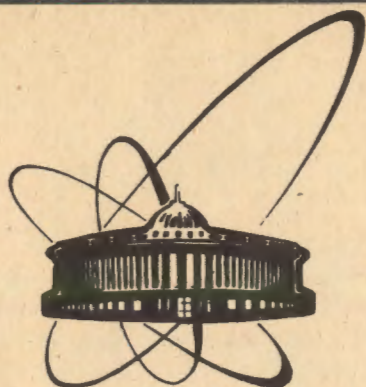


90-263



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-90-263

А.М.Балдин, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
А.А.Кузнецов

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1990

ВВЕДЕНИЕ

Большой и все возрастающий интерес к физике релятивистских ядер мотивирован в основном надеждами на получение состояний сильно возбужденной ядерной материи. Особое внимание привлекают теоретические расчеты, демонстрирующие возможность деконфайнмента цвета и получения кварк-глюонной плазмы. Такие предсказания имеют большое значение для астрофизики и космологии, где возможность их проверки еще меньше, чем при изучении столкновений релятивистских ядер. Для того чтобы эти отвлеченные идеи перевести на язык фактов, устанавливаемых экспериментально, необходимы постановки задач, которые могли бы однозначно ответить на такие вопросы как:

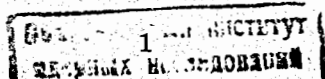
1. Что представляет собой состояние сильно возбужденной адронной материи в терминах наблюдаемых величин? Возникает ли какое-то подобие термализации возбужденной материи?

2. Как обнаружить проявления кварк-глюонных степеней свободы и деконфайнмента цвета?

3. В какой мере квазистационарные состояния сильно возбужденной материи (если их удастся наблюдать) связаны с цветными степенями свободы? Возможно ли их описание на основе хромодинамики?

Настоящее исследование в основном посвящено предложению ответов на первую группу вопросов. Второй и третьей группе вопросов частично посвящены предыдущие работы Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

В столкновениях адрон-ядро и ядро-ядро обнаружен ряд интересных и необычных явлений, которые рассматриваются как указания на возникновение коллективных эффектов, идущих на кварк-глюонном уровне. Обнаружение и изучение кумулятивного эффекта^{/1/} впервые показало, что структурные функции ядра не являются простой суммой структурных функций отдельных нуклонов. В таких процессах ядра следует рассматривать как самостоятельные объекты (адроны), для которых фундаментальной характеристикой их структуры являются ядерные структурные функции^{/2,3/} и имеет смысл понятие предельной фрагментации ядер^{/1/}. Непосредственным методом наблюдения цветных степеней свободы является изучение образования струй, а для ядер особое значение имеет исследование кумулятивных струй^{/4,5/}.



В работах ^{3,6,7/} был предложен релятивистски-инвариантный метод, позволяющий количественно указать области изменения экспериментально измеряемых величин, в которых проявляются цветные степени свободы. Метод основан на представлении сечений множественного рождения частиц в виде функций от релятивистских инвариантов $b_{ik} = -(u_i - u_k)^2$, где $u_i = P_i / m_i$; $u_k = P_k / m_k$ — четырехмерные импульсы частиц P_i, P_k ; деленные на их массы m_i, m_k . Величины b_{ik} имеют смысл относительных расстояний в пространстве 4-скоростей.

Такое представление сечений позволило ввести классификацию множественных процессов, основанную на двух общих принципах, проверяемых экспериментально — принципе ослабления корреляций ^{8/} и — принципе автомодельности второго рода ^{9/}. Принципы отражают общее свойство адронов: с увеличением расстояния b_{ik} между любыми точками u_i и u_k взаимодействие между частицами i и k монотонно и достаточно быстро ослабляется. При $b_{ik} \gg 1$ взаимодействие адронов i и k выходит на кварк-глюонный уровень. Введение понятия расстояний в пространстве 4-скоростей позволило дать определение и обнаружить четырехмерные кластеры в этом пространстве ^{6,10/}. Под кластерами понимается группа точек u_i (каждая точка соответствует частице), расстояние между которыми b_{ik} много меньше, чем среднее расстояние между всеми точками множества (или среднего расстояния между частицами по всему фазовому объему реакции). Алгоритм выделения кластеров и нахождение центра кластера V , вокруг которого группируются точки, входящие в кластер, был неоднократно описан в наших работах ^{5, 8-10, 11/}. Расстояние между центром кластера и точкой u_k множества $b_k = -(V - u_k)^2$ в системе координат $V = 0$ равно: $b_k = 2T_k/m_k$, где T_k — кинетическая энергия частицы k по отношению к покоящемуся центру кластера. Средние значения $\langle b_k \rangle$ оказались в различных реакциях одинаковыми. Кластеры, состоящие из пионов с $\langle b_k \rangle \approx 4$, являются релятивистски-инвариантным обобщением струй, а соответствующие центры кластеров $V(V_0, \vec{V})$ — четырехмерными осями струй. В работах ^{10, 11/} с помощью релятивистски-инвариантного метода анализа адрон-ядерных и ядро-ядерных реакций в переменных b_{ik} были выделены два типа барионных кластеров с $\langle b_k \rangle_1 \approx 0,14$ и $\langle b_k \rangle_2 \approx 0,280$. Показано, что кластеры типа 1, характеризуемые $\langle b_k \rangle_1 \approx 0,140$, обладают универсальными свойствами в рассматриваемых взаимодействиях в интервале $4 \div 40$ ГэВ/с. Независимость свойств кластеров от типа реакции (в пределах ошибок) указывает на то, что процесс образования кластеров характеризует фундаментальные свойства адронной материи. В этой связи выделение кластеров естественно связать с поисками состояний сильно возбужденной ядерной материи и, в частности, кварк-глюонной плазмы. Если кластеры являются продуктами распада квази-

стационарных состояний, то среднюю кинетическую энергию частиц, входящих в кластер, $\langle T_k \rangle = m_k \langle b_k \rangle / 2$, можно интерпретировать как температуру. Для пионных кластеров (струй) $\langle T_k \rangle \approx 150$ МэВ ^{12/}, для барионных $\langle T_k \rangle_1 = 70$ МэВ и $\langle T_k \rangle_2 = 130$ МэВ ^{11/}. В теоретических расчетах процесса возникновения кварк-глюонной плазмы речь идет о температурах ~ 200 МэВ при низких кварковых плотностях или о температурах существенно меньших, если достигаются плотности, примерно в пять раз увеличивающие нормальную ядерную плотность (которая составляет $0,15$ ГэВ/фм³). Однако плотность не является наблюдаемой величиной. Считается, что и время жизни возбужденного состояния ядерной материи не наблюдаемо.

В настоящей работе предлагается процедура рассмотрения кластеров как резонансных состояний с измерением соответствующих ширин, а следовательно, и времен жизни. Измерение времен жизни дает ответ на вопрос о правомерности рассмотрения кластеров как квазистационарных состояний и о применимости к распаду этих состояний термодинамических понятий и расчетов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОД АНАЛИЗА

Анализировались p^- , d^- и C^- -соударения частиц при импульсе $4,2$ ГэВ/с на нуклон с ядрами углерода. Экспериментальные данные по этим взаимодействиям получены с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры, облученной в пучках этих ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Методика эксперимента и обработки пленочной информации описаны в работах ^{13, 14/}. Здесь необходимо отметить некоторые особенности идентификации вторичных частиц в пропановой камере. Камера помещалась в магнитном поле, поэтому отрицательные частицы идентифицировались по кривизне их треков. Нижняя граница, начиная с которой регистрировались протоны в камере, составляет $P_{\text{поб}} \approx 150$ МэВ/с. По пробегу и ионизации протоны можно отличить от π^+ -мезонов до значений импульсов $P_{\text{поб}} \approx 800 \div 900$ МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с импульсом больше этого значения считались протонами. Максимальная примесь π^+ -мезонов среди положительных частиц в p^- , d^- и C^- -взаимодействиях с ядрами углерода составила 12%.

Примесь дейтронов и тритонов среди медленных протонов невелика и, по различным оценкам ^{15, 16/}, не превышает $10 \div 15\%$. В интервале импульсов $1 < P_{\text{поб}} < 2$ ГэВ/с дейтроны и тритоны отличаются от протонов по ионизации.

Выделение протонных кластеров производилось лоренц-инвариантным методом в пространстве 4-мерных скоростей. Для этого в событиях

с множественностью протонов $n_p \geq 4$ минимизировалась величина

$$A_2 = \min \left[-\sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 \right], \quad (1)$$

где V_α и V_β — центры кластеров α и β ;

$$u_k^\alpha = P_k^\alpha / m_k; \quad u_i^\beta = P_i^\beta / m_i \quad (2)$$

4-скорости вторичных протонов, относящихся к кластеру α или β соответственно. Спектаторные ($P_{\text{лаб}} \leq 250$ МэВ/с) и стриппинговые ($P_{\text{лаб}} \geq 3,0$ ГэВ/с и $\theta_{\text{лаб}} < 4^\circ$) протоны из анализа исключались.

Количество отобранных событий с множественностью протонов $n_p \geq 4$ составило 253, 747 и 2550 в рС-, dС- и СС-соударениях соответственно, что составляет 9, 16 и 32%. При нахождении двух кластеров рассматривались все возможные разбиения n_p протонов на две группы. Считалось, что в событии образуются два кластера или один кластер и положительно заряженная частица, если расстояние между выделенными группами протонов в пространстве 4-скоростей $b_{\alpha\beta}$ удовлетворяло условию

$$b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2 \geq 1. \quad (3)$$

Если кластеры не удовлетворяли этому условию, событие считалось неразделенным. Доля неразделенных событий составила 32, 22 и 14% в рС-, dС- и СС- взаимодействиях с множественностью отобранных протонов $n_p \geq 4$. Анализ, проведенный в работе ¹¹, показал, что в рС- и dС- соударениях такие события можно считать однокластерными.

В дальнейшем, как и в работах ^{10,11}, изучались кластеры, образующиеся в области фрагментации мишени, т.е. ядра углерода, т.к. в этой области лучше идентифицируются положительно заряженные частицы. Отбор кластеров производился по переменным x_{1c} и x_{2c} и подробно описан в работах ^{10,11}.

При выполнении условия (3) ~8% протонов попадают в область перекрытия двух кластеров в пространстве 4-скоростей. Если же отбрасывать события, в которых множественность частиц в каждом кластере была не меньше 2 ($n_p \geq 2$), то доля частиц, попадающих в область перекрытия, составляет ~4%. Поскольку в дальнейшем будут изучаться распределения кластеров по эффективному массам $M_{\text{кл}}$, был проведен методический анализ по определению зависимости средней массы кластеров от их размеров в пространстве относительных 4-скоростей. Более

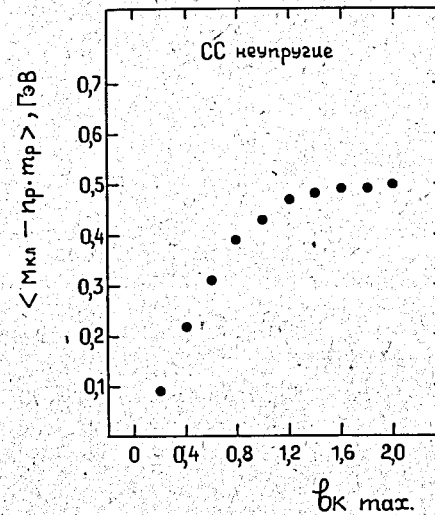


Рис.1. Зависимость среднего значения массы кластера $\langle M_{\text{кл}} - n_p \cdot m_p \rangle$ от максимальной величины b_k протонов, входящих в кластер.

конкретно: определялась зависимость средней свободной энергии $\langle M_{\text{кл}} - n_p \cdot m_p \rangle$ кластера от максимальной величины $b_k = -(V_\alpha - u_k^\alpha)^2$ 4-скорости протонов, входящих в кластер, относительно его центра V_α (рис.1). Эта зависимость характеризует точность выделения кластера и определения его эффективной массы. Как видно из рисунка, при значениях $b_k \gg 1$ средняя величина массы

$\langle M_{\text{кл}} - n_p \cdot m_p \rangle$ увеличивается лишь на 10% и затем выходит на асимптотический режим. Это означает, что выполнение условия (3) позволяет определять массу кластера $\langle M_{\text{кл}} - n_p \cdot m_p \rangle$ с ~10% точностью.

3. ХАРАКТЕРИСТИКИ БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ПРОТОНОВ В НИХ

В работах ^{10,11} на основе изучения инвариантной функции $F(b_k)$

(т.е. инвариантного сечения $E \frac{d\sigma}{dP}$ в зависимости от переменной b_k) был

сделан вывод о том, что в СС-взаимодействиях образуются кластеры двух типов с различной температурой. В данной работе анализируются инвариантные функции $F(b_k)$ при разной множественности протонов в кластерах. Такой анализ позволит установить, как зависят температурные характеристики кластеров от количества взаимодействующих нуклонов.

В табл.1 приведена статистика рС-, dС- и СС-событий с кластерами, образующимися в области фрагментации мишени и имеющими множественность протонов $n_p = 2 \div 7$, а также соответствующие им сечения. Как видно из таблицы, сечения образования кластеров невелики и составляют 6, 12% от всех рС- и dС- взаимодействий соответственно и 20% от СС-взаимодействий.

Таблица 1. Статистика событий и сечения образования кластеров с различными значениями множественности n_p в pC-, dC- и CC-взаимодействиях

n_p	pC, dC		CC	
	$N_{\text{соб}}$	$\sigma, \text{мб}$	$N_{\text{соб}}$	$\sigma, \text{мб}$
2	267	19	447	47
3	357	32	514	55
4	119	11	335	36
5	26	2	204	22
6	—	—	110	12
7	—	—	68	7

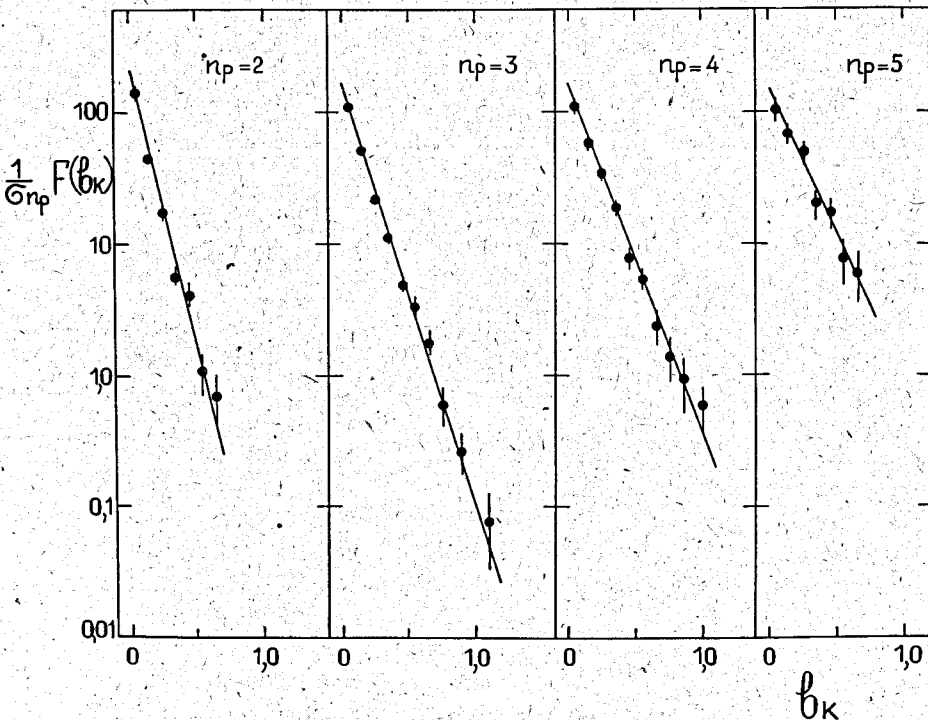


Рис.2. Инвариантные функции $F(b_k)$ для протонных кластеров с разной множественностью n_p , в pC- и dC-взаимодействиях. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

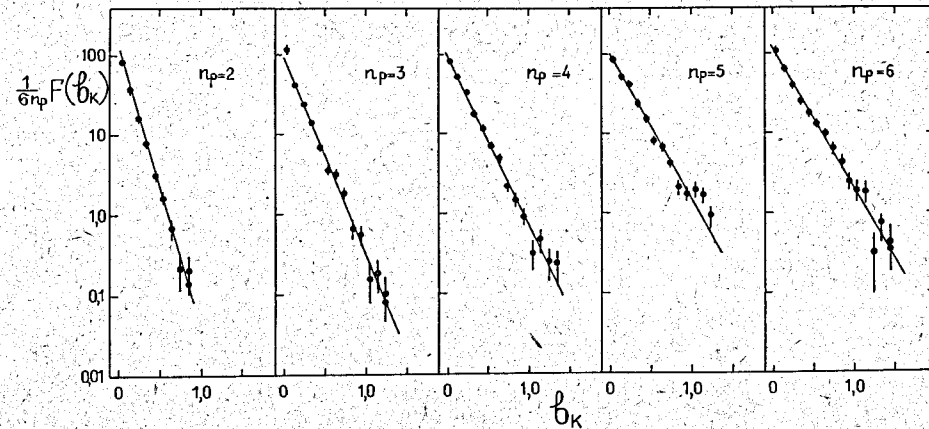


Рис.3. Инвариантные функции $F(b_k)$ для протонных кластеров с разной множественностью n_p в CC-столкновениях. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальной зависимостью.

Инвариантная функция $F(b_k)$ записывается следующим образом:

$$F(b_k) = \frac{2}{m_k^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{d\sigma}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad (4)$$

На рис.2 и 3 приведены нормированные функции $F(b_k)$ для протонов и кластеров с различной множественностью n_p в pC-, dC- и CC-столкновениях. Из рисунков видно, что все представленные зависимости имеют одинаковый характер: их можно описать простыми экспоненциальными функциями:

$$F(b_k) = A \exp(-b_k / \langle b_k \rangle). \quad (5)$$

Величина параметра $\langle b_k \rangle$, как отмечалось выше, однозначно связана с "температурой" $\langle T_k \rangle$ протонов в кластерах:

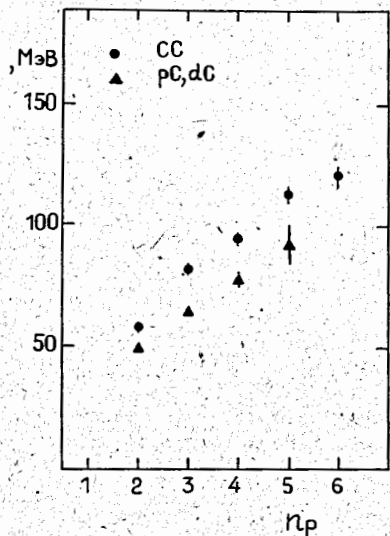
$$\langle b_k \rangle = \left\langle \frac{2E_k}{m_k} - 2 \right\rangle = \frac{2\langle T_k \rangle}{m_k}; \quad (6)$$

Здесь E_k — энергия протонов в системе покоя кластера. Это значит, что, определив в результате аппроксимации спектров $F(b_k)$ функцией (4) величину $\langle b_k \rangle$, можно вычислить для кластеров с данным n_p значения температуры $\langle T_k \rangle$. Полученные таким образом данные приведены

Таблица 2. Средние значения температуры $\langle T_k \rangle$ протонов в кластерах в зависимости от n_p

Тип взаимодействия n_p	Температура T_k , МэВ	
	pC, dC	CC
2	49 ± 2	58 ± 2
3	64 ± 2	82 ± 2
4	77 ± 3	94 ± 2
5	92 ± 9	112 ± 3
6	—	120 ± 4

Рис.4. Зависимость температуры кластера от множественности протонов в них для pC-, dC- и CC-столкновений.



в табл.2 и на рис.4. Видно, что с увеличением множественности протонов n_p температура $\langle T_k \rangle$ в кластерах растет и при $n_p=6$ в CC-соударениях достигает ~ 120 МэВ. Температура кластеров в pC- и dC-взаимодействиях систематически ниже, чем в CC-столкновениях при тех же значениях, но тоже растет с ростом множественности кластеров от $\langle T_k \rangle = 50$ МэВ до $\langle T_k \rangle \approx 90$ МэВ. Таким образом, в многонуклонных CC-столкновениях достигаются довольно высокие температуры ядерного вещества $\langle T_k \rangle \approx 120$ МэВ, характерные, по теоретическим представлениям^{17/}, для переходной кварк-адронной фазы. Возможно, что в кластерах с множественностью $n_p > 6$ будут наблюдаться и более высокие температуры, но для такого анализа необходимо увеличение статистики взаимодействий.

В работах^{10,12/} было показано, что кластеры с температурой $\langle T \rangle_1 \approx 70$ МэВ и $\langle T \rangle_2 \approx 130$ МэВ характеризуются различным распределением относительно мишени по переменной $b_{IIc} = -(u_{II} - V)^2$ — 4-скорость мишени, что указывает на разный механизм их образования. В настоящей работе изучается зависимость инвариантной функции $F(b_{IIc})$ для кластеров (т.е. инвариантного сечения $E_c \frac{d\sigma}{d\vec{p}_c}$, выраженного в зависимости от переменной b_{IIc}) от множественности протонов. Такой анализ позволит получить данные о величине 4-скоростей кластеров с разным n_p относительно мишени и в соответствии с предложенной классификацией релятивистских ядерных столкновений^{13/} определить уровень возбуждения ядерной материи в многонуклонных столкновениях ядер.

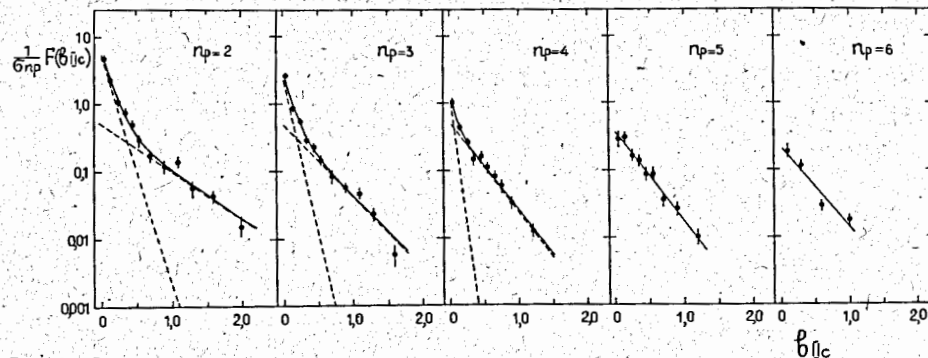


Рис.5. Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ в зависимости от множественности протонов в кластере n_p для CC-столкновений. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных экспоненциальными зависимостями (8) и (9).

Таблица 3. Средние значения параметров $\langle b_{IIc} \rangle$ для кластеров в CC-взаимодействиях

n_p	A_1	A_2	$\langle b_{IIc} \rangle_1$	$\langle b_{IIc} \rangle_2$
2	$0,92 \pm 0,13$	$0,08 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,02$	$0,63 \pm 0,12$
3	$0,87 \pm 0,16$	$0,13 \pm 0,04$	$0,09 \pm 0,02$	$0,41 \pm 0,06$
4	$0,72 \pm 0,36$	$0,28 \pm 0,06$	$0,06 \pm 0,03$	$0,33 \pm 0,03$
5	—	1	—	$0,33 \pm 0,02$
6	—	1	—	$0,37 \pm 0,05$

Инвариантная функция $F(b_{IIc})$ записывается следующим образом:

$$F(b_{IIc}) = \frac{2^*}{M_{кп}^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_{IIc} + b_{IIc}^2/4}} \frac{d\sigma}{db_{IIc} d\Omega} d\Omega. \quad (7)$$

На рис.5 приведены нормированные функции $F(b_{IIc})$ для кластеров с различной множественностью n_p , образующиеся в CC-столкновениях. Видно, что при малых значениях $n_p = 2 \div 4$ в распределениях наблюдаются 2 наклона, величину которых можно определить путем аппроксимации экспериментальных данных выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных функций:

$$F(b_{IIc}) = A_1 \exp(-b_{IIc} / \langle b_{IIc} \rangle_1) + A_2 \exp(-b_{IIc} / \langle b_{IIc} \rangle_2). \quad (8)$$

Полученные значения параметров A_1 , A_2 , $\langle b_{IIc} \rangle_1$ и $\langle b_{IIc} \rangle_2$ представлены в табл.3. При больших множественностях $n_p = 5 \div 6$ экспериментальные зависимости $F(b_{IIc})$ можно описать одной экспоненциальной функцией:

$$F(b_{IIc}) = A \exp(-b_{IIc} / \langle b_{IIc} \rangle), \quad (9)$$

в которой величина параметра $\langle b_{IIc} \rangle$ в пределах ошибок равна значению $\langle b_{IIc} \rangle_2$ в выражении (8) (табл.3) для кластеров с $n_p = 3 \div 4$.

Полученные результаты можно интерпретировать таким образом, что кластеры с малой множественностью частиц $n_p = 2 \div 4$ рождаются в двух механизмах ядро-ядерных столкновений, характеризующихся различной степенью возбуждения ядерной материи, соответствующей значениям параметров $\langle b_{IIc} \rangle_1 = 0,13 \div 0,06$ и $\langle b_{IIc} \rangle_2 = 0,3 \div 0,5$. С увеличением множественности n_p вклад первой экспоненциальной функции в инвариантное сечение $F(b_{IIc})$ уменьшается и при $n_p = 5 \div 6$ в пределах экспериментальных ошибок не наблюдается вовсе. Вклад второй функции, для которой значения параметра $\langle b_{IIc} \rangle_2 \approx 0,3 \div 0,5$, присутствует во всех экспериментальных зависимостях $F(b_{IIc})$, хотя при $n_p = 2 \div 3$ он очень мал. Барийонные кластеры, образующиеся в этом механизме ядерных взаимодействий, характеризуются более высокими температурами $\langle T_k \rangle \approx 120$ МэВ. В работе ^{11/}, кроме того, было показано, что в pC- и dC-соударениях, где наблюдаются кластеры со средней температурой $\langle T_k \rangle = 60 \div 70$ МэВ, инвариантные сечения $F(b_{IIc})$ имеют только один наклон $\langle b_{IIc} \rangle \approx 0,11$, совпадающий приблизительно с величиной параметра $\langle b_{IIc} \rangle_1$ в выражении (8). По-видимому, присутствием высокотемпературной компоненты при всех значениях множественности n_p кластеров, образующихся в СС-соударениях, можно объяснить тот факт, что при всех значениях n_p температура кластеров в СС-событиях выше, чем в pC- и dC-столкновениях.

4. АНАЛИЗ СПЕКТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС БАРИОННЫХ КЛАСТЕРОВ

Для изучения вопроса о возможности образования квазистационарных нуклонных состояний в ядерных взаимодействиях анализировались спектры эффективных масс протонных кластеров с различной множественностью n_p в pC-, dC- и СС-соударениях, которые показаны на рис.6 и 7. Как видно из рисунков, они представляют собой ряд отдельных неперекрывающихся распределений с максимумами. Полученные распределения аппроксимировались выражением, состоя-

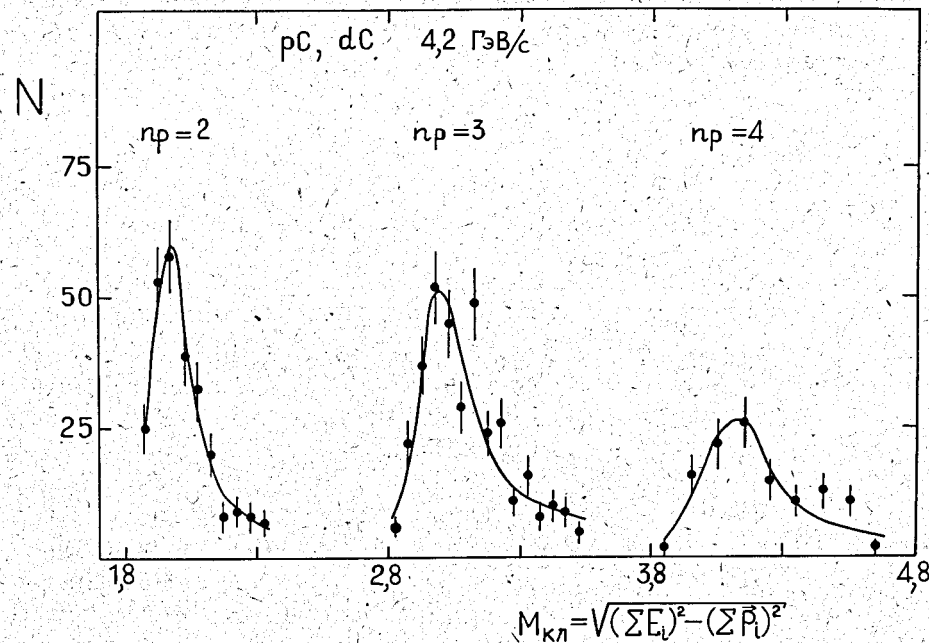


Рис.6. Распределение протонных кластеров с разной множественностью n_p по эффективной массам $M_{кл}$ в pC- и dC-столкновениях. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (10).

щим из суммы функции Брейта-Вигнера, описывающей рождение резонансов, фонового члена, учитывающего множественное рождение частиц при энергиях, близких к резонансным, а также функции, описывающей интерференцию этих двух вкладов. Аналитически аппроксимирующая функция записывается следующим образом:

$$F(M) = |A|^2 = \left| \frac{a}{(M - M_0) + i\Gamma/2} + \beta \right|^2 = \frac{a^2}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2/4} + \frac{2a\beta(M - M_0)}{(M - M_0)^2 + \Gamma^2/4} + \beta^2. \quad (10)$$

Здесь первое слагаемое — функция Брейта-Вигнера; β^2 — фон; второе слагаемое — функция, описывающая интерференцию резонансного

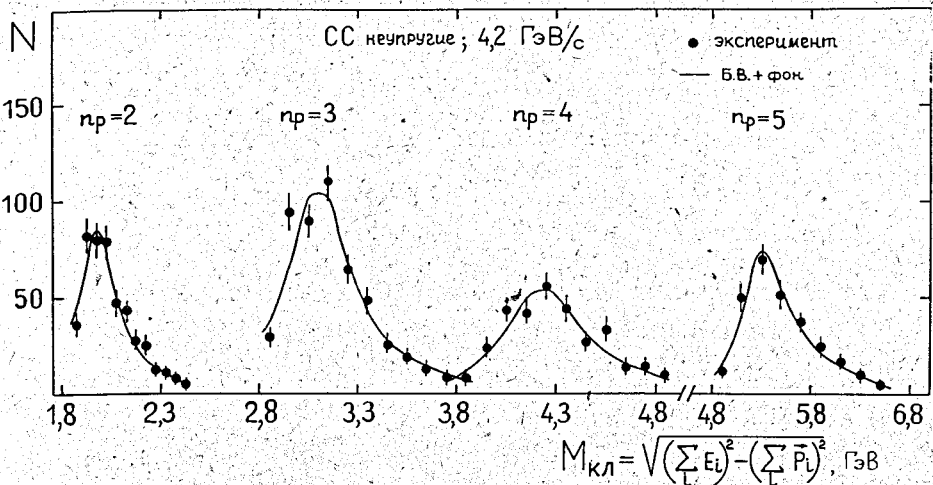


Рис.7. Распределение протонных кластеров с разной множественностью n_p по эффективным массам $M_{кл}$ в СС-соударениях. Сплошные линии — результат аппроксимации экспериментальных данных зависимостью (10).

Таблица 4. Значения параметров Γ и M_0 для pC- и dC-взаимодействий

n_p	M_0 , ГэВ	Γ , ГэВ	χ^2/n
2	$1,95 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,03$	0,8
3	$2,97 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,03$	1,9
4	$4,08 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,05$	2,4

и нерезонансного рождения частиц; M_0 и Γ обозначают массу и ширину резонанса. Значения параметров α , β , M_0 и Γ определялись при аппроксимации экспериментальных распределений аналитической зависимостью (10). Результаты аппроксимации показаны на рисунках сплошными линиями. Значения параметров, а также величины χ^2 на степень свободы приведены в табл.4, 5.

Из приведенных данных видно, что экспериментальные распределения при всех значениях n_p хорошо описываются зависимостью (10). Величины масс M_0 и ширины Γ предполагаемых нуклонных квазистационарных состояний для всех значений n_p показаны на рис.8. Из рисунка видно, что эти величины растут с ростом множественности кластеров n_p .

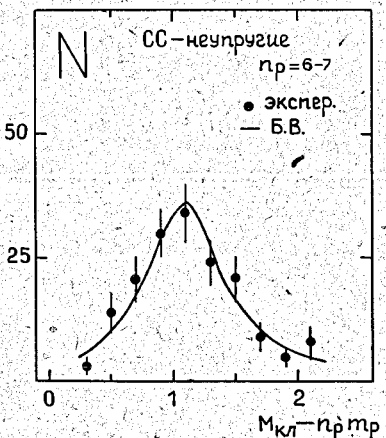


Таблица 5. Значения параметров Γ и M_0 для СС-взаимодействий

n_p	α^2 , мб·ГэВ	β^2 , мб/ГэВ	M_0 , ГэВ	Γ , ГэВ	χ^2/n эксперим.
2	$2,35 \pm 0,4$	$0,35 \pm 0,35$	$1,98 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,03$	1,1
3	$4,1 \pm 0,6$	$0,26 \pm 0,41$	$3,08 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,04$	1,6
4	$3,2 \pm 0,6$	$0,39 \pm 0,45$	$4,20 \pm 0,03$	$0,48 \pm 0,05$	1,2
5	$1,4 \pm 0,5$	$1,3 \pm 0,7$	$5,24 \pm 0,04$	$0,51 \pm 0,07$	1,2
6÷7	$2,6 \pm 0,45$	—	$(1,08 \pm 0,04) +$ $+ n_p \cdot m_p$	$0,74 \pm 0,10$	1,4

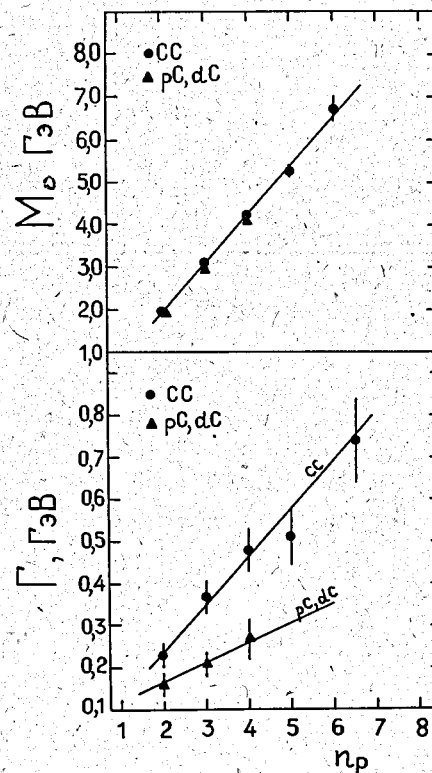


Рис.8. Зависимость массы кластеров M_0 и ширины Γ от множественности протонов в них n_p , для pC-, dC- и СС-столкновений.

Их поведение удовлетворяет линейной зависимости типа $y = a + bx$ и для СС-столкновений может быть записано следующим образом:

$$M_0 n_p = (-0,2 \pm 0,03) + (1,10 \pm 0,01) \cdot n_p, \text{ ГэВ}, \quad (11)$$

$$\Gamma n_p = (0,02 \pm 0,05) + (0,11 \pm 0,02) \cdot n_p, \text{ ГэВ}. \quad (12)$$

Для pC- и dC-соударений рост ширины Γ с увеличением множественности n_p происходит значительно медленнее и описывается выражением

$$\Gamma n_p = (0,07 \pm 0,08) + (0,5 \pm 0,03) \cdot n_p, \text{ ГэВ}. \quad (13)$$

Возможно, что это различие также обусловлено присутствием в кластерах, образующихся в СС-соударениях, при всех множественностях n_p высокотемпературной компоненты, характеризующейся большей шириной Γ . Как следует из данных, приведенных в предыдущем разделе, вклад такой компоненты должен увеличи-

ваться с ростом n_p . Ограниченность статистики не позволяет провести данный анализ более детально.

Проведенный анализ показывает, что изучение кластеров в пространстве скоростей в принципе дает возможность исследовать квазистационарные состояния сильновозбужденной ядерной материи. Однако необходимо более полное изучение этого аспекта кластеризации. Необходимо выяснить природу смешивания различных состояний в один кластер. Чисто протонными смешиваемые состояния быть не могут в силу существования нейтронов и изотопического спина. Смешивание состояний с различным барионным зарядом тоже представляется неясным. Кроме того, предполагаемая гипотеза о многобарионных резонансных состояниях означает, что должны существовать и другие каналы распада, например, содержащие пионы помимо барионов.

5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

В заключение можно сформулировать следующие основные выводы:

1. Предложен метод анализа множественных процессов, позволяющий обнаруживать квазистационарные состояния сильно возбужденной ядерной материи и проверять теоретические подходы, основанные на идеях термализации и возникновения равновесных состояний (в том числе кварк-глюонной плазмы).

2. Применение метода к барионным кластерам в пространстве 4-скоростей показало, что обнаруженные ранее кластеры можно интерпретировать как результат распада многоуклонных резонансов с ширинами порядка сотни МэВ. Полученные значения ширин соответствуют временам жизни $\tau \sim \hbar/\Gamma \leq 0,7 \cdot 10^{-23}$ с, что по порядку величины сравнимо с временем пролета одного ядра сквозь другое. Меньших ширин у сильно-возбужденных многоуклонных состояний найти не удалось. Не противоречит имеющимся данным гипотеза о том, что выделенные барионные кластеры являются мультиизобарными ядрами. В этой связи понятие температуры имеет для кластеров, по-видимому, условный характер.

3. Систематическое превышение при всех значениях n_p температуры кластеров в СС-соударениях, по сравнению с рС- и dС-столкновениями, можно объяснить присутствием высокотемпературной компоненты при всех множественностях кластеров, образующихся в СС-столкновениях. Возможно, это указывает на то, что при столкновении более тяжелых ядер свойства кластеров будут заметно отличаться от изучаемых нами. По-видимому, изучение свойств кластеров в пространстве скоростей как многочастичных резонансных состояний представляет собой обширную область исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ставинский В.С. — ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.5, с.950.
2. Балдин А.М. — ЭЧАЯ, 1977, т.8, с.429.
3. Balдин А.М. — Nucl.Phys., 1985, A434, p.695C.
4. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1984, т.39, с.1215.
5. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
6. Балдин А.М. — ДАН СССР, 1975, т.222, с.1064.
7. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. — ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
8. Балдин А.М., Диденко Л.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ № 3-84, Дубна, ОИЯИ, 1984, с.5; № 8-85, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.5.
9. Балдин А.М., Балдин А.А. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 17-86, Дубна, ОИЯИ, 1986, с.19.
10. Армутлийски Д. и др. — В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4(24)-87, Дубна, ОИЯИ, 1987, с.5.
11. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1989, т.49, с.1034.
12. Гришин В.Г. и др. — ОИЯИ, P1-89-838, Дубна, 1989.
13. Ахабабян Н. и др. — ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979; Ангелов Н. и др. — ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
14. Армутлийски Д. и др. — ОИЯИ, P1-86-263, Дубна, 1986.
15. Adyasevich В.Р. — IAE-3913/2, М., 1984; IAE-4148/2, М., 1985.
16. Malfliet R. et al. — Phys.Rev.C, 1985, v.31, p.1275.
17. Nagamiya S. — In: Intern.Symposium on Heavy Ion Physics (Heavy Ion'84), Part I, Tokyo, August 24-25, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1990 года.