



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-150

P1-96-150

П.Ж.Асланян

АНАЛИЗ КЛАСТЕРНЫХ НУКЛОННЫХ
ОБРАЗОВАНИЙ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ (${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$) + ${}^{12}\text{C}$
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 А ГэВ/с

Направлено в журнал «Ядерная физика»

1996

1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа является продолжением исследований [1-4] по поиску и изучению свойств барионных кластеров в ядро-ядерных взаимодействиях, с применением нового алгоритма, использующего релятивистски-инвариантную переменную:

$$b_{ij} = - (u_i - u_j)^2 = - (p_i / m_i - p_j / m_j)^2, \quad (1)$$

где p_i, p_j - 4-мерные импульсы частиц с массами m_i и m_j . В новом алгоритме расстояние между частицами определяется параметром b_{ij} вместо m_{ij} (эффективная масса частиц i и j). Как это имеет место в случае JADE-алгоритма [5,6], для события из n частиц вычисляем все парные $n(n-1)/2$ комбинации по формуле (1). Наименьшее значение b_{ij} из $n(n-1)/2$ комбинаций образует псевдо-частицу, или прекластер, с 4-импульсом $p = (p_i + p_j)$. Далее процесс такой итерации повторяется для $(n-1)$ частиц и продолжается до тех пор, пока выполняется условие

$$(b_{ij})_{min} < b_{cut}, \quad (2)$$

где параметр b_{cut} определяет размеры и расстояние между кластерами в пространстве 4-скоростей. В противном случае, когда $(b_{ij})_{min} \geq b_{cut}$, процесс итерации останавливается. В результате такой процедуры выделяются многокластерные события. Если не ставить ограничивающее условие (2), то итерационный процесс продолжается до соединения всех n частиц в один кластер с 4-импульсом $p = (p_1 + p_2 + \dots + p_n)$. Алгоритм эффективно работает при больших множественностях, т.к. при каждой итерации уменьшается число частиц на единицу. В пространстве относительных 4-мерных скоростей кластеры определялись как группы точек (каждая точка соответствует частице), расстояние между которыми много меньше, чем среднее расстояние между всеми точками множеств. Алгоритм (2) дает возможность в зависимости от параметра b_{cut} детальнее изучать образования одно-, двух-, трех- (и т.д.) кластерных событий одновременно.

В ранних работах выделение двух кластеров производилось путем минимизации величины

$$A_2 = \min \left[\sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2 \right], \quad (3)$$

что дает возможность определять центры кластеров V_α и V_β . Центр кластера определяется единичным 4-мерным вектором

$$V = \sum_i u_i \sqrt{\left(\sum_i u_i\right)^2}. \quad (4)$$

При этом кластеры считались определенными, когда расстояние между их центрами больше $b_{\alpha\beta} > 1$. С помощью указанного метода были получены новые важные результаты о свойствах сильновозбужденной ядерной материи в релятивистских ядро-ядерных столкновениях и о возможном существовании квазистационарных барионных состояний.

Физические результаты были получены при анализе столкновений легких ($p, d, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$) ядер с ядрами углерода и тантала при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Для такого набора сталкивающихся ядер и энергии используемый A_2 -алгоритм (3) хорошо работал, т. к. средние множественности вторичных частиц были невелики ($\langle n \rangle < 7$). Однако применение этого алгоритма в случае столкновений тяжелых ядер при более высоких энергиях чрезвычайно не эффективно. В этой ситуации нужен новый тип алгоритма.

Настоящая работа как раз и посвящена разработке и исследованию свойств нового алгоритма с использованием переменных b_{ij} . Ниже приводятся результаты исследования образования нуклонных кластеров в пространстве относительных 4-скоростей при взаимодействиях ядер $\text{He} + \text{C}$, $\text{C} + \text{C}$.

Для анализа экспериментальных данных использовалась модель кварк-глюонных струн (КГСМ), разработанная в Дубне [7].

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методические особенности эксперимента подробно рассмотрены в работах [8-10]. Здесь же обсуждаем только критерии, которые связаны с данной работой.

Данные получены с помощью 2-метровой пропановой камеры, облученной пучками ядер на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ.

Таблица 1

Тип взаимодействия	Импульс пучка	отбор событий с множ.	$\langle n \rangle$ средняя множ.	Число отобранных протонов
He+C	4,2 А	≥ 2	4,2	5298
C+C	4,2 А	≥ 4	7,3	4523
C+C	4,2 А	≥ 6	8,6	2338

В табл. 1 приведены средние множественности протонов и число событий для взаимодействий He+C и C+C. По пробегу и ионизации протоны можно было отличить от Π^+ -мезонов в импульсном интервале $150 < p_{\text{лаб}} < 900$ МэВ/с. Положительные однозарядные частицы с импульсом больше 900 МэВ/с считались протонами. Максимальная примесь Π^+ -мезонов среди положительных частиц составляет 8%. Дейтроны (d) и тритоны (t) отделялись от протонов по ионизации в импульсном интервале $1 < p_{\text{лаб}} < 2$ ГэВ/с. Применено условие, которое отбрасывает в с.ц.м. частицы с импульсом $p_{\text{с.ц.м.}} > 2,5$ ГэВ/с, что также уменьшает фон от дейтронов. При отборе событий $n_p \geq 4$ ($n_p \geq 6$) не учитывались испарительные протоны с $p_{\text{лаб}} < 0,3$ ГэВ/с ($< 0,35$ ГэВ/с). Из анализа также исключались стриппинговые протоны с $p_{\text{лаб}} > 3,0$ ГэВ/с и $\theta < 4^\circ$.

Систематические ошибки, связанные с идентификацией протонов, составляют 10%.

3. МНОГОКЛАСТЕРНЫЕ НУКЛОННЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ

В настоящей работе детально изучаются барионные кластеры, выделенные с помощью алгоритма (2) в зависимости от b_{cut} для ядро-ядерного взаимодействия C + C.

На рис. 1 представлены экспериментальные (сплошная линия) и моделированные (пунктирная линия) распределения по b_{ij} и $(b_{ij})_{\text{min}}$ для всех парных комбинаций при каждой итерации без ограничения условием b_{cut} . Как видно из рис. 1, интервал по наи-

меньшим расстояниям $(b_{ij})_{min}$ без ограничения условием (2) изменяется от 0 до 5 и определяет область исследования данных в зависимости от параметра b_{cut} .

На рис. 2 сравнивается распределение протонов в с.ц.м. по импульсу (p_{SM}), по $\cos\theta_{SM}$, по поперечному импульсу (p_t) и по продольной быстрой (y_{SM}) экспериментальных (сплошная линия) и моделированных (пунктирная линия) событий при множественностях $n_p \geq 6$ для взаимодействий C + C. Из рис. 1 видно, что модель KGC описывает эксперимент удовлетворительно ($\chi^2 = 2,0 + 0,5$). Величина χ^2 вычисляется по формуле:

$$\chi^2 = (n_{\text{э}} - (N_{\text{э}} / N_{\text{м}}) n_{\text{м}})^2 / (n_{\text{э}} + n_{\text{м}} (N_{\text{э}} / N_{\text{м}})^2), \quad (5)$$

где $n_{\text{э}}$ и $n_{\text{м}}$ соответственно экспериментальные и моделированные события в рассматриваемом интервале, $N_{\text{э}}$ и $N_{\text{м}}$ их полные числа.

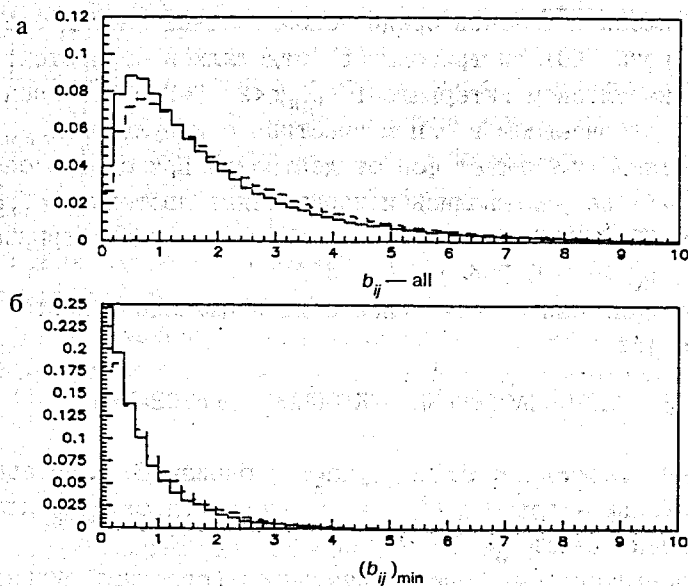


Рис. 1. Распределения экспериментальных (сплошная линия) и моделированных (пунктирная линия) расстояний в пространстве относительных 4-скоростей а) по всем парным комбинациям b_{ij} и б) по наименьшим значениям $(b_{ij})_{min}$ при каждой итерации для взаимодействия C+C при $n_p \geq 6$

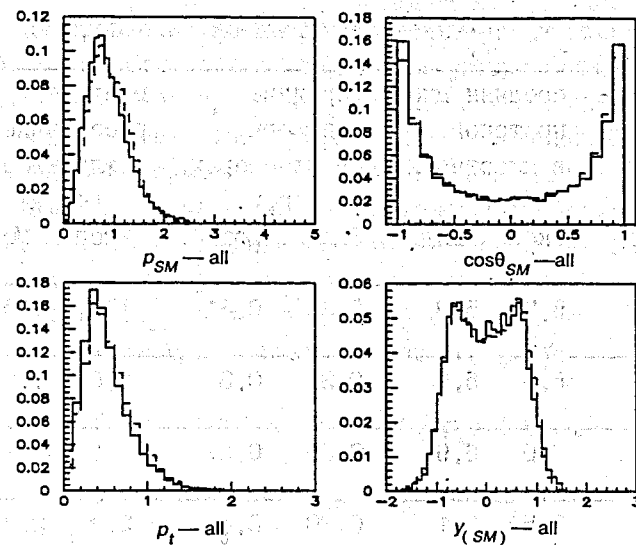


Рис. 2. Распределения протонов в с.ц.м. по импульсу (p_{SM}), по углу ($\cos\theta_{SM}$), по поперечному импульсу (p_t) и по быстрой (y_{SM}) экспериментальных (сплошная линия) и моделированных (пунктирная линия) СС-событий с множественности $n > 6$.

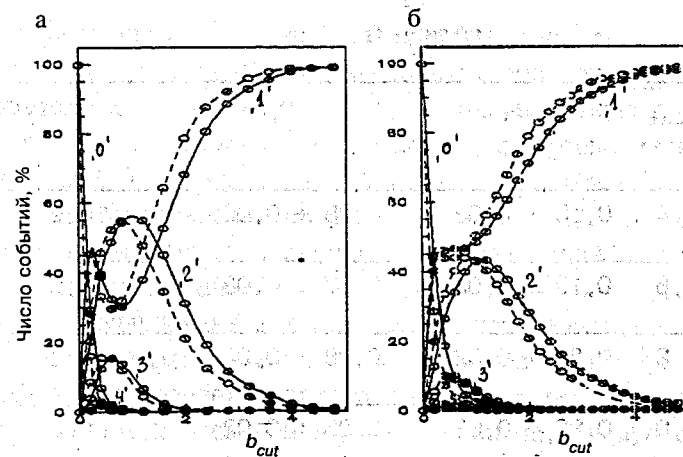


Рис. 3. Распределения n (где $n=1,2,3,4$) протонных кластерных образований (в %) экспериментальных (пунктирная линия) и моделированных (сплошная линия) событий в зависимости от параметра b_{cut} при множественностях: а) $n_p \geq 6$, б) $n_p \geq 4$ для СС-взаимодействия

Таблица 2

b_{cut}	Число двух-класт. событий в %		средняя множ. протонов в кластерах $\langle n \rangle$		средние размеры в кластерах $\langle b_k \rangle$		среднее расстояние между клас. $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$	
	Эксп.	Мод.	Эксп.	Мод.	Эксп.	Мод.	Эксп.	Мод.
0,4	34	27	5,7	5,3	0,25	0,31	1,3	1,6
0,8	44	40	6,8	6,3	0,31	0,37	1,6	1,9
1,2	40	43	7,5	6,9	0,36	0,37	2,1	2,1
1,6	31	37	7,5	7,1	0,39	0,44	2,4	2,4
2,0	21	28	7,5	6,9	0,41	0,45	2,7	2,8
2,4	14	20	7,1	6,7	0,41	0,45	3,0	3,1

Таблица 3

Тип алгоритма	b_{cut}	$\langle b_k \rangle_1$	$\langle b_k \rangle_2$	$\chi^2/ст. св.$
(2)	0,4	0,15 + 0,03	0,25 + 0,06	0,9
	0,8	0,19 + 0,02	0,37 + 0,08	1,2
	1,2	0,21 + 0,02	0,88 + 0,32	1,4
	2,0	0,23 + 0,02	0,23 + 0,02	1,2
(3)	-	0,15 + 0,02	0,29 + 0,03	-

Из сравнения на рис. 3 поведения многокластерных образований в зависимости от b_{cut} при отборе событий по множественностям протонов $n_p > 4$ и $n_p > 6$ видно, что увеличиваются вклады от двух- и трехкластерных экспериментальных и моделированных событий, но форма их поведения не меняется.

Средние размеры $\langle b_k \rangle$ в системе покоя кластера, расстояние $\langle b_{\alpha\beta} \rangle$, множественности $\langle n \rangle$ и число событий (%) двухкластерных экспериментальных и моделированных событий в зависимости от b_{cut} для реакции C+C при $n_p > 4$ представлены в табл. 2. Величины b_k и $b_{\alpha\beta}$ вычисляются по формулам:

$$b_k = - (V - u_k)^2 = 2((p_\alpha p_k) / (m_\alpha m_k) - 1) \quad (6)$$

и

$$b_{\alpha\beta} = - (p_\alpha / m_\alpha - p_\beta / m_\beta)^2 \quad (7)$$

где $p_\alpha(p_\beta), p_k$ и $m_\alpha(m_\beta), m_k$ соответственно 4-импульсы и массы кластеров и частиц в кластере. Средние значения $\langle b_k \rangle$ (табл. 2) однозначно связаны с величиной средней кинетической энергии протонов в системе покоя кластера (или температурой):

$$\langle b_k \rangle = 2 \langle E_k \rangle / m_k - 2 = 2 \langle T_k \rangle / m_N \quad (8)$$

Из табл. 2 видно, что средняя множественность $\langle n \rangle$ протонов в кластерах увеличивается в зависимости от b_{cut} и достигает максимума при значении $b_{cut} = 1,2$. Моделированные двухкластерные события являются физической важной характеристикой для взаимодействия C + C, определяющей условие выделения областей фрагментации. Как показано на рис. 3 (табл. 2), доли экспериментальных и моделированных двухкластерных образований достигают своих максимальных значений в интервале $b_{cut} = 0,8 \pm 1,2$. На основании данных, приведенных в табл. 2, можно утверждать, что $b_{cut} = 1,2$ является максимальным значением параметра в пространстве относительных 4-скоростей, при котором, не теряя двухкластерных моделированных и экспериментальных событий, одновременно разделяем их по максимуму расстояний ($\langle b_{\alpha\beta} \rangle$) между областями фрагментации пучка и мишени. Поэтому значение $b_{cut} = 1,2$ является оптимальной величиной, позволяющей выделить кластеры в соответствии с областями фрагментации. Если продолжать увеличивать b_{cut} , то количество двухкластерных событий уменьшается из-за слияния в

однокластерные. На рис. 4 представлено поведение двухкластерных моделированных событий в с.ц.м. по поперечному (p_t) и продольному (p_y) импульсам кластеров при $b_{cut} = 0,2, 1,2, 2,0$. Табл. 2 и рис. 4 показывают, что параметр b_{cut} определяет размеры кластеров $\langle b_K \rangle$ и расстояние между ними $\langle b_{\Delta\beta} \rangle$. Из рис. 4 видно, что области фрагментации хорошо разделяются при $b_{cut} = 1,2$ и удаляются при увеличении b_{cut} . Таким образом, при условиях соответственно $b_{cut} = 1,2$, $\langle b_{\Delta\beta} \rangle = 2,1$ и $\langle b_K \rangle = 0,36$ проявляется кластеризация нуклонов $\langle b_K \rangle \ll \langle b_{\Delta\beta} \rangle$ в промежуточной области релятивистских ядерных столкновений.

Имеет смысл сопоставить новый метод выделения кластеров с традиционно используемым алгоритмом $A_2(3)$. Для этой цели экспериментальные события отбираются с множественностью $n_p > 4$ и по тем же критериям, как в [2,3]. При сравнении средних размеров двухкластерных образований, выделенных по алгоритму (2) (табл. 2), со средним размером кластера $\langle b_K \rangle = 0,33$ [2], полученным по алгоритму (3), оказалось, что эти значения совпадают в пределах экспериментальных ошибок в интервале $b_{cut} = 0,8 - 1,0$. Для сравнения алгоритмов (2) и (3) используется инвариантное сечение [2]:

$$Ed\Omega^2/dp^3 = f(b_K) = (1/N)(1/m_N)(1/(b_K + b_K^2/4))d\zeta/(db_K d\Omega) d\Omega. \quad (9)$$

Здесь b_K вычисляется по формуле (6) в системе покоя кластера, m_N - эффективная масса кластера. Функция $f(b_K)$ аппроксимируется в виде двух экспоненциальных зависимостей:

$$f(b_K) = a_1 \exp(-b_K / \langle b_K \rangle_1) + a_2 \exp(-b_K / \langle b_K \rangle_2), \quad (10)$$

где $\langle b_K \rangle_1$ и $\langle b_K \rangle_2$ - средние значения параметров. В табл. 3 представлены результаты параметризации по формуле (10) при разных b_{cut} . Сравнение алгоритмов показывает (см. табл. 3), что есть согласие между средними значениями $\langle b_K \rangle_1$ и $\langle b_K \rangle_2$ при $0,4 \leq b_{cut} \leq 0,8$. При $b_{cut} > 1,2$ средние значения $\langle b_K \rangle_1$ и $\langle b_K \rangle_2$, полученные по алгоритмам (2) и (3), различаются, что связано с потерями двухкластерных экспериментальных событий и с увеличением средних размеров выделенных кластеров (табл. 2). Анализ алгоритмов (2) и (3) показал, что есть хорошее согласие между ними при $b_{cut} = 0,8$.

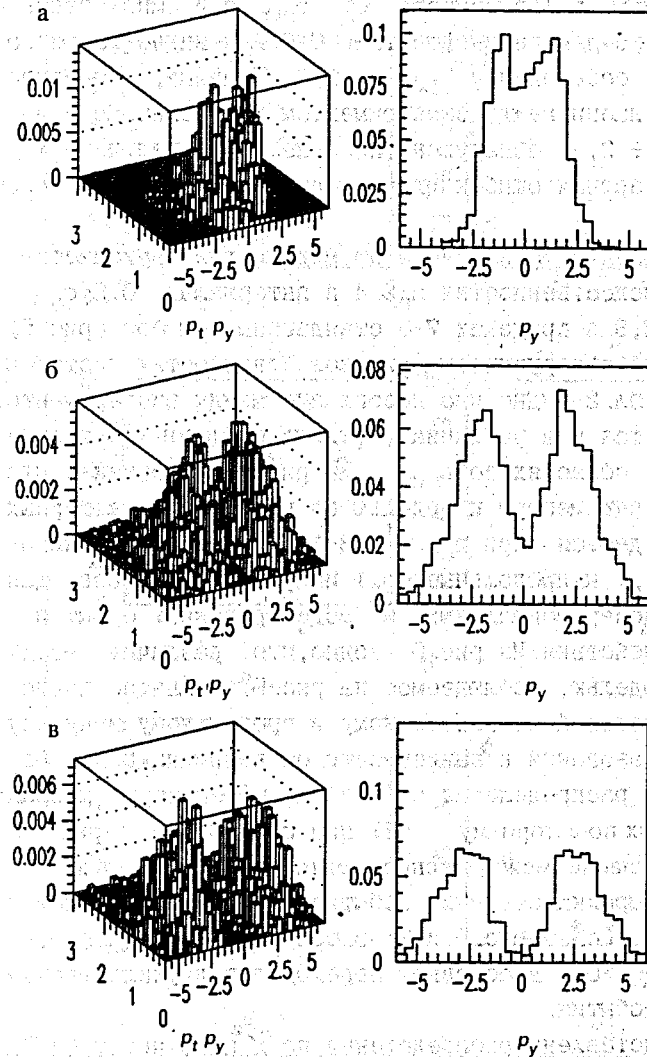


Рис. 4. Двумерные распределения двухкластерных моделированных событий в с.ц.м. по поперечному (p_t) и продольному (p_y) импульсам (слева). Распределение по продольному импульсу (p_y) двухкластерных моделированных событий (справа) при а) $b_{cut} = 0,2$ б) $b_{cut} = 1,2$ и в) $b_{cut} = 2,0$ для С+С-взаимодействия.

На рис. 5 представлены распределения по χ^2 одно-, двух-, трех- кластерных событий, полученные при сравнении экспериментальных данных с КГС-моделью, в зависимости от b_{cut} , при множественностях $n_p \geq 4$ и $n_p \geq 6$ для взаимодействия С+С. Как видно из рис. 5, для однокластерных событий при $b_{cut} < 1,2$ χ^2 малые, что свидетельствует о согласии между экспериментом и моделью. Но в интервале $b_{cut} = 1,6 \div 2,4$ обнаружено несогласие по величине χ^2 в пределах 3-х стандартных ошибок при множественностях $n_p \geq 4$ и $n_p \geq 6$ (рис. 5).

Наблюдается сильное отклонение от модели для двухкластерных событий при множественностях $n_p \geq 4$ в интервалах $0,2 \leq b_{cut} \leq 0,6$ и $1,6 \leq b_{cut} \leq 2,8$ в пределах 7-8 стандартных ошибок (рис. 5). Такое же несогласие обнаруживаем при множественностях протонов $n_p \geq 6$ (рис. 5). Из табл. 2 видно, что несогласие между экспериментом и моделью проявляется и в различии средних размеров кластерных образований в этих областях по b_{cut} . Из рис. 5 видно также, что согласие между экспериментом и моделью по числу двухкластерных образований наблюдается при $b_{cut} = 0,8 \div 1,2$. На рис. 6 сравниваются поперечные (p_t) и продольные (p_y) импульсы кластеров для двухкластерных экспериментальных и моделированных событий в с. ц. м. С+С-взаимодействия. Из рис. 6 видно, что различие между экспериментом и моделью, наблюдаемое на рис. 5, адекватно повторяется для распределений по поперечному и продольному импульсу двухкластерных образований в зависимости от величины b_{cut} . На рис. 7 представлены распределения событий по эффективным массам кластеров, отобранных по алгоритму (2) при $b_{cut} = 0,2$, которые также показывают несогласие между экспериментом и КГС-моделью.

В трех- и четырехкластерных событиях также проявляется сильное отклонение (см. рис. 5 и 7) в области $0,2 \leq b_{cut} \leq 0,4$. Эти события при $b_{cut} > 0,4$ в основном переходят в двухкластерные и однокластерные события.

На рис. 8 представлены распределения по χ^2 и по числу (в %) одно-, двух- и трехкластерных событий в зависимости от b_{cut} при множественностях $n_p \geq 2$ для He+С-взаимодействия. Как видно из рис. 6 и 2, формы распределений по числу многокластерных образований для ядерных реакций He+С и С+С одинаковые. При сравнении экспериментальных данных с моделью КГС для реакции He + С наблюдается слабое отличие по количеству двухкластерных образований в области $0,2 \leq b_{cut} \leq 0,4$ (рис. 7).

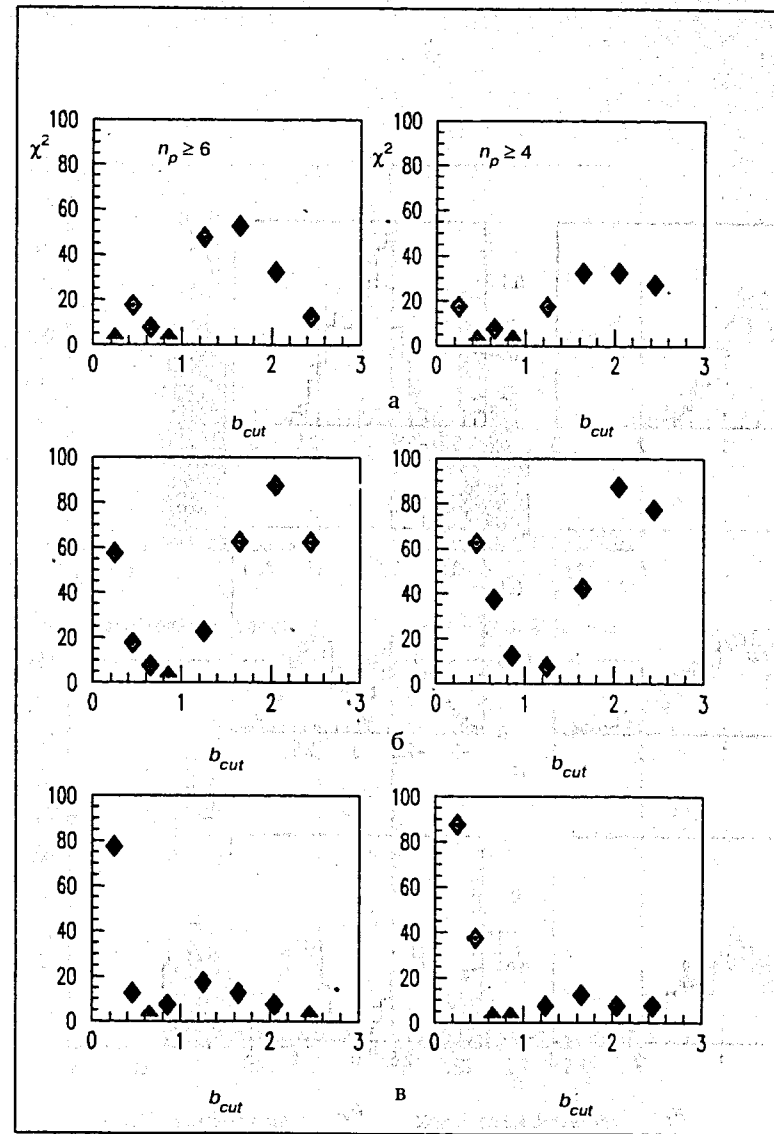


Рис. 5. Распределения по χ^2 : а) одно-, б) двух- и в) трех- кластерных событий в зависимости от параметра b_{cut} для взаимодействия С+С при $n_p \geq 6$ и $n_p \geq 4$.

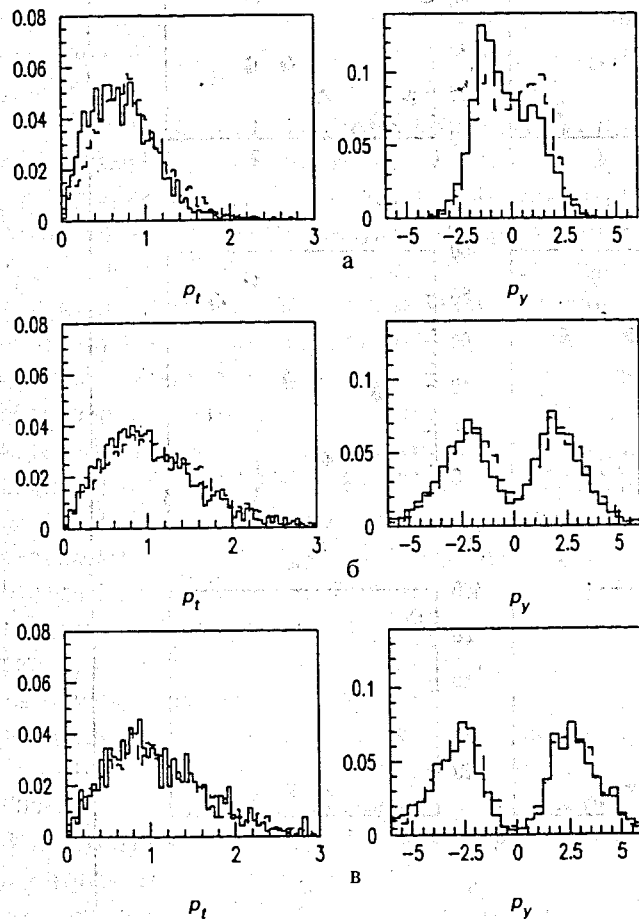


Рис. 6. Распределения в с. ц. м. по поперечному (p_t) и продольному (p_y) импульсам кластеров экспериментальных (сплошная линия) и моделированных (пунктирная линия) двухкластерных протонных образований при а) $b_{cut} = 0, 2$, б) $b_{cut} = 1, 2$ и в) $b_{cut} = 2, 0$ для С+С-взаимодействия

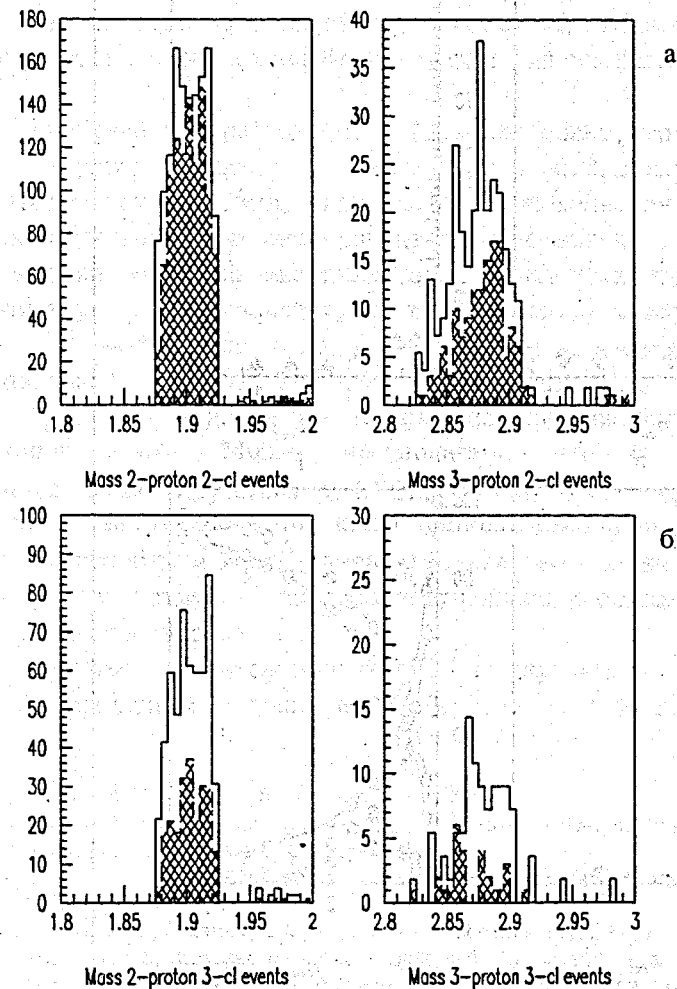


Рис. 7. Распределения по эффективным массам кластеров: а) двух- и б) трехкластерных образований экспериментальных и моделированных событий при отборе по алгоритму (2), когда $b_{cut} = 0, 2$ и $p_p > 6$, для С+С-взаимодействия

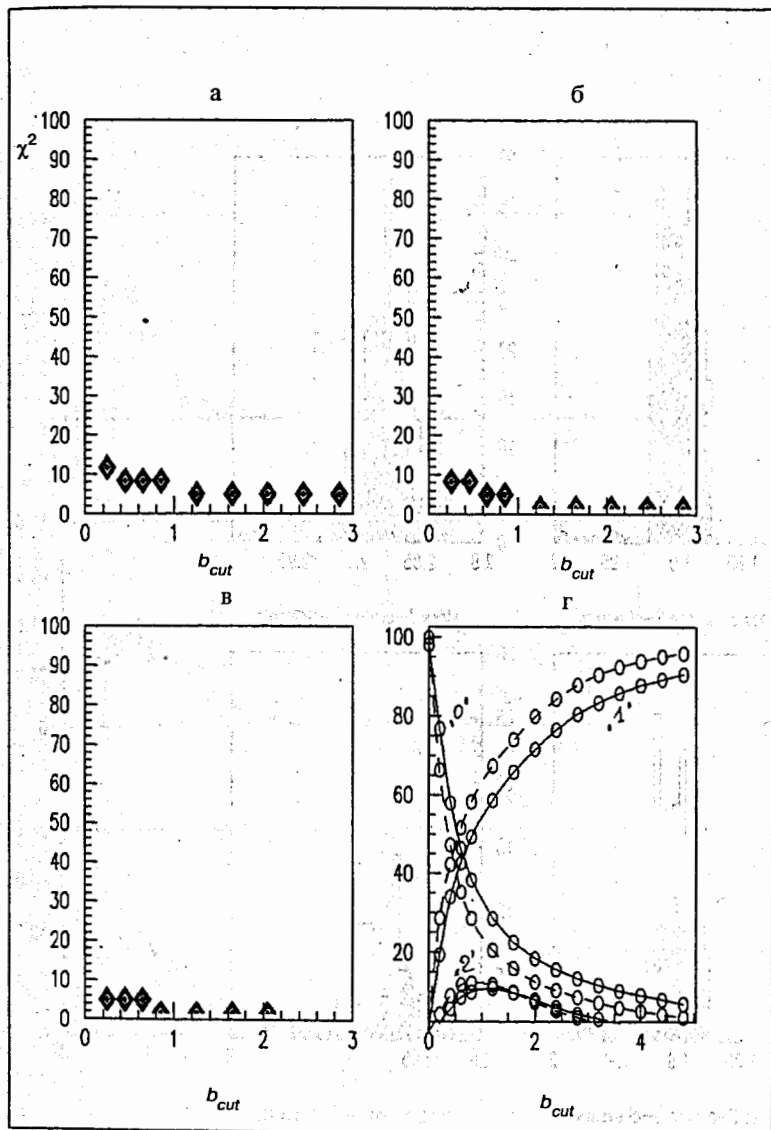


Рис.8. Распределения по x^2 : а) одно-, б) двух-, в) трехкластерных образований, а также г) по числу (в %) (где $n=1,2,3$) n кластерных образований экспериментальных (пунктирная линия) и моделированных (сплошная линия) событий в зависимости от b_{cut} при $n_p \geq 2$ для взаимодействия $He+C$

4. Заключение

Исследование по алгоритму (2) в пространстве относительных 4-скоростей показало, что с помощью b_{cut} можно эффективнее выделять кластерные образования с большими множественностями в соответствии с областями фрагментации для их детального изучения.

Сравнение алгоритмов (2) и (3) показывает, что между ними есть хорошее согласие при значении $b_{cut} = 0,8$. Величина $b_{cut} = 0,8$ соответствует значению, при котором выделяется максимальное число двухкластерных экспериментальных событий.

Анализ поведения многокластерных нуклонных образований по параметру b_{cut} показывает, что есть различие между экспериментом и КГС-моделью по числу и по средним размерам кластерных образований, которые возникают в областях $0,2 \leq b_{cut} < 0,6$ и $1,6 \leq b_{cut} < 2,8$ для $C + C$ -взаимодействия при множественностях протонов $n_p \geq 6$. Можно предполагать, что это отличие появляется из-за отсутствия в КГСМ образования ядерных фрагментов или из-за существования квазистационарных барионных состояний. Поэтому продолжим исследовать ядро-ядерные взаимодействия по новому алгоритму для анализа полученного несогласия при больших множественностях.

В заключение автор выражает благодарность А. А. Кузнецову, Е. Н. Кладницкой, Ю. А. Трояну и Г. М. Чернову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А. М. и др. - ЯФ, 1990, т. 52, с. 1427.
2. Армутлийски Д., Балдин А. М. и др. - Краткие сообщения ОИЯИ, 4-24, 1987, Дубна, с. 5.
3. Didenko L. A., Grishin V. G., Kuznetsov A. A. - Nucl. Phys., A525, 1991, p. 653.
4. Балдин А. М., Диденко Л. А. - Краткие сообщения ОИЯИ, 3-84, Дубна, 1984, с. 5; Краткие сообщения ОИЯИ, 8-85, Дубна, 1985, с. 5.
5. Bartel W. et al. - Z. Phys. C-Particles and Fields, 33, 23-31 (1986).
6. Hedberg V. et al. - DESY-190, 1993.
7. Амелин Н. С. и др. - ЯФ, 1990, т. 52, с. 272.
8. Ахабабян Н. и др. - Препринт ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
9. Ангелов Н. и др. - Препринт ОИЯИ, 1-12424, Дубна, 1979.
10. Ивановская И. А. - Сообщение ОИЯИ, P1-91-264, Дубна, 1991.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 апреля 1996 года.