

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-607

В. Болдеа,¹ А. П. Гаспарян, В. Г. Гришин, К. К. Гудима,²
С. Дица,¹ И. А. Ивановская, Е. Н. Кладницкая,
Р. Р. Мехтиев,³ М. И. Соловьев, В. Д. Тонеев

АНАЛИЗ ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ
В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹Центральный институт физики, Бухарест

²Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев

³Институт физики АН АзССР, Баку

1985

ВВЕДЕНИЕ

Целью исследования ядерных столкновений при высоких энергиях является изучение ядерного вещества в экстремальных условиях высоких температур и плотностей. В теоретических работах были высказаны предположения о возможности существования таких необычных форм ядерного вещества, как пионный конденсат^{/1,2/}, аномальное состояние ядерного вещества^{/3,4/} и, — при высоких температурах и плотностях — кварк-глюонная плазма^{/5/}. Исследование центральных столкновений (т.е. взаимодействий с существенным перекрытием объемов налетающего ядра и ядра-мишени) приобретает важное значение, поскольку именно такие столкновения наиболее благоприятны для образования горячего плотного ядерного вещества.

Экспериментальное изучение центральных столкновений обычно начинается с выделения их из полного набора неупругих взаимодействий. Так как на опыте прицельный параметр b представляет собой неизмеримую величину, особую важность приобретает разработка критериев отбора центральных соударений. В настоящее время существует несколько критериев отбора центральных столкновений^{/6-16/}. Все эти критерии используют связанные с прицельным параметром величины, которые могут быть получены экспериментальным путем.

Наиболее часто используемыми критериями является малая величина суммарного заряда спектаторных фрагментов налетающего ядра^{/6-10/} и большая множественность вторичных заряженных частиц^{/11-14/}. В качестве центрального "триггера" в экспериментах на струйной камере^{/7-10/} и в эксперименте *Plastic Ball /Plastic Wall*^{/15/} использовалось требование малого суммарного заряда спектаторных фрагментов ядра-снаряда, так называемого стриппингового заряда $/Q_s/$. Причем требуемые величины стриппингового заряда для отбора события как центрального в разных экспериментах были неодинаковы. В эксперименте со струйной камерой в Беркли^{/16/} полный заряд фрагментов ядра-снаряда, наблюдаемых в направлении вперед, для отобранных центральных $A_Z + KCl$ и $A_Z + Pb$ взаимодействий составлял $\sum z_i^2 \approx 4$, в то время как в эксперименте *Plastic Ball /Plastic Wall*^{/17/} центральные $Ca + Ca$ и $Nb + Nb$ взаимодействия отбирались по отсутствию в направлении вперед частиц со скоростями, близкими к скорости ядра-снаряда.

Отбор центральных взаимодействий по большой множественности заряженных частиц N_{ch} основан на том факте, что при центральном столкновении активно вовлекается во взаимодействие большое количество нуклонов, и эти провзаимодействовавшие нуклоны, наряду с пионами,

образованными во время взаимодействия, составляют основную часть всех вторичных частиц. Пределы по n_{ch} для отбора центральных событий зависят от исследуемой системы. В работе /12/, где исследовались $Ne + U$ - взаимодействия при 0,4 ГэВ/с, в качестве центральных были отобраны события с самой большой множественностью, составляющие 15%-ную часть всех зарегистрированных взаимодействий.

В нашей ранней работе /18/ на основе экспериментальных данных по $^{12}C - ^{18}I$ Та взаимодействиям было сделано количественное сравнение этих двух критериев отбора, по Q_s и n_{ch} . Было показано, что критерий малости Q_s (даже $Q_s = 0$) является слишком слабым, в то время как отбор по множественности при условии $n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle$ находится в хорошем согласии с геометрическими представлениями о центральном ударе. Кроме того, было показано, что число провзаимодействовавших протонов является более эффективной характеристикой центрального взаимодействия, чем полная множественность заряженных частиц, n_{ch} .

В недавней работе /19/, выполненной в Беркли на стримерной камере, центральные $Ar + Pb$ взаимодействия были отобраны по числу провзаимодействовавших нуклонов, что привело к лучшему обрезанию по прицельному параметру. Ранее те же авторы для отбора событий с малыми прицельными параметрами использовали величину полной поперечной энергии E_T .

Для отбора центральных С-Та взаимодействий в пределах более или менее определенного интервала прицельных параметров и для сравнения наших данных по центральным столкновениям с результатами других работ представляет особый интерес провести сравнительный анализ перечисленных выше критериев отбора.

В данной работе представлены результаты сравнительного изучения критериев отбора центральных столкновений для несимметричной ядерной системы, а именно для С-Та взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон. При анализе использовались экспериментальные данные, а также С-Та соударения, моделированные при помощи дубненской версии каскадно-испарительной модели (ДКМ) /20,21/. Использование моделированных событий представляет существенный интерес ввиду того, что ДКМ непосредственно дает величину прицельного параметра для каждого события.

Анализ проведен для следующих критериев центральных столкновений:

1. Малый полный заряд спектаторов от налетающего ядра - малые значения Q_s .
2. Большая множественность вторичных заряженных частиц - большие значения n_{ch} .
3. Большое число провзаимодействовавших протонов - большие значения N_p .

4. Большая полная поперечная энергия заряженных частиц, образованных во взаимодействии - большие значения E_T .

1. АНАЛИЗ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА ЦЕНТРАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ПОМОЩЬЮ ДКМ

В дубненской версии каскадно-испарительной модели /20,21/ неупругие ядро-ядерные взаимодействия сводятся к последовательности квази-свободных двухчастичных столкновений, описываемых релятивистским уравнением Больцмана. Модель включает в себя испускание быстрых составных частиц, образующихся в результате взаимодействия каскадных частиц в конечном состоянии, описываемого механизмом динамической коалесценции /21/, а также в результате статистического распада возбужденных ядер-остатков. Моделированные события были проведены через фильтрующую программу, учитывающую экспериментальные условия.

Все неупругие С-Та взаимодействия (экспериментальные и моделированные) были классифицированы по Q_s - полному заряду спектаторных фрагментов налетающего ядра. При первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон любая положительно заряженная частица, вылетающая под углом $\Theta \leq 4^\circ$ по отношению к направлению движения ядра-снаряда с импульсом $p/z \geq 3$ ГэВ/с, считалась стриппинговой частицей.

С целью оценить число провзаимодействовавших протонов N_p в каждом взаимодействии из полного числа вторичных заряженных частиц (n_{ch}) вычиталось число рожденных π^\pm - мезонов (n_{π^-} и n_{π^+}) и число заряженных спектаторных фрагментов ядра-снаряда (n_p^+) и ядра-мишени (n_t^+):

$$N_p = n_{ch} - n_{\pi^-} - n_{\pi^+} - n_p^+ - n_t^+ \quad (I)$$

Число спектаторов от ядра-снаряда определялось по полному числу стриппинговых частиц, наблюдаемых во взаимодействии, а число фрагментов ядра-мишени - по полному числу заряженных барионов с импульсом $p \leq 240$ МэВ/с на нуклон. Так как π^+ - мезоны с импульсом $p_\pi > 700$ МэВ/с трудно экспериментально отделить от протонов, полное число заряженных пионов, образованных в столкновении, определялось по числу π^- - мезонов с учетом нейтронного избытка в ядре-мишени, а именно, путем умножения числа π^- - мезонов на фактор $\Phi = 1 + \frac{A_t + 2Z_t}{A_t + 2N_t}$ (где Z_t и N_t , соответственно, число протонов и нейтронов в ядре-мишени, $A_t = Z_t + N_t$), который для ядра-мишени Та равен 1,82.

Точность такого приближения можно оценить путем сравнения с результатами ДКМ. Рассчитанные по ДКМ отношения n_{π^\pm}/n_{ch} для π^\pm - мезонов с импульсами $p_{\pi^\pm} < 500$ МэВ/с (которые уверенно идентифицируются на опыте) и $p_{\pi^\pm} > 500$ МэВ/с оказались равными 0,83 и 0,81, соответственно. Экспериментальная величина отношения n_{π^\pm}/n_{ch} для π^\pm - мезонов с $p_{\pi^\pm} < 500$ МэВ/с составила 0,82.

Таким образом, число провзаимодействовавших протонов можно считать из следующего соотношения:

$$N_p = n_{ch} - 1,82 n_{\pi^-} - n_p^+ - n_c^+ \quad (2)$$

Каскадная модель дает практически равные средние значения для (1) и (2). Соотношения (1) и (2) получены в предположении, что все фрагменты ядер, участвовавшие во взаимодействии (не стриппинговые), имеют единичный заряд $^{22}/$. Это допущение согласуется с данными, полученными в работе $^{23}/$, авторы которой оценили, что вне области фрагментации ядер-снаряда и мишени - среди наблюдаемых ядерных фрагментов доля изотопов с $Z \geq 2$ составляет меньше 10%.

Полная поперечная энергия для каждого взаимодействия определялась по формуле:

$$E_c = \sum_{i=1}^{n_i} [\sqrt{M_i^2 + P_{\perp i}^2} - M_i \delta_i] \quad (3)$$

где M_i и $P_{\perp i}$ - масса и поперечный импульс i -той вторичной частицы, а $\delta_i = 0$ или 1 соответственно для пионов и протонов $^{9}/$.

Центральными взаимодействиями будем называть события, соответствующие полному перекрытию объемов ядра-снаряда и ядра-мишени. В геометрической картине, представляющей ядра в виде шариков с радиусом R_A , полное перекрытие ядра-снаряда С и ядра-мишени Та имеет место при значениях параметра удара $b \leq (R_{Ta} - R_c)$. Предполагая резкую ядерную границу ($R_A = 1,2A^{1/3}$ фм), мы получаем область прицельных параметров для полного перекрытия С и Та $b \leq 4$ фм. На рис. 1а представлено распределение по прицельному параметру всех неупругих СТа взаимодействий в ДКМ. Сечение, соответствующее событиям с $b \leq 4$ фм, т.е. сечение центральных столкновений, даваемое ДКМ, равно $\sigma_c^{calc} = 0,14 \sigma_{in}$, где σ_{in} - сечение неупругих С-Та взаимодействий. На рис. 1а приведены также распределения по прицельному параметру b событий ДКМ с $Q_s = 0$ и $Q_s = 1$ (заштрихованная область). Как показывает рис. 1, центральные события в ДКМ содержат только события с $Q_s = 0$ (82%) и $Q_s = 1$ (18%), причем нельзя пренебречь числом событий с $Q_s = 1$. Следовательно, даже в столкновениях с малыми значениями прицельного параметра проявляется некоторая прозрачность ядра.

Каждый критерий отбора центральных событий из вышеперечисленных (1-4) анализировался при помощи событий ДКМ. Моделированные события с $Q_s = 0$ и $Q_s = 1$ соответствуют сечению $\sigma_{Q_s=0,1}^{calc} = 0,36 \sigma_{in}$. Распределение по прицельному параметру b событий ДКМ с $Q_s = 0$ и $Q_s = 1$ (см. рис. 1а) показывает, что среди них значительную часть составляют события с прицельным параметром в области $4 \leq b \leq 7$ фм. Около 60% всех событий с $Q_s \leq 1$ находятся вне области полного перекрытия ядер С и Та. Даже условие $Q_s = 0$ оказывается слишком слабым критерием, ведущим к сечению $\sigma_{Q_s=0}^{calc} = 0,24 \sigma_{in}$, в то время, как для центральных событий $\sigma_c^{calc} = 0,14 \sigma_{in}$. Как видно из рис. 1а, существует большой вклад событий с $Q_s = 0$ в область $4 \leq b \leq 6$ фм, т.е. около 51% событий с $Q_s = 0$ находятся вне области полного перекрытия.

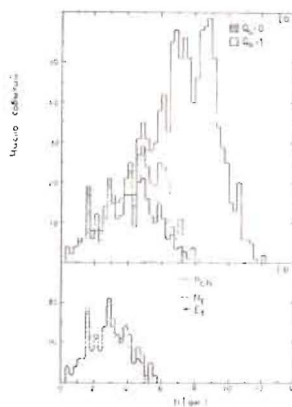
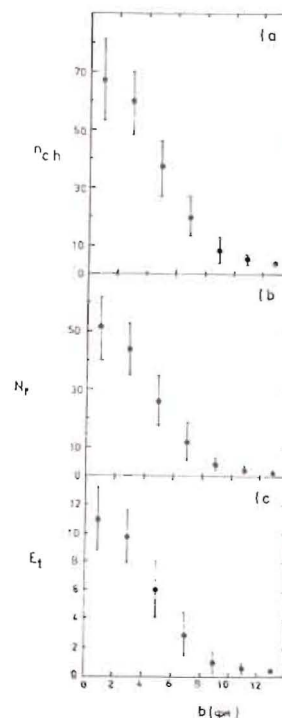


Рис. 1.

- а/ Распределение по прицельному параметру моделированных неупругих С-Та взаимодействий. Заштрихованная область представляет собой распределение по прицельному параметру моделированных событий с полным стриппинговым зарядом $Q_s = 0$ и $Q_s = 1$.
- б/ Распределение по прицельному параметру моделированных событий, отобранных по критериям центрального столкновения (2-4).

Рис. 2. Зависимость средних величин: а/ множественности всех заряженных частиц n_{ch} ; б/ числа провзаимодействовавших протонов N_p , в/ полной поперечной энергии столкновения E_t от величины прицельного параметра для моделированных С-Та взаимодействий.



Для оценки предельных значений величин, используемых при отборе центральных столкновений по критериям (2-4), анализировалась зависимость от прицельного параметра полной множественности заряженных частиц (n_{ch}), полного числа протонов-участников (N_p) и полной поперечной энергии заряженных частиц, образованных в столкновении, (E_T). Рис. 2 (а, б, в) показывает наличие сильной корреляции между значениями n_{ch} , N_p и E_T и прицельным параметром b . Видно, что предельные значения этих величин для отбора событий с $b \leq 4$ фм следующие: $(n_{ch})_{lim} = 48$, $(N_p)_{lim} = 35$ и $(E_T)_{lim} = 7,8$ ГэВ. Эти предельные значения ($(n_{ch})_{lim}$, $(N_p)_{lim}$ и $(E_T)_{lim}$) очень близки к удвоенным средним значениям $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle N_p \rangle$ и $\langle E_T \rangle$, соответственно, для всех неупругих моделированных событий. Как будет показано ниже, это довольно хорошее условие для экспериментального отбора центральных событий.

Основные результаты, полученные при отборе центральных событий ДКМ по критериям (1-4), приведены в таблице I, где σ^{inel} сечение, соответствующее отобраным событиям, $\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma^{inel}$ - отношение событий, отобранных по критериям и попавших в область $b \leq 4$ фм, ко всем центральным событиям, а отношение $\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma^{inel}$ - доля центральных событий ($b \leq 4$ фм) среди отобранных по данному критерию. Из таблицы I видно хорошее согласие между критериями (2-4); каждый из них отбирает около 90% всех центральных событий. Результаты, полученные при отборе центральных соударений по n_{ch} и N_p критериям, практически совпадают, показывая, что критерий N_p , т.е. критерий с ясным физическим смыслом, может быть хорошо аппроксимирован критерием n_{ch} (см. также выражение (1)). Хорошее согласие между критериями (2-4) можно также наблюдать на рис. 1 (б), где представлены распределения по прицельному параметру b центральных событий, отобранных согласно этим трем критериям.

В таблице 2 представлены распределения по Q_s центральных событий и событий, отобранных по n_{ch} , N_p , E_T критериям. Видно, что во всех выборках число событий с $Q_s = 2$ мало, т.е. все три критерия отбирают события с малым суммарным зарядом спектаторов. Сравнивая распределение по Q_s центральных событий ($b \leq 4$ фм) с аналогичными распределениями событий, отобранных по n_{ch} , N_p и E_T критериям, можно наблюдать, что событий с $Q_s = 0$ среди событий, отобранных по критериям, даже на несколько процентов больше, чем среди центральных событий.

Если одновременно требовать выполнения двух условий $N_p > (N_p)_{lim}$ и $E_T > (E_T)_{lim}$ или $n_{ch} > (n_{ch})_{lim}$ и $E_T > (E_T)_{lim}$, то доля событий с $b \leq 4$ фм среди отобранных событий становится выше ($\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma^{inel} \sim 0,86$), чем та, которая приведена в таблице I для каждого критерия в отдельности. В то же время доля отобранных событий от всех центральных событий

Таблица I. Результаты отбора центральных взаимодействий (моделированные события)

Критерий отбора	$\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma_{in}^{inel}$	$\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma_c^{inel}$	$\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma^{inel}$	$\langle b \rangle$
$b \leq 4$ фм	0,14±0,01	1,00	1,00	2,62±0,07
$Q_s \leq 1$	0,36±0,02	0,99±0,11	0,39±0,03	4,46±0,11
$Q_s = 0$	0,24±0,02	0,83±0,09	0,49±0,05	4,01±0,10
$n_{ch} > (n_{ch})_{lim}$	0,15±0,01	0,89±0,09	0,82±0,09	2,87±0,08
$N_p > (N_p)_{lim}$	0,15±0,01	0,89±0,09	0,82±0,09	2,87±0,08
$E_T > (E_T)_{lim}$	0,15±0,01	0,88±0,09	0,79±0,09	2,89±0,08
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle$	0,14±0,01	0,85±0,09	0,83±0,09	2,76±0,08
$N_p > 2 \langle N_p \rangle$	0,16±0,01	0,89±0,09	0,77±0,08	2,97±0,08
$E_T > 2 \langle E_T \rangle$	0,16±0,01	0,88±0,09	0,77±0,08	3,05±0,09

Таблица 2. Распределения центральных соударений по Q_s при различных критериях отбора (моделированные события)

Критерий отбора	$P_{Q_s=0}$	$P_{Q_s=1}$	$P_{Q_s=2}$	$\langle Q_s \rangle$
$b \leq 4$ фм	0,815	0,180	0,005	0,19±0,03
$n_{ch} > (n_{ch})_{lim}$	0,840	0,150	0,010	0,17±0,03
$N_p > (N_p)_{lim}$	0,835	0,160	0,005	0,17±0,03
$E_T > (E_T)_{lim}$	0,850	0,140	0,010	0,16±0,03
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle$	0,850	0,140	0,010	0,16±0,03
$N_p > 2 \langle N_p \rangle$	0,825	0,165	0,010	0,18±0,03
$E_T > 2 \langle E_T \rangle$	0,835	0,160	0,005	0,17±0,03

становится меньше ($\sigma_{b \leq 4 \text{ фм}}^{inel} / \sigma_c^{inel} \sim 0,82$). Поэтому нет возможности улучшить результаты отбора, представленные в табл. I, т.е. обогатить выборку событиями с $b \leq 4$ фм, используя любые дополнительные условия.

Из таблиц I и 2 можно видеть, что отбор центральных событий по критериям (2-4) с использованием в качестве предельных величин ($(n_{ch})_{lim}$, $(N_p)_{lim}$ и $(E_T)_{lim}$ или удвоенных значений $2 \langle n_{ch} \rangle$, $2 \langle N_p \rangle$ и $2 \langle E_T \rangle$ дает один и тот же результат.

Средние значения множественности $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle N_p \rangle$, $\langle n_{\pi^-} \rangle$ и поперечной энергии $\langle E_t \rangle$ для центральных событий слабо чувствительны к критериям отбора (2-4) (см. таблицу 3).

Таблица 3. Средние характеристики отобранных центральных моделированных событий

Критерий отбора	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle E_t \rangle$ (GeV)
$\mathcal{A} \leq 4 \sigma_u$	$62,1 \pm 0,9$	$45,8 \pm 0,7$	$9,0 \pm 0,2$	$10,13 \pm 0,15$
$n_{ch} > (n_{ch})_{lim}$	$62,7 \pm 0,7$	$46,0 \pm 0,6$	$9,2 \pm 0,2$	$10,16 \pm 0,14$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{lim}^{calc}$	$63,7 \pm 0,7$	$46,9 \pm 0,6$	$9,3 \pm 0,2$	$10,35 \pm 0,19$
$N_p > (N_p)_{lim}$	$62,5 \pm 0,8$	$46,4 \pm 0,6$	$8,9 \pm 0,2$	$10,10 \pm 0,14$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{lim}^{calc}$	$61,6 \pm 0,8$	$45,7 \pm 0,6$	$8,8 \pm 0,2$	$9,96 \pm 0,14$
$E_t > (E_t)_{lim}$	$61,8 \pm 0,8$	$45,1 \pm 0,7$	$9,2 \pm 0,2$	$10,30 \pm 0,12$
$E_t > 2 \langle E_t \rangle_{lim}^{calc}$	$61,1 \pm 0,8$	$44,6 \pm 0,7$	$9,1 \pm 0,2$	$10,20 \pm 0,12$

Таблица 4. Средние характеристики неупругих С-Та взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон

		$\langle n_{ch} \rangle_{in}$	$\langle N_p \rangle_{in}$	$\langle n_{\pi^-} \rangle_{in}$	$\langle E_t \rangle_{in}$
Эксперимент	322 соб.	$21,2 \pm 0,9$	$13,9 \pm 0,7$	$3,07 \pm 0,17$ ($3,4 \pm 0,3$) ^ж	$3,6 \pm 0,2$
	1227 соб.	$20,8 \pm 0,5$	$13,7 \pm 0,4$	$2,98 \pm 0,08$ ($3,4 \pm 0,2$) ^ж	-
ДКМ	1226 соб.	$24,9 \pm 0,6$	$16,7 \pm 0,5$	$3,7 \pm 0,1$	$3,8 \pm 0,1$

ж) В скобках указаны значения $\langle n_{\pi^-} \rangle$ с учетом экспериментальных потерь^{30/}. Учет экспериментальных условий сближает также экспериментальные и теоретические значения $\langle n_{ch} \rangle$ и $\langle N_p \rangle$.

Резюмируя наш анализ критериев отбора центральных событий с помощью ДКМ, приведем основные результаты:

- принимая за максимальное значение прицельного параметра величину $b_{max} = R_{Ta} - R_c = 4$ фм, получаем сечение для центральных С-Та взаимодействий $\sigma_c^{calc} = 0,14 \sigma_{in}$;

- центральные С-Та столкновения включают в основное событие с $Q_s = 0$ ($0,82 \sigma_c^{calc}$), а также $Q_s = 1$ ($0,18 \sigma_c^{calc}$). В то же время критерий малости Q_s - слишком слабое условие для выделения центральных взаимодействий, даже в предельном виде: $Q_s = 0$.

- отбор событий по критериям n_{ch} , N_p и E_t с использованием как предельных значений $(n_{ch})_{lim}$, $(N_p)_{lim}$, $(E_t)_{lim}$, так и удвоенных средних значений $\langle n_{ch} \rangle$, $\langle N_p \rangle$, $\langle E_t \rangle$, ведет практически к одному и тому же результату.

2. СРАВНЕНИЕ ПРЕДСКАЗАНИЙ ДКМ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ

ДАНЫМИ ПО НЕУПРУГИМ С-Та ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ

Чтобы использовать для отбора экспериментальных центральных событий результаты, полученные при анализе с помощью ДКМ критериев центральных взаимодействий (I-4), было проведено сравнение теоретических и экспериментальных распределений по величинам, применяемым в вышеприведенных критериях.

Эксперимент выполнен с помощью 2-метровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ с тремя танталовыми пластинками толщиной 1 мм каждая, размещенными в рабочем объеме камеры. Камера экспонировалась в пучке ядер углерода при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Вопросы, относящиеся к самому эксперименту, рассмотрены в работе^{24/}.

Экспериментальный материал содержал около 1230 неупругих взаимодействий ядра-снаряда с ядрами Та. Для каждого события имелась информация о полной множественности заряженных частиц, множественности отрицательных пионов и числе стриппинговых частиц. Средний граничный импульс регистрации заряженных барионов составлял 240 МэВ/с на нуклон, т.к. основная часть испарительных барионов поглощалась вследствие ионизационных потерь в танталовой пластинке и прилегающем к ней слое пропана ~ 3 мм.

Как мы отмечали ранее в разделе I, экспериментальные и моделированные события классифицировались по полному заряду стриппинговых частиц Q_s . События с $Q_s = 0$ характеризовались отсутствием любой заряженной спектаторной частицы от ядра-снаряда, в то время как события с $Q_s = 1$ и $Q_s = 2$ - наличием соответственно одной или двух однозарядных ($Z_f = 1$) спектаторных частиц от ядра-снаряда. Большой класс событий с $Q_s \geq 2$ объединял все события с более чем двумя однозарядными спектаторными частицами или, по крайней мере, с одним спектаторным фрагментом ядра-снаряда с зарядом $Z_f \geq 2$.

На рис.3 представлены распределения по Q_s экспериментальных и моделированных неупругих С-Та взаимодействий. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальным и теоретическим распределениями.

Распределения по n_{ch} и N_p представлены на рис.4 и 5 соответственно для экспериментальных и моделированных неупругих С-Та взаимодействий. Как видно из рис.4 и 5, каскадная модель несколько завышает множественности n_{ch} и N_p .

На части экспериментального материала (322 события) были измерены все треки. Для этого набора данных и для моделированных событий полная поперечная энергия заряженных частиц, образованных в каждом столкновении, рассчитывалась по формуле (3). На рис.6 представлены распределения по полной поперечной энергии столкновения для экспериментальных и моделированных неупругих С-Та соударений. Теоретическое распределение нормировано на число экспериментальных событий. Наблюдается неплохое согласие между экспериментальными данными и предсказаниями ДКМ.

Таблица 4, в которой представлены средние значения n_{ch}, N_p, n_e и E_t для экспериментальных и моделированных С-Та взаимодействий, подтверждает вывод о том, что экспериментальное распределение по E_t лучше описывается ДКМ, чем распределения по n_{ch} и N_p .

Можно ожидать, что все связанные с прицельным параметром величины, Q_s, n_{ch}, N_p, E_t , использованные в критериях отбора центральных событий, коррелируют между собой. На рис.7 (а,б,в) представлена зависимость от Q_s средних значений n_{ch}, N_p и E_t для экспериментальных и моделированных событий. Наблюдается монотонное уменьшение этих величин с увеличением Q_s . На рис.8 показана корреляционная зависимость между E_t и N_p . Таким образом, действительно наблюдается прямая и сильная корреляция между экспериментально измеримыми величинами, используемыми для отбора центральных событий. В то же время видно, что ДКМ правильно воспроизводит характер корреляционных зависимостей.

3. ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЦЕНТРАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

Отбор центральных С-Та взаимодействий при 4,2 ГэВ/с на нуклон был проведен с учетом результатов, полученных при анализе критериев отбора с помощью ДКМ.

Применив к экспериментальным событиям наиболее часто используемый критерий центральных столкновений – критерий малости суммарного заряда стрипинговых частиц Q_s , мы получили сечения, соответствующие отобранному событиям, $\sigma_{Q_s \leq 1}^{exp} = 0,38 \sigma_n$ и $\sigma_{Q_s \leq 0}^{exp} = 0,26 \sigma_n$ для групп событий, соответственно, с $Q_s \leq 1$ и $Q_s = 0$. Хорошее согласие между экспериментальным и моделированным распределениями по Q_s (см.рис.3) приводит к равенству в пределах ошибок экспериментальных и теоретических

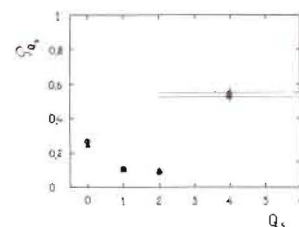


Рис.3. Распределение экспериментальных (●) и моделированных (▲) неупругих С-Та взаимодействий по полному отрицательному заряду.

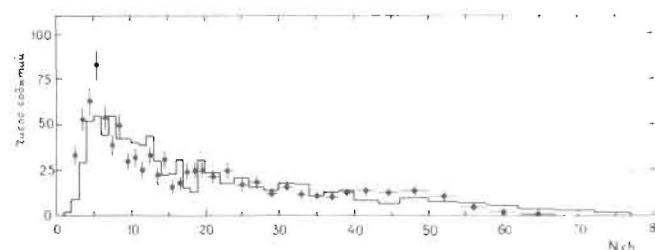


Рис.4. Распределение экспериментальных (●) и моделированных(гистограмма) неупругих С-Та взаимодействий по множественности всех заряженных частиц.

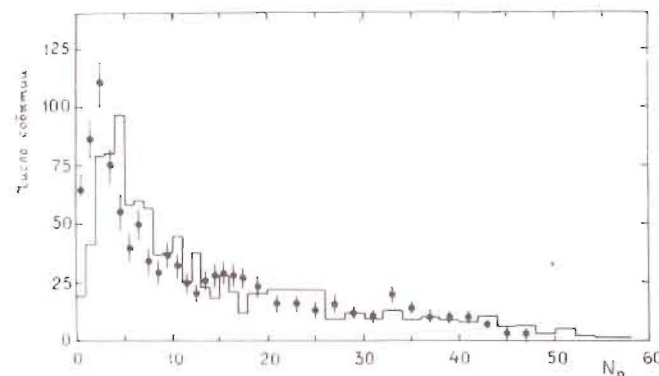


Рис.5. Распределение экспериментальных (●) и моделированных(гистограмма) неупругих С-Та – взаимодействий по числу участвовавших протонов.

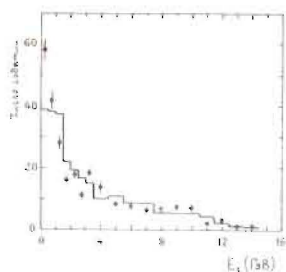


Рис.6. Распределение экспериментальных (•) и моделированных (гистограмма) неупругих C-Ta взаимодействии по полной поперечной энергии.

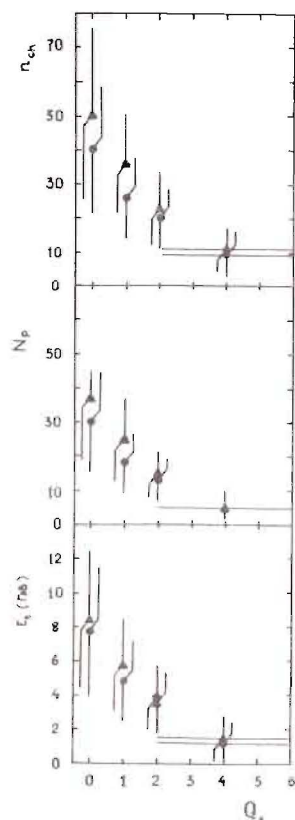
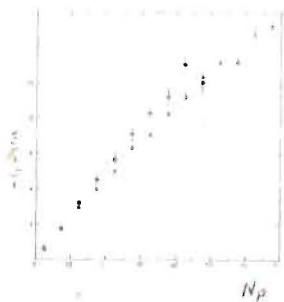


Рис.7. Зависимость средних величин n_{ch} (количества) всех заряженных частиц N_{ch} от числа взаимодействовавших протонов N_p в/ полной поперечной энергии столкновения E_t от величины полного стриппингового заряда Q_s для экспериментальных (•) и моделированных (▲) C-Ta взаимодействий.

Рис.8. Зависимость максимума полной поперечной энергии E_t и множественность взаимодействовавших протонов N_p в экспериментальных (•) и моделированных (▲) C-Ta-взаимодействиих.



сечений, соответствующих такому отбору. Так как каскадная модель предсказывает сечение центральных столкновений $\sigma_c^{calc} = 0,14 \sigma_{in}$, экспериментальные данные позволяют сделать тот же вывод, что малый стриппинговый заряд является недостаточно жестким критерием для отбора центральных столкновений.

Исходя из простых геометрических представлений, можно оценить сечение для событий с $b \leq R_A - R_C$ по следующей формуле:

$$\sigma_c^{geom} = \frac{(R_A - R_C)^2}{(R_A + R_C)^2} \sigma_{in} \quad (4)$$

Подставляя $R_A = z_c R_C$ и $z_c = 1,2$ фм, получаем величину геометрического сечения для центральных событий $\sigma_c^{geom} = 0,17 \sigma_{in}$, которая находится в удовлетворительном согласии с сечением для центральных столкновений по ДКМ. Таким образом, и из геометрических представлений малый суммарный заряд стриппинговых частиц даже в предельном случае ($Q_s = 0$) — слишком слабый критерий для отбора центральных событий. В то же время необходимо отметить, что в наборе моделированных центральных событий доля событий с $Q_s = 1$ составляет около 20%.

Завышение множественностей n_{ch}, N_p каскадной моделью (см. рис. 4-5 и таблицу 4) делает нецелесообразным использование предельных значений $(n_{ch})_{lim} = 48$ и $(N_p)_{lim} = 35$, определенных по моделированным событиям, для отбора экспериментальных центральных взаимодействий. Полученные при таком отборе значения сечений $\sigma_{n_{ch} > (n_{ch})_{lim}}^{exp} = 0,090 \sigma_{in}$ и $\sigma_{N_p > (N_p)_{lim}}^{exp} = 0,092 \sigma_{in}$ значительно меньше σ_c^{geom} и σ_c^{DKM} . Поэтому в дальнейшем для критериев отбора n_{ch} и N_p использовались предельные значения, равные удвоенным средним экспериментальным величинам $\langle n_{ch} \rangle$ и $\langle N_p \rangle$. Так как каскадная модель дает хорошее описание экспериментального распределения по E_t , отбор экспериментальных центральных событий по критерию E_t был сделан как с использованием предельного значения, даваемого моделью,

$(E_t)_{lim} = 7,8$ ГэВ, так и с предельным значением, равным удвоенной средней экспериментальной величине $\langle E_t \rangle$. Значения сечений и распределение по Q_s для каждого критерия отбора представлены в таблице 5 для всего набора экспериментальных данных (1227 событий) и в таблице 6 для экспериментальных событий, полностью измеренных (322 события).

Как видно из таблиц 5 и 6, при всех критериях отбора среди отобранных экспериментальных событий есть (2+6)% событий с $Q_s = 2$ и даже с $Q_s > 2$. Так как все моделированные по ДКМ центральные взаимодействия состояли только из событий с $Q_s = 0$ и $Q_s = 1$ (см. таблицу 2), к экспериментальным событиям был применен дополнительный критерий $Q_s \leq 1$. Окончательные значения сечений для экспериментальных центральных взаимодействий представлены в таблицах 7 и 8.

Из таблиц 7 и 8 видно, что отбор экспериментальных центральных событий по критериям n_{ch}, N_p и E_t с предельными значениями, равными удвоенным средним значениям, приводит к величинам сечений для

Таблица 5. Результаты отбора центральных взаимодействий на основе 1227 экспериментальных неупругих событий

Критерий отбора	σ^{sel}/σ_{in}	$P_{Q_s=0}$	$P_{Q_s=1}$	$P_{Q_s=2}$	$P_{Q_s>2}$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$	$0,15 \pm 0,01$	$0,88 \pm 0,09$	$0,10 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$	$0,17 \pm 0,01$	$0,88 \pm 0,09$	$0,09 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$

Таблица 6. Результаты отбора центральных взаимодействий на основе 322 экспериментальных неупругих событий

Критерий отбора	σ^{sel}/σ_{in}	$P_{Q_s=0}$	$P_{Q_s=1}$	$P_{Q_s=2}$	$P_{Q_s>2}$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$	$0,14 \pm 0,02$	$0,89 \pm 0,17$	$0,09 \pm 0,04$		$0,02 \pm 0,02$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$	$0,17 \pm 0,02$	$0,85 \pm 0,17$	$0,10 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,03$
$E_t > 2 \langle E_t \rangle_{in}^{exp}$	$0,18 \pm 0,03$	$0,85 \pm 0,16$	$0,09 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,02$	$0,02 \pm 0,02$
$E_t > (E_t)_{lim}$	$0,17 \pm 0,02$	$0,84 \pm 0,17$	$0,10 \pm 0,04$	$0,03 \pm 0,03$	$0,03 \pm 0,03$

Таблица 7. Результаты отбора центральных взаимодействий на основе 1227 экспериментальных неупругих событий

Критерий отбора	σ^{sel}/σ_{in}	$P_{Q_s=0}$	$P_{Q_s=1}$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$0,15 \pm 0,01$	$0,90 \pm 0,10$	$0,10 \pm 0,02$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$0,17 \pm 0,01$	$0,91 \pm 0,09$	$0,09 \pm 0,02$

Таблица 8. Результаты отбора центральных взаимодействий на основе 322 экспериментальных неупругих событий

Критерий отбора	σ^{sel}/σ_{in}	$P_{Q_s=0}$	$P_{Q_s=1}$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$0,14 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,19$	$0,09 \pm 0,04$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$0,16 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,18$	$0,10 \pm 0,04$
$E_t > 2 \langle E_t \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$0,17 \pm 0,02$	$0,91 \pm 0,18$	$0,09 \pm 0,04$
$E_t > (E_t)_{lim}$ $Q_s \leq 1$	$0,16 \pm 0,02$	$0,90 \pm 0,18$	$0,10 \pm 0,04$

центральных взаимодействий, заключенным между значением, предсказываемым ДКМ ($\sigma_{cch}^{calc} = 0,14 \sigma_{in}$), и значением, полученным из геометрических представлений ($\sigma_{cch}^{geom} = 0,17 \sigma_{in}$). Наиболее жесткий отбор, по n_{ch} , включает 93% событий, удовлетворяющих также критериям отбора по N_p и E_t . Каждый экспериментальный набор, представленный в таблицах 7 и 8, содержит примерно 10% событий с $Q_s = 1$. Таблицы 2 и 8 показывают, что доля событий с $Q_s = 1$ в наборе экспериментальных центральных событий меньше, чем в наборе центральных событий, моделированных по ДКМ. Тот же результат, а именно, меньшая прозрачность ядра по экспериментальным данным в сравнении с предсказаниями каскадной модели Куньона^{/25/}, был получен при исследовании центральных $A_2 + K$ столкновений при $E = 0,8$ ГэВ на нуклон^{/19/}. При этой энергии авторы наблюдали полную остановку налетающего ядра-снаряда. Наличие около 10% событий с $Q_s = 1$ в нашем экспериментальном наборе центральных событий можно объяснить большей начальной энергией столкновения, в согласии с работой^{/17/}, где при исследовании соударений Ca+Ca при $E = 0,4$ ГэВ/нуклон и 1,05 ГэВ/нуклон наблюдалось увеличение прозрачности ядер с ростом первичной энергии.

В таблицах 9 и 10 представлены средние значения n_{ch} , n_{-} , N_p и E_t для экспериментальных центральных событий, отобранных по критериям (I-4). Сравнивая таблицы 3 и 10, можно видеть, что критерии отбора формируют подобные наборы центральных взаимодействий как из экспериментальных, так и из моделированных событий. Как и для всех неупругих столкновений (см. табл. 4), для центральных соударений каскадная модель предсказывает завышенные средние значения n_{ch} , N_p и n_{-} , но достаточно близкое к экспериментальному среднее значение E_t . Следует отметить, что при отборе центральных соударений по критерию N_p наблюдается несколько меньшая множественность π^- -мезонов, а при отборе по E_t - меньшая множественность всех заряженных частиц n_{ch} и протонов - участников N_p , чем при отборе по другим критериям. Эта тенденция наблюдается как для экспериментальных, так и для моделированных событий.

Систематическое завышение выхода пионов каскадной моделью^{/25/} наблюдалось и при исследовании рождения π^- -мезонов в центральных $A_2 + K$ соударениях при первичных энергиях 0,36+1,8 ГэВ/с^{/9/}. Это расхождение теоретических и экспериментальных данных было интерпретировано^{/20/} как сигнал о проявлении энергии сватия в момент рождения пионов.

Используя наши экспериментальные результаты по выходу пионов (см. таблицы 9 и 10) и расчеты по ДКМ (таблица 3), мы получили для каждого критерия отбора центральных столкновений отношение расчетных и экспериментальных множественностей π^- -мезонов $R_{sel} = \langle n_{\pi^-} \rangle_{sel}^{calc} / \langle n_{\pi^-} \rangle_{sel}^{exp}$, приведенное в таблице II.

Таблица 9. Средние характеристики центральных соударений, отобранных из 1227 экспериментальных неупругих событий

Критерий отбора	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$49,5 \pm 0,4$	$36,1 \pm 0,4$	$7,4 \pm 0,2$ ($8,4 \pm 0,5$) ^{ж)}
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$48,1 \pm 0,5$	$35,9 \pm 0,4$	$6,7 \pm 0,2$ ($7,6 \pm 0,5$) ^{ж)}

ж) См. примечание к таблице 4.

Таблица 10. Средние характеристики центральных соударений, отобранных из 322 неупругих экспериментальных событий

Критерий отбора	$\langle n_{ch} \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle E_t \rangle$
$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$49,9 \pm 0,9$	$36,5 \pm 0,9$	$7,4 \pm 0,4$	$9,7 \pm 0,3$
$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$48,3 \pm 1,0$	$36,4 \pm 0,8$	$6,6 \pm 0,4$	$9,3 \pm 0,3$
$E_t > 2 \langle E_t \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$45,8 \pm 1,2$	$32,4 \pm 1,2$	$7,4 \pm 0,4$ ($8,4 \pm 0,6$) ^{ж)}	$9,6 \pm 0,2$
$E_t > (E_t)_{lim}$ $Q_s \leq 1$	$47,0 \pm 1,2$	$33,4 \pm 1,2$	$7,5 \pm 0,4$ ($8,5 \pm 0,6$) ^{ж)}	$9,9 \pm 0,2$

ж) См. примечание к таблице 4.

Таблица 11. Отношение средних множественностей π^- -мезонов в моделированных и экспериментальных центральных взаимодействиях

Критерий отбора	$n_{ch} > 2 \langle n_{ch} \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$N_p > 2 \langle N_p \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$E_t > 2 \langle E_t \rangle_{in}^{exp}$ $Q_s \leq 1$	$E_t > (E_t)_{lim}$ $Q_s \leq 1$
$\langle n_{\pi^-} \rangle_{sel}^{exp}$	$1,11 \pm 0,09$	$1,16 \pm 0,10$	$1,09 \pm 0,10$	$1,09 \pm 0,10$
$\langle n_{\pi^-} \rangle_{sel}^{mod}$				

Как видно из таблицы II, значения отношения R_{sel} в пределах ошибок одинаковы для всех критериев отбора центральных взаимодействий. Полученные нами относительно малые значения R_{sel} по сравнению с результатами работы [27] объясняются более высокой первичной энергией, так как в этой работе было показано, что расхождение между каскадной моделью и экспериментом по выходу пионов уменьшается с ростом энергии взаимодействия.

Следует отметить примерно одинаковую величину отношения R_{sel} для отобранных центральных взаимодействий и для всех неупругих столкновений $R_{in} = 1,09 \pm 0,10$, в то время как если считать, что завышение выхода пионов каскадной моделью есть следствие эффектов сжатия, R_{in} должно быть меньше R_{sel} . Возможное объяснение полученного результата состоит в том, что для обсуждаемых реакций, вызванных более легкими и высокоэнергичными ядрами-снарядами, чем в работе [20], эффект сжатия должен быть выражен слабее. Однако более вероятное, на наш взгляд, объяснение состоит в том, что наблюдаемое расхождение между теорией и экспериментом есть следствие недостаточной разработанности модели для описания прохождения π^- -мезонов в ядерном веществе. Уже отмечалось [28,29], что каскадные модели в настоящее время содержат целый ряд неопределенностей и, следовательно, пока преждевременно связывать обнаруженное завышение ими множественности π^- -мезонов с явлениями сжатия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительное изучение критериев отбора центральных взаимодействий (I-4), проведенное с использованием событий, моделированных по каскадно-испарительной модели ДКМ [20,21], и применение этих критериев к экспериментальным данным по С-Та соударениям при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, полученным Сотрудничеством на 2-метровой пропановой камере, позволило нам сделать следующие выводы:

1. Часто применяющийся критерий отбора центральных столкновений по суммарному заряду стрипинговых частиц (Q_s) является слишком слабым.

2. Критерии отбора по n_{ch} , N_p и E_t ведут к результатам, которые находятся в хорошем согласии как между собой, так и с предсказаниями ДКМ. Полученные с применением этих критериев сечения для экспериментальных центральных взаимодействий согласуются с предсказаниями, основанными на геометрических представлениях, и ДКМ:

$$\sigma_c^{exp} \leq \sigma_{sel} \leq \sigma_c^{model}$$

Экспериментальные центральные события, отобранные по критериям n_{ch} , N_p и E_t , удовлетворяют условию малости Q_s . Поэтому критерий

Q_s играет роль необходимого, но недостаточного условия для отбора центральных событий.

3. Полученная малая доля событий с $Q_s = 1$ в наборе экспериментальных центральных событий по сравнению с центральными событиями в каскадной модели указывает на меньшую прозрачность ядер по сравнению с предсказаниями ДКМ.

4. ДКМ завышает множественности N_{ch} , N_p и N_d в центральных столкновениях, но удовлетворительно описывает распределение по E_T .

5. Для всех неупругих и центральных С-Та взаимодействий, отобранных согласно критериям (I-4), получены, в пределах ошибок, равные значения R - отношения рассчитанного по ДКМ и экспериментального выхода пионов. Поэтому есть основание полагать, что наблюдаемое расхождение между каскадной моделью и экспериментом является скорее следствием трудностей каскадной модели, чем проявлением эффектов ядерного сжатия.

В заключение авторы выражают признательность коллективу Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ за помощь в получении и обработке экспериментального материала и обсуждения.

Литература

1. W. Weise and G.E. Brown, Phys. Reports 27C (1976), 1.
2. A.B. Migdal, Rev.Mod.Phys., 50 (1978), 107.
3. T.J. Lee and G.C. Wick, Phys.Rev., 09 (1974), 2291.
4. T.D. Lee, Rev.Mod.Phys., 47 (1976), 207.
5. Quark Matter Formation and Heavy Ion Collisions, eds M. Jacob and J. Tran Thanh Van. Phys. Reports 88C (1982), 321
6. H.Hekman et al. Phys.Rev. 617, (1978), 1651.
7. S.Y. Fung et al. Phys.Rev.Lett. 40, (1978), 292.
8. A. Sandoval et al. Phys.Rev.Lett., 45, (1980), 874.
9. A.Sandoval et al.Darmstadt Preprint GSI-82-16, (1982).
10. A.U. Abdurakhimov et al. Nucl.Phys., A362, (1981), 376.
11. B. Jakobsson et al. Lund University LUIP Preprint 7809,(1978).
12. R. Stock et al. Phys.Rev.Lett., 44 (1980), 1243.
13. S. Nagamiya et al. Phys.Rev.Lett., 45 (1980), 602.
14. R Thara. Phys. Lett., 106B (1981), 179.

15. H.H.Gutbrod et al. Lawrence Berkeley Laboratory Preprint- 14980 (1982).
16. H. Stroebele et al. Phys.Rev. C27, (1983), 1349.
17. H.A. Gustafsson et al. Darmstadt Report GSI-84-4 (1984).
18. V. Boldea and S. Nacman. CIP Preprint HE-101-1983.
19. R.E. Renfordt et al. Darmstadt Preprint GSI-84-35 (1984).
20. В.Д. Тонеев и К.К. Гудима. ЯЭ 27 /1978/, 658.
21. V.D. Toneev and K.K. Gudima. Nucl.Phys. A400, (1983), 173c.
22. S. Nagamiya. Proc.Int Conf.Nucl.Phys.-Florence (1983).
23. A. Sandoval et al. Phys.Rev., C21 (1980), 1321.
24. E.O.Abdrahmanov et al. Z.Phys. C5 (1980), 1.
25. J. Cugnon et al. Nucl.Phys. A352, (1981), 505 and Nucl.Phys. A379, (1982), 553.
26. R. Stock et al. Phys.Rev.Lett. 49, (1982), 1236.
27. J.W. Harris et al. Proc 6-th High Energy Heavy Ion Study and 2-nd Workshop on Anomalons LBL-16281, (1983), 209.
28. Y. Kitazoe et al. Phys.Rev. C29, (1984), 828.
29. M. Cahay et al. Nucl.Phys. A411, (1983), 524.
30. Г.Н. Агакишиев и др. ОИЯИ, I-82-235, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 августа 1985 года.