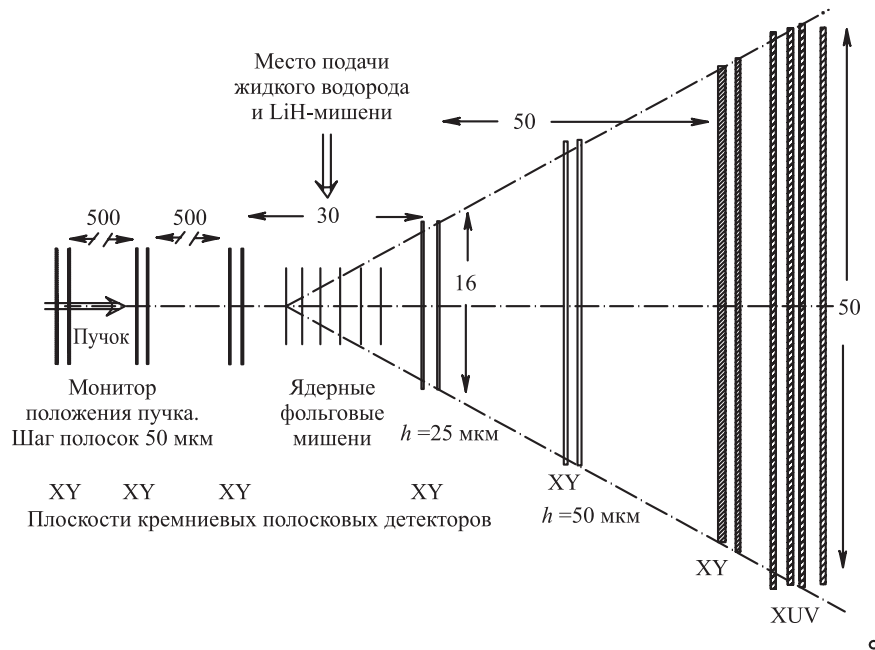


Рис. 22. Схема вершинного Si-детектора установки СВД

СВД-спектрометр создан для исследования рождения и распада очарованных частиц, но он имеет основные компоненты, необходимые для выполнения физической программы проекта «Термализация». Для адаптации установки СВД к задачам проекта предполагается выполнить модернизацию СВД по следующим позициям:

- 1) дополнить мишенную станцию мишенью из легких ядер: LiD или Be;
- 2) создать жидководородную мишень;
- 3) создать дополнительную трековую систему на базе дрейфовых трубок;
- 4) создать систему триггера для отбора событий с большой множественностью.

2.2. Мишени. Для размещения мишени в данной конструкции установки имеется пространство вдоль пучка 7 см. При этом мишень из бериллия может иметь толщину $h = 13,0 \text{ г/см}^2$. Мгновенная светимость мишени (в пределах растяжки пучка $\tau_{\text{spill}} = 1 \text{ с}$) составляет $L = I \times h \times N_{Av} / A = 8,7 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при интенсивности пучка 10^7 в цикле. Длительность цикла ускорения составляет 7 с, поэтому средняя светимость в семь раз меньше и составляет $\bar{L} = L/7 = 1,2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Доля взаимодействия пучка в мишени составляет

$r = h/\lambda_{\text{int}} = 13,0/75,2 = 1,7 \cdot 10^{-1}$. Мгновенная и средняя частоты событий есть соответственно $N_{\text{int}} = 1,7 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $\bar{N}_{\text{int}} = 2,4 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$. Аналогичные характеристики жидководородной мишени: $h = 0,5 \text{ г/см}^2$, $L = 3,0 \cdot 10^{30}$, $\bar{L} = 4,2 \times 10^{29} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, $r = 1,0 \cdot 10^{-2}$, $N_{\text{int}} = 1,0 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\bar{N}_{\text{int}} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$.

В данном эксперименте важнейшую роль играет протяженная мишень. Распределение событий взаимодействия пучка с ядрами мишени по ее объему снижает вероятность наложения двух или более событий в элементе объема, определяемом разрешением ВД. Чем выше точность локализации вершины, тем меньше фон от наложенных событий. Количественная оценка вероятности наложений дана в п. 2.9.

2.3. Камеры трековой системы. Трековая система на базе 2304 дрейфовых трубок (straw tubes) обозначена на рис. 21 как 1, 2, 3. Она дополняет кремниевый вершинный детектор и позволяет надежно восстанавливать многочастичные события и продолжать треки в магнитный спектрометр. Система состоит из трех модулей с размерами 480×483 , 700×771 и 900×1059 мм (высота и ширина соответственно). Размеры выбраны из условия соответствия угловому аксептансу кремниевого вершинного детектора и передней части магнитного спектрометра. Каждый модуль состоит из трех камер, измеряющих координаты частиц X, U, V. Камеры каждого модуля идентичны, но U- и V-детекторы повернуты относительно оси Y на углы $\pm 10,5^\circ$. Модули распределены по пучку на базе 950 мм. Камеры каждого модуля сдвинуты по пучку друг относительно друга на 100 мм. Каждая камера содержит два слоя тонкостенных дрейфовых трубок. Диаметр трубок $d = 6$ мм. Для устранения лево-правой неопределенности в измерении координат частиц трубки первого слоя сдвинуты относительно трубок второго слоя на величину радиуса $d/2$. Толщина стенок трубок (катодов) около 70 мкм. Информация считывается с анодных проволок диаметром 30 мкм. Каждая проволока (трубка) является независимым каналом регистрации. Центральная зона размером 10×10 мм каждой камеры нечувствительна к пучковым частицам. Точность измерения координаты по времени дрейфа 150 мкм. Время-цифровые преобразователи на каждый триггерный сигнал позволяют регистрировать несколько импульсов, последовательно приходящих с анода трубки. Двухтрековое разрешение ожидается около 1,5 мм. Расстояние между модулями ~ 150 мм. Первый модуль располагается на расстоянии 50 см от мишени. Это максимальная величина, возможная в данной геометрии установки. Она обеспечивает минимально возможную загрузку каждой трубки. Например, в событии с множественностью заряженных частиц 30 на центральную трубку падает в среднем $N = 4,3$ частиц. Среднее число частиц, попавших в полосу $\Delta x = 0,15$ см (двухтрековое разрешение), составляет $\bar{n} = (N/d) \cdot \Delta x = 1,1$, а вероятность наложения двух треков есть $w_2 \approx 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot \bar{n}^2 \exp(-\bar{n}) = 40 \%$. Так как каждая трубка работает неза-

висимо, то вероятность наложения треков в модуле (6 слоев) будет меньше приведенной выше оценки.

2.4. Вершинный детектор. Вершинный детектор (рис. 22) создан на основе полосковых кремниевых счетчиков с шагом 25 и 50 мкм. Он состоит из следующих элементов:

- пучковый телескоп (шесть (x, y) -плоскостей);
- активная полупроводниковая мишень (пять сенсоров с шагом полосок 1 мм и две пассивные мишени Pb и C);
- трековая система (восемь (x, y) -плоскостей и две косых плоскости).

Соотношение сигнал/шум составляет 10:1. Расстояние от центра мишени до последней координатной плоскости равно ~ 100 мм. Время оцифровки сигналов составляет 15 мкс. Электроника регистрации и амплитудного анализа включает логику выборки сработавших полосок, контроллеры крейтов и интерфейсы связи с ЭВМ.

Анализ данных дает следующие характеристики вершинного детектора: координатное разрешение (x, y -координаты) для обработанных треков по четырем точкам составляет 10 мкм; разрешение по Z -координате вершины события в мишени составляет 130 мкм. Эффективность реконструкции трека в плоскости по четырем точкам составляет 97 %.

2.5. Магнитный спектрометр. В спектрометре используется магнит МС-7А, имеющий длину по пучку 3 м и апертуру 1,8 (ширина) \times 1,3 (высота) м. При токе 4000 А в центре магнита поле составляет 1,1 Тл. В составе спектрометра находятся 18 плоскостей пропорциональных камер размером около 1×1 м. Шаг проволочек равен 2 мм. Анализ данных дает следующие характеристики спектрометра: средняя эффективность ПК — 80 %; координатная точность обработанных треков — 1 мм; разрешение по импульсу пучковых треков ($p = 70$ ГэВ) — 3 %; разрешение по импульсам вторичных треков ~ 1 %. Электроника магнитного спектрометра позволяет регистрировать до 1,5 тыс. событий за один цикл ускорителя.

2.6. Черенковский счетчик. Пороговый счетчик имеет 32 канала регистрации сигналов с ФЭУ. ФЭУ снабжены активной магнитной защитой. Эффективность регистрации пионов в интервале импульсов 3–30 ГэВ составляет 70 %. По-видимому, это связано с недостаточной компенсацией магнитного поля и возможным попаданием воздуха в радиатор, заполненный фреоном.

2.7. Гамма-детектор. Гамма-детектор состоит из 1536 черенковских счетчиков полного поглощения. Радиаторы из свинцового стекла имеют размер $38 \times 38 \times 505$ мм и соединены с ФЭУ-84-3. Полная поперечная площадь детектора составляет $1,8 \times 1,2$ м. Энергетическое разрешение на электронах 15 ГэВ равно 12 %. Точность восстановления координаты γ -кванта ~ 2 мм.

2.8. Триггер. Цель настоящего эксперимента состоит в регистрации редких событий с множественностью пионов $n_\pi = 20-40$. Парциальное сечение

при множественности 35 равно ~ 5 нб. По отношению к полному сечению неупругого pp -взаимодействия эта величина составляет $2 \cdot 10^{-7}$. Таким образом, к системе триггера и алгоритму обработки данных предъявляются высокие требования: отобрать редкие события при наличии фона (события с множественностью $n_\pi < 20$), превышающего эффект в $\sim 10^7$ раз.

Частота взаимодействия пучка с ядерной мишенью (например, $5 \text{ г/см}^2 \text{ Ве}$) в пределах растяжки пучка составляет $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$. Система сбора данных может зарегистрировать $\sim 10^2$ многочастичных событий в секунду. Поэтому необходимо устройство триггера, подавляющее основной поток событий с малой множественностью $n_\pi < 20$ в $\sim 10^4$ раз. Простое измерение ионизации в триггерном счетчике не решает задачу, так как ядерные взаимодействия вторичных частиц в счетчике порождают сигналы с большой амплитудой, имитирующие события с большой множественностью. Например, событие с множественностью 30 сопровождается ядерным взаимодействием с вероятностью 6%.

Предполагается построить триггер с двумя уровнями принятия решения. Сигнал первого уровня вырабатывается по превышению амплитуды отклика триггерного счетчика заданного порога ~ 10 мич (мич — сигнал, порождаемый частицей с минимальной ионизацией). Это сокращает частоту событий в 10–20 раз, т. е. до уровня частоты ядерных взаимодействий. Время решения первого уровня равно ширине токового сигнала Si-детектора, т. е. ~ 40 нс. На втором уровне осуществляется считывание сигналов с двух полосковых кремниевых сенсоров, входящих в состав живой мишени. Каждый сенсор имеет 16 полосок. Быстрая оцифровка сигналов осуществляется компараторами. С целью дискриминации сигналов от ядерных взаимодействий процессор исключает из дальнейшей обработки полоски, давшие амплитуды значительно больше среднего значения по обоим сенсорам. Оставшиеся сигналы усредняются. Если среднее значение превышает заданный порог (например, 20 мич), то вырабатывается триггер второго уровня. Время решения второго уровня 220 нс.

Мы обсудили триггер на заряженные частицы. Согласно физической программе исследований регистрация фотонов не менее важна. Поэтому триггер первого уровня должен быть логической суммой («и», «или») сигнала, полученного по заряженным частицам a_{ch} , и сигнала ЭМК:

$$a_{\text{ch}} > a_{\text{ch,thr}} \text{ и/или } N_{\text{EMC}} > N_{\text{thr,EMC}}$$

Здесь N_{EMC} — число ячеек ЭМК, в которых сигнал превысил порог регистрации одиночного γ -кванта, $N_{\text{thr,EMC}}$ — минимальное число γ -квантов, включаемых в триггер.

Здесь мы не учитывали загрузку системы триггера фоновыми частицами, идущими, в частности, от гало пучка. Поэтому для заряженной компоненты

может потребоваться триггер третьего уровня, основанный на обработке информации ВД быстрым процессором с целью дискриминации фоновых треков, не ассоциированных с вершиной каждого данного события, отобранного триггером второго уровня.

2.9. Наложение событий и их устранение. Главным источником фона в данном эксперименте являются наложения пар событий в пространственно-временной области меньше разрешающей способности аппаратуры. Такие наложения выглядят как редкие события с большой множественностью.

Оценим частоту наложения двух событий с множественностью $n_{\text{ch}} = 10$. Они выглядят как истинные события с множественностью 20. При светимости мишени $L = 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (бериллий 2,5 см) частота истинных событий с множественностью $n_{\text{ch}} = 20$ составляет $N(20) = L \cdot \sigma(20) = 3 \cdot 10^{30} \cdot 15 \text{ мкб} = 45 \text{ с}^{-1}$. Частота событий с $n_{\text{ch}} = 10$ есть $N(10) = L \cdot \sigma(10) = L \cdot 15 \text{ мб} = 4,5 \cdot 10^4$. Частота наложений определяется временным разрешением установки $\delta\tau$. Примем разумную оценку для разрешения по времени $\delta\tau = 200 \text{ нс}$ — ширину спектрометрического сигнала Si-детектора. Тогда

$$N(10 + 10) = \frac{1}{2}(N(10) \cdot \delta\tau)^2 \times \left(\frac{1 \text{ с}}{\delta\tau}\right) = 210 \text{ с}^{-1}.$$

Мы видим, что фон наложений в 5 раз превышает эффект. Но здесь мы рассмотрели только распределение событий по времени. Дополнительный фактор подавления ложных событий дает ВД. Точность определения вершины есть $\Delta V = \Delta X \times \Delta Y \times \Delta Z = 0,15 \times 0,15 \times 0,4 \text{ мм}^3$ ($\Delta X = 3\sigma_x$ и т.д.). Объем элемента мишени, облучаемый пучком, есть $V = l \cdot \pi r^2$, где $l = 25 \text{ мм}$ — длина мишени и $r = 1,5 \text{ мм}$ — радиус пучка. Фактор подавления наложений, определяемый ВД, составляет $R = \Delta V/V = 2,5 \times 10^{-5}$. В результате отбора событий во времени и в пространстве получаем отношение числа истинных одиночных событий к числу парных наложений 10^4 . Таким образом, фон наложений надежно исключается, если аппаратура имеет указанное выше временное и пространственное разрешение. При необходимости временное разрешение можно улучшить, применив селектор наложений с охраняемым временем, равным ширине токового сигнала Si-детектора 40 нс. Еще раз отметим двоякую функцию ВД: он необходим для измерения физических параметров события (углов и импульсов частиц) и для подавления фона.

2.10. Импульсное и угловое разрешение аппаратуры. Установка должна иметь достаточно высокое разрешение при измерении импульсов и углов частиц. Это необходимо для наблюдения структуры корреляционной функции тождественных частиц. Известно, что корреляционная функция пары тождественных частиц $R(q) = 1 + \lambda \exp\left(-\frac{q^2}{2\sigma_2^2}\right)$ имеет пик при $q = 0$ со стандартным отклонением $\sigma_2 \approx 30 \text{ МэВ}/c$, см., например, рис. 16. Здесь

$\mathbf{q} = P_1 - P_2$ — разность четырехмерных импульсов пары частиц. Согласно условию (5) ширина корреляционного пика в n -частичной бозонной группе составляет $\sigma_n = \sigma_2/\sqrt{n}$. В этом эксперименте планируется наблюдать БЭ-корреляции 10–20 тождественных пионов. Для этого случая имеем $\sigma_{16} = 30/\sqrt{16} \simeq 7$ МэВ/с. Следовательно, разрешение установки при измерении величины q должно быть $\sigma_q \leq 7$ МэВ/с. Для релятивистских частиц $p^2 \gg m^2$ (ниже мы полагаем $p = 1$ ГэВ/с, см. рис. 9) и малого угла между частицами $\theta_{1,2} \approx 0$ имеем

$$q^2 = \frac{m^2(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^2}{|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2|} - |\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2|\theta_{1,2}^2.$$

Оценим стандартное отклонение величины q для двух крайних случаев.

1. Пусть $\theta_{1,2} = 0$. Тогда имеем $\sigma_q = \sqrt{2}m\sigma_p/|\mathbf{p}|$. Здесь $|\mathbf{p}| \approx |\mathbf{p}_1| \approx |\mathbf{p}_2|$ и σ_p — точность измерения импульса. Из условия $\sigma_q \leq \sigma_n = 7$ МэВ/с получаем оценку точности измерения импульса: $\sigma_p/|\mathbf{p}| \leq 5\%$.

2. Пусть $|\mathbf{p}_1| = |\mathbf{p}_2|$. Тогда имеем $\sigma_q = \sqrt{2}|\mathbf{p}|\sigma_\theta$ и аналогично п. 1 получаем оценку точности измерения угла эмиссии частицы $\sigma_\theta \leq 4$ мрад.

Рассмотрим, какие факторы определяют импульсное и угловое разрешение установки.

Импульсное разрешение определяется точностью σ_θ измерения угла отклонения частицы в магните и отклоняющей способностью магнита:

$$\frac{\sigma_p}{|\mathbf{p}|} = \frac{\sigma_\theta \cdot |\mathbf{p}|}{0,3Bl}.$$

Проведем оценку для следующих параметров трековой системы (ТС) и магнита: толщина каждой плоскости ВД 0,3 мм кремния, толщина каждой плоскости ТС за магнитом (пропорциональные камеры) 0,2 мм лавсана, точность измерения координаты в каждой плоскости ВД 0,05 мм и ТС 0,2 мм, расстояние между плоскостями ВД 50 мм и ТС 100 мм, отклоняющая способность магнита $B \cdot l = 0,5$ Тл·м. Результат: $\sigma_p/|\mathbf{p}| = 1,7\%$. Эта оценка близка к экспериментально измеренному разрешению установки СВД (см. п. 2.5).

Угловое разрешение установки определяется толщиной стенки водородной мишени 0,5 мм лавсана и указанными выше параметрами ВД. Результат: $\sigma_\theta = 2,0$ мрад.

Таким образом, требования, вытекающие из физических задач, выполнены.

2.11. Время работы на пучке ускорителя. Мы планируем использовать водородную мишень длиной $l = 7$ см, экспонируемую в пучке с интенсивностью в пределах растяжки пучка (1 с) $I = 10^7$ протонов в цикле. Средняя интенсивность есть $\bar{I} = I/7$. Средняя светимость мишени составляет $\bar{L} = \bar{I} \cdot l \cdot \rho_{\text{H}_2} = 4,2 \times 10^{29}$ см⁻²с⁻¹. В табл. 2 представлена ожидаемая скорость регистрации pp -взаимодействий с данной множественностью.

За сутки облучения регистрируется около 150 событий pp -взаимодействий с множественностью $n_\pi = 35$. На ядерной мишени типа бериллия скорость регистрации на порядок выше.

Эксперимент может быть выполнен за 2–3 года при условии работы на пучке в течение 1 месяца ежегодно.

Таблица 2. Скорость счета

n_π	n_{ch}	z	$\sigma(n_\pi)$	$N, \text{ч}^{-1}$
20	15	2,6	0,3 мб	$5,0 \cdot 10^5$
30	22	4,0	0,2 мкб	$3,1 \cdot 10^2$
35	28	5,0	5 нб	7
40	34	6,0	10 пб	$1,5 \cdot 10^{-2}$

Примечание: n_π, n_{ch} — полная множественность и множественность заряженных частиц; $z = n/\bar{n}$ — переменная КНО; $\sigma(n_\pi)$ — парциальное сечение; N — скорость счета.

3. ЭТАПЫ ВЫПОЛНЕНИЯ ПРОЕКТА

Первый этап эксперимента, выполняемый на модернизированной установке СВД, позволит исследовать события с множественностью заряженных частиц $n_{ch} \leq 28$ и полной множественностью $n_\pi \leq 35$. Это ограничение связано со следующими факторами.

— Интенсивность протонного пучка в канале СВД ограничена $I \leq 10^7$ в цикле, что на порядок меньше, чем допускает электроника кремниевого ВД и трековая система на дрейфовых трубках.

— Существующая конструкция вершинного детектора СВД допускает установку жидководородной мишени с длиной не более 7 см вместо возможных 30 см.

— Размер первого дублета Si-счетчиков вершинного детектора СВД составляет 1,6 см вместо 12 см, которые необходимы для регистрации частиц с мишени 30 см.

Планирование второго этапа исследований с целью наблюдения событий с множественностью до $n_{ch} \approx 35, n_\pi \approx 40$ или выше целесообразно отложить до получения методических и физических результатов первого этапа. Получение парциального сечения $\sigma(n)$ в расширенном интервале n_{ch} и n_π и накопление технического опыта позволят обосновать возможность и необходимость продолжения исследований в этом направлении.

На более позднем этапе эксперимента в установку может быть включена система измерения времени пролета заряженных частиц с временным разрешением 50 пс. Она позволит (вместе с магнитным спектрометром) идентифицировать π^- , K^- , p^- , \bar{p}^- , d^- -частицы.

4. СМЕТА ЗАТРАТ И ГРАФИК РАБОТ

**Смета
расходов по модернизации установки СВД-2 с целью выполнения работ
первого этапа проекта «Термализация»**

№ п/п	Наименование работ	Расходы, тыс. долл. США		
		НИИЯФ МГУ	ОИЯИ	ИФВЭ
1	Модификация вершинного детектора и электроники	70	10	—
2	Разработка и изготовление электроники γ -детектора	—	20	10
3	Разработка и изготовление мишеней LiH, LiD	—	2	1
4	Разработка и изготовление жидководородной мишени	—	20	—
5	Создание системы триггера событий большой множественности	7	10	2
6	Разработка и изготовление дрейфовых трубок на 2100 каналов регистрации с электроникой для дополнительного трекера	10	20	—
7	Модификация пропорциональных камер магнитного спектрометра для большой интенсивности пучка $I \approx 10^7$	5	—	—
8	Модификация черенковского счетчика с целью повышения его эффективности	5	5	—
9	Модернизация системы сбора данных	2	5	1
10	Модернизация системы анализа данных	6	8	6
11	Накладные расходы (8 %)	9,6	6,5	1,7
12	Командировочные расходы	15	15	—
	Всего	129,6	121,5	26,7
Полная сумма расходов в 2003–2005 гг. 277,8 тыс. долл. США				

**План-график работ первого этапа проекта «Термализация» —
модернизации установки СВД-2**

Наименование работ	2003 г.	2004 г.	2005 г.
Модификация вершинного детектора и электроники	████████████████████		
Разработка и изготовление электроники γ -детектора	████████████████████		
Разработка и изготовление мишеней LiH, LiD	██		
Разработка и изготовление жидководородной мишени	██████████		
Создание системы триггера событий большой множественности	████████████████████		
Разработка и изготовление дрейфовых трубок на 2100 каналов регистрации для дополнительного трекера	████████████████████		
Модификация пропорциональных камер для большой интенсивности пучка $I \approx 10^7$	████████████████████		
Разработка матобеспечения реального времени и пакетной обработки данных	████████████████████		
Проведение сеансов на У-70 ^{*)}	██	██	██
Обработка данных и публикация результатов	████████████████████		
*) Сеансы работы на У-70 имеют продолжительность до 60 суток. В 2004–2005 гг. планируются два методических сеанса по 30 смен и сеанс набора статистики 120 смен.			

Распределение расходов ОИЯИ по годам

Год	2003	2004	2005	Всего
Вклад, тыс. долл. США	52	40	29,5	121,5

Вклад НИИЯФ МГУ в 2003–2005 гг. — 129,6 тыс. долл. США.
Вклад ИФВЭ (Протвино) в 2003–2005 гг. — 26,7 тыс. долл. США.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Целью предлагаемого проекта «Термализация» является исследование коллективного поведения частиц в процессе множественного рождения адронов в pp - (или pN -) взаимодействии $pp \rightarrow n_\pi \pi + 2N$ при энергии пучка $E_{\text{lab}} = 70$ ГэВ. Исследуется область высокой множественности $n_\pi = 20\text{--}35$, или $z = n/\bar{n} = 3\text{--}5$. У порога реакции $n_\pi \rightarrow 69$, $z \rightarrow z_{\text{thr}} = 8,2$ все частицы получают малый относительный импульс $\Delta q < 1/R$, где R есть размер области генерации частиц. Вследствие многобозонной интерференции могут проявиться эффекты коллективного поведения частиц.

Процессы глубокой диссипации энергии при взаимодействии адронов и термализации образовавшейся системы далеки от сколько-нибудь полного понимания. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования в этом направлении, в частности в рамках данного проекта, призваны пролить свет на фундаментальные основы физики частиц: конфайнмент, вакуум, уравнение состояния адронной материи и др.

Основные разделы физической программы проекта можно коротко сформулировать следующим образом.

1. Поиск новых явлений

— В результате многобозонной БЭК ожидается увеличение парциального сечения рождения n_π мезонов $\sigma(n_\pi)$ по сравнению с известными экстраполяциями. В области $n_\pi \geq 30$, $z \geq 4$ фактическое парциальное сечение $\sigma(z)$ может на несколько порядков превысить значение, полученное экстраполяцией экспериментальных данных из области $n_\pi \leq 25$, $z \leq 3,5$. Известные попытки экстраполяции делаются на основе общих принципов КХД или в аддитивной кварковой модели без включения эффектов БЭК.

— Эффект БЭК может привести к формированию трех узких струй тождественных пионов π^+ , π^- , π^0 или появлению холодных пятен в файерболле вторичных адронов. Эти гипотетические явления в литературе называются также пионным лазером, классическим пионным полем и бозонным конденсатом.

— В области, близкой к порогу реакции $pp \rightarrow n_\pi \pi + 2N$, большая часть частиц попадает в «холодное пятно». В этих условиях большой плотности и низкой температуры внутреннее давление в системе может быть сравнимо с давлением внешнего вакуума. Многобозонная квантовая система оказывается квазистационарной. Может также образоваться многочастичное связанное состояние, так как между двумя пионами с изоспином нуль действует сила притяжения. Переходы между уровнями многочастичной системы приводят к эмиссии большого количества низкоэнергетических фотонов. На этот феномен имеются экспериментальные указания.

— Источники частиц могут быть двух типов: хаотические и когерентные. Прецизионное измерение корреляционной функции $R(q)$ позволяет опреде-

лить параметры источников: хаотичность, пространственно-временной размер, фундаментальную длину корреляции квантового поля в различных пространственно-временных точках. Измерение многочастичной корреляционной функции — тоже предмет предложения данного проекта.

— Ожидается, что БЭК приведут к большой вариации множественности π^+ -, π^- -, π^0 -пионов. Большие флуктуации заряженной и нейтральной компонент предсказываются в моделях классического пионного поля и кирального конденсата.

2. Систематическое и прецизионное исследование известных явлений

— Прямые фотоны, особенно с низкой энергией $E_{\gamma, \text{cm}} \leq 50$ МэВ могут свидетельствовать о новых физических явлениях, в частности о формировании КГП или холодной квазистационарной адронной системы.

— Исследование стохастической перемежаемости служит инструментом поиска фазовых переходов и поиска эффекта БЭК типа холодного пятна.

— В литературе имеются указания на существование событий с регулярной структурой (или перемежаемостью), так называемые кольцевые события. Этот эффект называют адронным или глюонным аналогом излучения Черенкова. Он нуждается в подтверждении. Если это излучение действительно существует, оно станет весьма тонким инструментом изучения свойств адронной материи. Большая статистика событий с большой множественностью дает замечательную возможность систематического исследования кольцевых структур или более сложной регулярной перемежаемости в распределении частиц в фазовом пространстве.

— Измерение выхода различных частиц π , K , p , d , \bar{p} дает информацию для проверки и дальнейшего развития термодинамических моделей. Совместный анализ дифференциального сечения и функции БЭ-корреляций позволяет одновременно определить размер адронной системы, ее температуру и скорость расширения.

3. Экспериментальная установка

Эксперимент предполагается выполнить на модернизированной установке СВД, действующей на выведенном протонном пучке 70 ГэВ ускорителя У-70 ИФВЭ. Постановка эксперимента в существенной степени базируется на свойстве событий с высокой множественностью излучать частицы в узком угловом конусе вперед. Несмотря на скромный размер установки, около 90 % всех частиц попадают в ее апертуру и регистрируются.

Аппаратура включает жидководородную мишень, вершинный детектор, магнитный спектрометр, пороговый черенковский счетчик, электромагнитный калориметр. Система триггера имеет два уровня и способна отбирать редкие события с большой множественностью заряженных и нейтральных частиц $n_{\pi} \geq 20$. Средняя светимость водородной мишени составляет $4 \times 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ при интенсивности пучка 10^7 протонов в цикле. Среднее число взаимодействий пучка в мишени — $1,6 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Магнитный спектрометр обеспечивает импульсное разрешение $\delta p/p \leq 1,5\%$, что важно для исследования БЭК.

Скорость регистрации событий с полной множественностью 35 ожидается около 7 в час. Если реализуется сценарий, в котором БЭК оказывают влияние на парциальное сечение, то скорость набора статистики редких событий окажется существенно выше.

Первый этап исследований выполняется на модернизированной установке СВД.

ПРИЛОЖЕНИЕ. СТОХАСТИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТЬ

Исследование флуктуаций частиц в их распределении по быстроте или в более обобщенном фазовом пространстве имеет длительную историю. Первые указания на большую концентрацию частиц в малом интервале быстроты в отдельных событиях получены в работах, выполненных в космических лучах [65–67]. Это относится к pN -столкновениям при энергии первичной частицы 200 ГэВ [68]. В последние 10 лет неоднократно сообщалось о наблюдении в пространстве быстроты пятен с большой плотностью частиц.

С экспериментальной точки зрения не вызывает сомнения существование событий с большой локальной флуктуацией плотности частиц. Вопрос состоит в том, кроется ли причина этих флуктуаций в динамике взаимодействия частиц или они имеют чисто статистический характер.

Бялас и Пешанский предложили метод исследования флуктуаций [69]. Предложение основывается на свойстве факториальных моментов подавлять шум в распределении, по которому они вычислены. Это делает их применение предпочтительным по сравнению с обычными моментами. Они предположили, что пятна с высокой плотностью отражают динамику адронного процесса. Это явление можно назвать перемежаемостью по аналогии с феноменом, хорошо известным в гидродинамике. Они показали, что флуктуации, являющиеся следствием динамической перемежаемости, должны быть самоподобны по отношению к размеру объема фазового пространства. Следовательно, необходимо развить метод для отделения статистических флуктуаций от самоподобных флуктуаций, отражающих динамику взаимодействия.

Предложенный метод состоит в измерении нормированных факториальных моментов $F_q(\delta y)$, определенных как функции ширины интервала. Для определенности δy выбран как интервал быстроты, но метод легко обобщается на произвольный элемент фазового пространства.

В случае динамических флуктуаций (эффект перемежаемости) имеет место степенной закон

$$F_q \propto M^{\phi_q}, \quad 0 < \phi_q \leq q - 1, \quad q \geq 2.$$

Показатель степени ϕ_q характеризует величину перемежаемой структуры данного распределения, по которому вычислены факториальные моменты.

$$F_q = M^{q-1} \sum_{m=1}^M \frac{n_m(n_m-1)\dots(n_m-q+1)}{N(N-1)\dots(N-q+1)},$$

где M — число бинов, на которые разбито фазовое пространство; n_m — число частиц в бине m ; N — число частиц в событии; q — целое положительное число — порядок факториального момента. Моменты высокого порядка действуют как фильтр, выделяющий большие числа в распределении по множественности в каждом интервале n_m . Они, таким образом, особенно чувствительны к большим флуктуациям плотности.

Степенная зависимость вида $F_q \sim M^{\phi_q}$ типична для фракталов [70]. Фрактал является самоподобным объектом с нецелой размерностью. Существуют более сложные самоподобные объекты, получающиеся суммированием фракталов с различными весами. Они называются мультифракталами и характеризуются обобщенной размерностью (размерностью Реньи) D_q , которая зависит от q .

Имеется, однако, недостаток в использовании величин F_q . Они хорошо выделяют области с повышенной плотностью, но совсем игнорируют области с пониженной плотностью. Между тем в ядерных взаимодействиях с большой множественностью области с аномально малым числом частиц столь же важны, как и области с большим числом частиц. Для выявления таких флуктуаций необходимо изучать F_q для $q < 1$, и особенно отрицательных q . Это исследование нельзя выполнить с помощью факториальных моментов, так как F_q определены только для целых чисел $q > 1$.

Существует метод построения моментов произвольного порядка — это так называемые G -моменты [71,72]. Они предложены для исследования мультифрактальных свойств процессов множественного рождения частиц.

$$G_q = \sum_{m=1}^M \left(\frac{n_m}{n} \right)^q \Theta(n_m, q).$$

$\Theta(n_m, q)$ есть ступенчатая функция, принимающая значение 0, если $n_m < q$ и значение 1, если $n_m \geq q$. В теории мультифракталов G -моменты аналогичны факториальным моментам. Самоподобные флуктуации приводят к масштабному закону $G_q \propto \delta y^{\tau_q}$, $\delta y \rightarrow 0$. Обобщенная размерность Реньи есть $D_q = 1/(q-1) \cdot \tau_q$. Здесь вводится аномальная фрактальная размерность $d_q = D_T - D_q$, D_T — топологическая размерность (т. е. размерность данного фазового пространства). Показатель перемежаемости ϕ_q связан с аномальной фрактальной размерностью d_q соотношением [71,73] $d_q = \phi_q/(q-1)$.

Аномальная фрактальная размерность показывает, как изменяется данное распределение с возрастанием разрешения (т. е. уменьшением величины бина). Если возникла КГП и достигла термодинамического равновесия, должен произойти фазовый переход в адронное состояние. Если этот переход близок к переходу второго рода (т. е. внутренняя теплота системы мала), то конечная адронная система будет иметь перемежаемость с аномальной фрактальной размерностью d_q , которая не зависит от q . Если, с другой стороны, конечная адронная система создается в результате каскадных процессов (партоновых или адронных), то ожидается линейная зависимость d_q от q .

Аномальная фрактальная размерность d_q была измерена в распределении по быстрой частице, образованных в лептон-адронных, адрон-адронных и ядро-ядерных взаимодействиях при $\sqrt{s} = 20$ ГэВ [74–76]. Зависимость величины d_q от q ослабевает при переходе от мюон-адронных к адрон-адронным и к ядро-ядерным процессам. Более того, если в O–Ag, W–столкновениях наблюдается слабая q -зависимость, то в S–Ag, W–центральные взаимодействия она отсутствует. Поэтому разумно предположить, что постоянство d_q в S–Ag, W–взаимодействиях может быть принято как указание на формирование КГП [77]. Конечно, было бы интересно получить подтверждение этой картины в столкновениях более тяжелых ядер и в событиях с большой множественностью.

Сигналом фазового перехода может служить минимум в функции $\lambda_q = (\phi_q + 1)/q$ при определенном критическом значении $q = q_c$ [79]. Минимум λ может также быть проявлением сосуществования большого количества капель малого размера и малого количества больших по размеру областей с высокой плотностью энергии [78].

Флуктуации могут изучаться и другим методом. Вейвлет-преобразование представляется вполне подходящей техникой для этой цели.

Вейвлет-преобразование играет важную роль в опознавании образов. Это более общая проблема, чем исследование флуктуаций, так как при этом выполняется анализ каждого отдельного события, а не ансамбля в целом. Этот подход особенно целесообразен для изучения событий с большой множественностью.

Применение техники вейвлет к исследованию процессов множественного рождения частиц предложено в [80]. Главный принцип вейвлет-преобразования состоит в изучении зависимости флуктуаций от размера бина в фазовом пространстве. При этом используется разностный метод. Рассматриваются две гистограммы одного и того же события, построенные при разной ширине бина. Например, бин во второй гистограмме в два раза меньше, чем в первой. Строится разность этих гистограмм. Так как плохое разрешение (большой бин) сглаживает флуктуации, то в разности они проявляются как отклонения от нуля в положительную или отрицательную сторону. Повторяя эту процедуру шаг за шагом, можно выявить всю картину флуктуаций. Вейвлет-

преобразование дает прямую информацию о картине флуктуаций в данном событии на различной шкале, т. е. при различном разрешении, выявляя кластерную и субкластерную структуру.

Изучение структуры динамических флуктуаций плотности частиц, получающихся в событиях с большой множественностью, дает исключительную возможность раскрытия тонких и скрытых особенностей процесса генерации адронов [6]. Перемежаемая и фрактальная структура флуктуаций, обнаруженная во всех типах взаимодействий, дает указание на два возможных сценария: монофрактальная структура свидетельствует о термодинамическом фазовом переходе от КПП к адронному газу [78]; мультифрактальность ассоциируется с самоподобным каскадным процессом, имеющим место при переходе партонов в конечное адронное состояние с возможным нетермическим и неравновесным фазовым переходом в каскаде [79].

По программе ближайших исследований предполагается:

1) исследовать факториальные моменты в трехмерном пространстве быстроты и поперечного импульса, определить индекс перемежаемости ϕ_q , сравнить результаты с данными других экспериментов и предсказаниями моделей.

Так как среди вторичных частиц доминируют пионы, следует ожидать, что БЭК играют важную роль в формировании флуктуаций. Если перемежаемость возникает только как результат БЭК, то индекс перемежаемости для тождественных пионов будет в два раза превышать индекс для всех пионов. Интересно получить величину F_q отдельно для положительных и отрицательных пионов;

2) исследовать G -моменты и проверить мультифрактальную природу распределения частиц в фазовом пространстве;

3) изучить поведение аномальной фрактальной размерности d_q . Изучить функцию λ_q при разной множественности;

4) исследовать динамические флуктуации методом вейвлет.

Авторы выражают благодарность В. Б. Беляеву, Л. К. Геловани и Г. Л. Гогиберидзе за полезные обсуждения и подготовку части материала.

Проект «Термализация» выполняется при частичной поддержке РФФИ (грант № 03-02-16869).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hagedorn R.* // La Revista del Nuovo Cimento. 1983. V. 6, No. 10. P. 1.
2. *Manjavidze I. D.* // El. Part. and At. Nucl. 1985. V. 16, No. 1. P. 101.
Manjavidze I. D., Sissakian A. JINR Preprint E2-2000-217. Dubna, 2000; submitted to Phys. Rep.
3. *Bjorken J. D.* // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 140.

4. *Rosental I. L., Tarasov Yu. A.* // Uspekhi Phys. Nauk. 1993. V. 163, No. 1. P. 29.
5. *Feinberg E. L. et al.* // Uspekhi Phys. Nauk. 1971. V. 104. P. 539.
6. *Dremin I. M.* // Uspekhi Phys. Nauk. 1994. V. 164, No. 8. P. 785.
De Wolf A. E. et al. // Phys. Rep. 1996. V. 270. P. 1.
7. *Golokhvastov A. I.* JINR Preprint P2-98-181, Dubna, 1998.
8. *Pratt S.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 469.
9. *Bertch G. F.* // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 2349.
10. *Lednitsky R. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 61, No. 3. P. 034901.
11. *Boiko V. G. et al.* // El. Part. Atomic Nucl. 1991. V. 22. P. 675.
12. *Гришин В. Г.* // ЭЧАЯ. 1979. Т. 10, №3. С. 608.
13. *Levchenko B. B.* Private communication.
14. *Alexopoulos T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 64. P. 991.
15. *Gulamov K. G. et al.* // El. Part. and At. Nucl. 1978. V. 9. P. 554.
16. *Ermolov P. F.* // Proc. of 21st session of IHEP PAC. Serpukhov, 1977. P. 67.
17. *Koba Z., Nielsen H. B., Olsen P.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 40. P. 317.
18. *Мурзин В. С., Сарычева Л. И.* Физика адронных процессов, М., 1986. 255 с.
19. *Babintsev V. V. et al.* IHEP Preprint M-25, Protvino, 1976.
20. *Bogolyubsky M. Yu. et al.* IHEP Preprint 97-50, Protvino, 1997.
21. *Dremin I. M.* // Uspekhi Phys. Nauk. 1994. V. 37. P. 715.
22. *Poliakov A. M.* // Sov. J. of Phys. JETP. 1970. V. 32. P. 296.
23. *Chikilev O. G., Shliapnikov P. V.* // Jadernaja Phis. 1992. V. 55. P. 820.
24. *Подгорецкий М. И.* // ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 628.
25. *Aggarwal M. M. et al. (WA98 Collab.)* To be published in PL, 2000.
26. *Boggild H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 455. P. 77.
27. *Bialas A., Zalevsky K.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 59. P. 097502-1.
28. *Obrant G. Z., Ryskin M. G.* PNPI Preprint 2288, Gatchina, 1999.
29. *Подгорецкий М. И.* Препринт ОИЯИ P2-85-240, Дубна, 1985.

30. *Anselm A. A., Ryskin M. G.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 266. P. 482.
31. *Bialas A., Zalevsky K.* // Phys. Lett. B. 1988. V. 436. P. 153.
32. *Andreev I. V. et al.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1993. V. 8, No. 26. P. 4577.
33. *Sollfrank J. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, No. 3. P. 1637.
34. *Авдейчиков В. В. и др.* Препринт ОИЯИ 1-84-491, Дубна, 1984.
35. *Scheibl R., Heinz U.* GSI Scientific Rep. 97-1-1997, 1996. P. 89.
36. *Anikina M. Kh. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 397. P. 30.
37. *Appelshauser H. et al.* // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 2. P. 661.
38. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rap. Comm. 1988. No. 5(31)-88. P. 5.
39. *Manjavidze J., Sissakian A.* // Phys. Rep. 2001.
40. *Chelkov G., Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rap. Comm. 1999. No. 4[96]. P. 35;
Chelkov G. et al. // JINR Rap. Comm. 1999. No. 4[96]. P. 45.
41. *Sissakian A. N., Slepchenko L. A.* JINR Preprint, P2-10651, Dubna, 1977;
Sissakian A. N., Slepchenko L. A. // Fizika. 1978. V. 10. P. 21;
Mavrodiev S. Ch. et al. // Sov. Yad. Phys. 1979. V. 30. P. 245.
42. *Manjavidze J., Sissakian A.* // N. N. Bogolyubov Memorial Conf., JINR, Dubna, 2000.
43. *Manjavidze J.* // El. Part. At. Nucl. 1985. V. 16. P. 101.
44. *Manjavidze J., Sissakian A.* // JINR Rap. Comm. 1988. No. 2/281. P. 13.
45. *Manjavidze J., Sissakian A.* // J. Math. Phys. 2000. V. 41. P. 5710; Th. Math. Phys. 2000. V. 123. P. 776.
46. *Ivanenko D., Gurgenidze V.* // Dokl. Akad. Nauk. 1949. V. 67. P. 997;
Blochintsev D. T., Indenbohm V. L. // Sov. Phys. JETP. 1950. V. 20. P. 1123.
47. *Czyz W., Glashow S. L.* // Nucl. Phys. 1960. V. 20. P. 309.
48. *Ion D. B., Stoker W.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 273. P. 20.
49. *Dremin I. M.* // JETP Lett. 1979. V. 30. P. 140; Elem. Part. and Atom. Nucl. 1987. V. 18. P. 31.
50. *Dremin I. M. et al.* // J. Nucl. Phys. 1990. V. 52, No. 3(9). P. 840.
51. *Agababyan N. M. et al. (EHS/NA22 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1998. V. 389. P. 397.
52. *Gogiberidze G. L., Gelovani L. K., Sarkisyan E. K.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 430. P. 368.

53. *Owens J.F.* // Rev. Mod. Phys. 1987. V. 59. P. 465.
54. *Vogelsand W. et al.* // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. A1.
55. *Aggarwal M.M. et al.* // Phys. Rev. C: nucl-ex /0006007 CERN Lib. Rec.
56. *Chlapnikov P.V. et al.* // Pys. Lett. B. 1984. V. 141. P. 276.
57. *Ukhanov M.N. et al.* IHEP Preprint 86-195, Protvino, 1986.
58. *Banerjee S. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 305. P. 182.
Belogianni A. et al. // Phys. Lett. B. 1997. V. 408. P. 487.
59. *Botterwerk F. et al.* // Z. Phys. C. 1991. V. 51. P. 541.
60. *Lichard P., Van Hove L.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 245. P. 605.
61. *Shuryak E.V.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 231. P. 175.
62. *Volkov M.K., Kuraev E.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 424. P. 235; Yad. Fis. 1999. V. 62. P. 133.
63. *Avvakumov I.A. et al.* // Pribory i tekhnika experimenta. 1987. No. 5. P. 46.
64. *Basiladze S.G. et al.* Proposal of an experiment for studying mechanisms of charmed particle production and decay in pA interaction at 70 GeV. SVD collaboration. INP MSU Preprint 99-28/586, Moscow.
65. *Aleksejava K.I. et al.* // J. Phys. Soc. Japan 1962. V. 17, A-III. P. 409;
Perkins D.H., Folwer P.H. // Proc. Roy. Soc. A. 1964. V. 273. P. 401;
Iwai J. et al. // Nuovo Cim. A. 1982. V. 69. P. 295.
66. *Arata N.* // Nuovo Cim. A. 1978. V. 43. P. 455.
67. *Apanasenko A.V. et al.* // JETP Lett. 1979. V. 30. P. 145;
Dremin I.M., Tretyakova M.I. Paper presented at the XVIII International Cosmic Ray Conference. Paris, 1981;
Slavatinskii S.A. et al. Paper presented at the XVIII International Cosmic Ray Conference. Paris, 1981;
Azimov S.A. Paper presented at the XVIII International Cosmic Ray Conference. Paris, 1981.
68. *Marutian N.A. et al.* // Sov. J. of Nucl. Phys. 1979. V. 29. P. 804.
69. *Bialas A., Peschanski R.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 273. P. 703;
Bialas A., Peschanski R. // Nucl. Phys. B. 1988. V. 308. P. 857.
70. *Mandelbrot B.* The Fractal Geometry of Nature, Freeman, N. Y., 1982.
71. *Hwa R.C.* // Phys. Rev. D. 1990. V. 41. P. 1456;
Chiu C.B., Hwa R.C. // Ibid. 1991. V. 43. P. 100

72. *Hwa R. C., Pan J.* // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 1476.
73. *Lipa P., Bushbeck B.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 223. P. 465.
74. *Holinski et al. (KLM Collab.)* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 733; Preprint INP 1456/ph, Cracow, June 1989.
75. *Derado I. et al.* Munich Preprint, 1990.
76. *Ajinenko I. V. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 222. P. 306; Phys. Lett. B. 1990. V. 235. P. 373.
77. *Bialas A., Hwa R. C.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 253. P. 436.
78. *Bialas A.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 525. P. 345c; *ibid.* 1992. V. 545. P. 285c.
79. *Peschanski R.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1991. V. 6. P. 3681.
80. For a review, see e.g.: *Bialas A.* Intermittency and Multiparticle Dynamics, Festschrift Leon Van Hove. Eds. A. Giovannini and W. Kittel. World Scientific, 1990.

Получено 7 декабря 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 04.02.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 3,61. Уч.-изд. л. 2,81. Тираж 430 экз. Заказ № 54777.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/