

B 18

1-87-651

УДК 539.172.1

**ВАРДЕНГА**

**Генрих Людвигович**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ  
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР**

**Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий  
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук	ОКОНОВ
старший научный сотрудник	Эдгар Оскарович
кандидат физико-математических наук	ЛУКСТИНЫШ
старший научный сотрудник	Юрис Рудольфович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук	ГРИШИН
профессор	Валентин Григорьевич
доктор физико-математических наук	КОТЛЯРЕВСКИЙ
старший научный сотрудник	Давид Михайлович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Защита диссертации состоится "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1987 г.  
в \_\_\_ час на заседании Специализированного совета Д-047.01.02  
при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных  
исследований, г. Дубна, Московской области, Лаборатория высоких  
энергий ОИЯИ, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 1987 г.

Ученый секретарь Специализированного совета

*М.Ф. Лихачев*

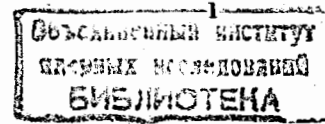
М.Ф. ЛИХАЧЕВ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Изучение центральных столкновений релятивистских ядер – новая и интенсивно развивающаяся область физики высоких энергий. Все возрастающий интерес, проявляемый к этому направлению исследований, связан с возможностью наблюдения предсказываемых теорией переходов ядерного вещества в необычные состояния, – например, в кварк-глюонную плазму. Как ожидается, подобные фазовые переходы с наибольшей вероятностью могут произойти именно в центральных столкновениях, когда ядру-мишени в среднем передается существенно большая доля энергии снаряде, чем в неупругих взаимодействиях, и, предположительно, достигаются экстремальные условия больших плотностей и температур. Центральные столкновения рассматриваются все чаще и в коллективных моделях более традиционных – гидродинамических и термодинамических, предсказания которых существенно зависят от предположения об очень короткой средней длине свободного пробега адрона в ядре, т.е. становятся менее определенными для неупругих взаимодействий, включающих и периферические, т.е. области малых плотностей. Таким образом, наблюдение закономерностей, которым подчинены характеристики множественного рождения частиц в центральных столкновениях, в том же их сечении, позволяет сделать выбор между моделями и ведет к более детальному пониманию механизма взаимодействий релятивистских ядер.

Цель работы состояла в получении первых систематических данных о характеристиках множественного рождения частиц в центральных столкновениях (в дальнейшем – ЦС) ядер с ядрами и о сечениях этих взаимодействий, в разработке методики дополнительных к электронному триггеру критериев жесткости отбора ЦС и в анализе полученных данных.

Научная новизна и значимость работы. С помощью реализованного впервые в экспериментальной практике электронного триггера отбора ЦС путем ограничения вылета заряженных, а впоследствии – и нейтральных фрагментов-спектрометров ядра-снаряда, предельным углом  $2^{\circ}+3^{\circ}$  получен большой экспериментальный материал – около 20 тысяч ЦС ядер гелия с Li, C, Al, Cu, Pb, ядер углерода с C, Ne, Cu, Zr, Pb, ядер кислорода с Ne, Pb и ядер неона с Ne, Zr при 4,5 ГэВ/с на нуклон.



Широкий набор чистых мишеней позволил впервые провести систематический анализ зависимостей основных характеристик множественного рождения, а также сечений ЦС, от атомных весов сталкивающихся ядер и от жесткости критериев отбора ЦС.

Полученные экспериментальные данные позволили отвергнуть некоторые из существующих моделей либо составить более точное представление об их предсказательных возможностях, а также стимулировали создание новых моделей. Таким образом, результаты исследования обогатили представления о механизме ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

Практическая значимость. Полученные экспериментальные данные могут использоваться при планировании и проведении новых экспериментальных исследований ЦС при высоких энергиях.

Апробация работы. Основные результаты работы обсуждались на семинарах ЛВФ и ЛВТА ОИЯИ, на школах по неупругим взаимодействиям в Бакуриани (1979, 1986), на сессии отделения ядерной физики АН СССР (1979), а также представлялись на международные конференции в Будапеште (1977), в Ванкувере (1979), Дрездене (1980), Баркли (1980), Версале (1981), Мичигане (1982), Гейдельберге (1984) и в Висбю, Швеция (1985).

Публикации. Основные результаты диссертации изложены в работах  $I^{-12}$ , опубликованы в журналах "Ядерная физика", "Приборы и техника эксперимента", "Physical Review C", "Nuclear Physics", "Zeitschrift für Physik", в препринтах и сообщениях ОИЯИ, ФИАН и Варшавского университета, а также в материалах ряда конференций и школ.

Объем диссертации. Текст состоит из введения, пяти глав и заключения. Диссертация содержит 154 страницы, включая 17 таблиц, 26 рисунков, библиографию из 91 названия и 6 приложений.

#### Автор защищает:

1. Результаты измерения сечений ЦС ядер гелия с Li, C, Al, Cu, Pb, ядер углерода с C, Ne, Cu, Zr, Pb и ядер кислорода с Ne, Pb и анализ этих данных.

2. Результаты исследования характеристик распределений по множественности отрицательных пионов в ЦС ядер гелия с Li, C, Al, Cu, Pb, ядер углерода с C, Ne, Cu, Zr, Pb, ядер кислорода с Ne, Pb и ядер неона с Ne, Zr и анализ этих результатов.

3. Результаты и анализ данных по среднему числу взаимодействовавших протонов сталкивающихся ядер и нуклонов ядро-мишени в ЦС ядер углерода с C, Ne, Cu, Zr, Pb, ядер кислорода с Ne, Pb и ядер неона с Ne, Zr.

4. Результаты и анализ данных по отношению среднего числа отрицательных пионов к среднему числу взаимодействовавших протонов в указанных выше ЦС ядер углерода, кислорода и неона с ядрами.

5. Разработанную модель ядро-ядерных столкновений.

### СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обоснована актуальность исследования центральных ядро-ядерных столкновений при высоких энергиях, сформулирована цель работы, приведено краткое содержание диссертации и перечислены основные положения, защищаемые автором.

В первой главе изложены методические основы проведенных исследований. Кратко описана установка СКМ-200. Выделены узлы, реализованные на ней впервые в экспериментальной практике и непосредственно связанные с темой диссертации - чистые проводящие мишени внутри стержневой камеры и триггер на ЦС. Подчеркнута адекватность выбранного критерия отбора ЦС поставленной задаче: выделение событий, в которых отсутствуют фрагменты-спектраторы ядра-снаряда, приводит к существенному сужению (по сравнению с неупругими столкновениями) диапазона прицельных параметров, и не вносит заметных искажений в изучаемые характеристики ЦС. Этот отбор осуществлялся с помощью установленных за камерой антисовпадательных сцинтилляционных счетчиков, перекрывавших угол вылета  $2-3^{\circ}$ , что соответствует  $P_T=160\pm 240$  МэВ/с.

Сравнительно подробно изложены те методические работы, в проведение которых автор внес существенный вклад - получение оптических констант и карты магнитного поля и обработка снимков на просмотрных столах. В частности, описана процедура отбора из исходных ансамблей ЦС подансамблей, отвечающих более жестким критериям: отсутствие заряженных фрагментов с  $P/2 > 3$  ГэВ/с и с углом вылета меньше  $5^{\circ}$  ( $P_T = 390$  МэВ/с) или  $I4^0$  ( $P_T=1,1$  ГэВ/с).

Перечислены реализованные в эксперименте варианты ансамблей ЦС, обозначаемые  $T(e_{ch}, e_n)$ , где  $e_{ch}$  и  $e_n$  - округленные до градуса углы запрета на вылет соответственно заряженных и нейтральных фрагментов.

Во второй главе описана методика измерения сечений ЦС. Полученные данные анализируются и сравниваются с предсказаниями различных моделей.

Сечения "исходных" ЦС, отбираемых электронным триггером, определялись в два этапа. Во время облучений измерялось отношение числа событий, удовлетворяющих критериям запуска, к числу падающих ядер, а затем, при просмотре, - отношение числа фотографий с взаимодействиями в мишени или в газе камеры к полному числу фотографий. Тщательно рассмо-

тренны систематические ошибки на обеих стадиях измерения сечений. Окончательные ошибки сечений, включающие как статистические, так и неопределенности коррекций, составляют: для ЦС  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}+\text{A}$  10-50% (при изменении сечений до трех порядков), а для ЦС  $^4\text{He}+\text{A}$ , отобранных из неупругих столкновений (в дальнейшем - НС) -  $7\pm 20\%$ .

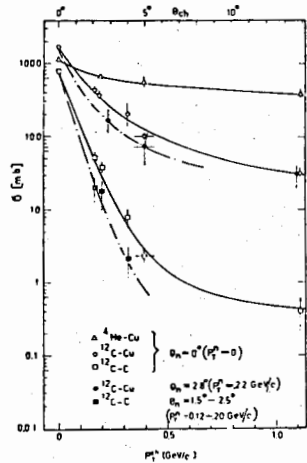


Рис. 2

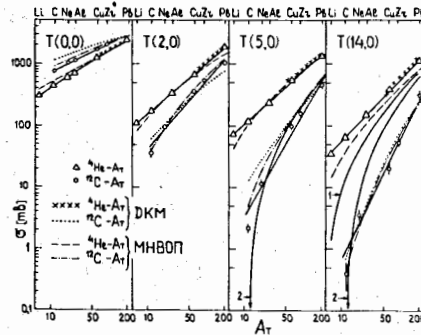
Зависимость сечений от  $A_T$  для четырех вариантов триггера Т. Системе обозначений в тексте.

Закономерности в поведении сечений иллюстрируются рисунками 1 и 2. На рис. 2 сплошные линии - аппроксимация данных для Т(0,0), т.е. для НС, формулой Братта-Петерса ("мягкие сферы"):  $\sigma = 10 R_0^2 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3} - b_0)^2$ , а для ЦС - степенной зависимость  $\sigma = C(A_P) \cdot A_T^\alpha$  (см. табл. 1). Крестики

Таблице 1. Параметры аппроксимаций, описывающих зависимость сечений от  $A_T$  формулой  $\sigma = C(A_P) \cdot A_T^\alpha$

Триггер	$A_P = ^4\text{He}$			$A_P = ^{12}\text{C}$		
	C	$\alpha$	$\chi^2/\text{NDF}$	C	$\alpha$	$\chi^2/\text{NDF}$
T(0,0)	112	0,57		244	0,47	
T(2,0)	24,7	0,81	0,15	3,35	1,10	2,9
T(5,0)	14,0	0,87	0,4	0,062	1,71	6,5
T(14,0)	5,0	1,03	0,4	0,007	1,99	2,4

Рис. 1. Зависимость сечений от углов запрета  $\theta_{ch}$  (верхняя шкала) или от  $P_T = P_0 \cdot \sin \theta_{ch}$  (нижняя шкала;  $P_0 = 4,5$  ГэВ/с). Сплошная (для  $\theta_n = 0$ ) и штрих-пунктирная (для  $\theta_n > 0$ ) линии проведены на глаз.



и пунктир - расчет по Дубненской версии каскадной модели (ДКМ). Штриховые и штрих-пунктирные линии - расчет по МНВОП (модель независимых взаимодействий, оптическое приближение; см. У гл.). Сплошные кривые 1 и 2 соответствуют простейшей геометрической модели (модель шариков - МШ), согласно которой взаимодействуют лишь перекрытые, вырезаемые друг в друге части сталкивающихся ядер ("clean cut" - гипотеза) и, следовательно,  $\sigma_{\text{ЦС}} \sim (R_T - R_P)^2$ , где  $R_T$  и  $R_P$  - радиусы ядра-мишени и снаряда соответственно и  $R = 1,2 A^{1/3}$  фм.

На основе полученных экспериментальных данных сделаны следующие выводы:

- "Включение" критериев отбора ЦС приводит к резкому усилению зависимости сечений от  $A_T$ , тем больше, чем больше  $A_P$  и чем больше угол запрета.

- Введение запрета на нейтроны-спектроны ( $\theta_n < 3^\circ$ ) в большей мере сказывается на величине сечений при  $A_T \approx A_P$ ; при  $A_P = 12$  и  $A_T \geq 60$  с ростом  $\theta_{ch}$  до  $14^\circ$  запрет на нейтроны практически перестает воздействовать на сечения.

- Для легкого ядра-снаряда  $^4\text{He}$  даже угол запрета  $\theta_{ch} = 14^\circ$  не обеспечивает полного перекрытия с ядром-мишенью.

- Поведение сечений удовлетворительно описывается моделями независимых взаимодействий ДКМ и МНВОП.

Последний вывод позволяет сопоставить данным  $A_P$ ,  $A_T$  и триггеру характеристики рассчитанного по каскадной модели распределения по прицельному параметру  $b$ . На рис. 3 для реакций  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}+\text{A}$  показана зависимость  $\langle b \rangle$  каск. и дисперсии  $D_b^{\text{касск}} = \sqrt{\langle b^2 \rangle - \langle b \rangle^2}$  (вертикальные линии) от измеренного сечения  $\sigma_{\text{эксп}}$  (верхняя шкала) или от величины  $\langle b \rangle_{\text{геом}} = 2/3 b_{\text{геом}}^{\text{макс}}$  (нижняя шкала), где  $b_{\text{геом}}^{\text{макс}} = \sqrt{\sigma_{\text{эксп}}/10\pi}$  - обычно используемая в работах по ЦС оценка интервала  $b$ , основанная на геометрической интерпретации сечений. Горизонтальные линии справа - максимальные значения  $b$  для ЦС в модели шариков, равные разности радиусов двух ядер.

Сумма  $b_{\text{касск}}^{\text{макс}} = \langle b \rangle_{\text{касск}} + D_b^{\text{касск}}$  охватывает около 90% событий и может служить, таким образом, оценкой реализованного интервала  $b$ . С точностью не хуже 10% при  $\sigma \lesssim 200$  мб и 15% при больших сечениях эта сумма как для ЦС, так и для НС аппроксимируется выражением

$$b_{\text{касск}}^{\text{макс}} = (2,6 + \sqrt{\sigma_{\text{эксп}}}/7,5) \text{ фм}, \quad (1)$$

которому соответствует штрих-пунктирная прямая.

Из (1) следует, что уже на стадии исследования сечений обнаруживается несостоятельность прямолинейных геометрических представлений о ЦС - по крайней мере в области малых  $\sigma_{\text{эксп}}$ . А это означает, что при отборе ЦС по отсутствию фрагментов ядра-снаряда существенную роль иг-



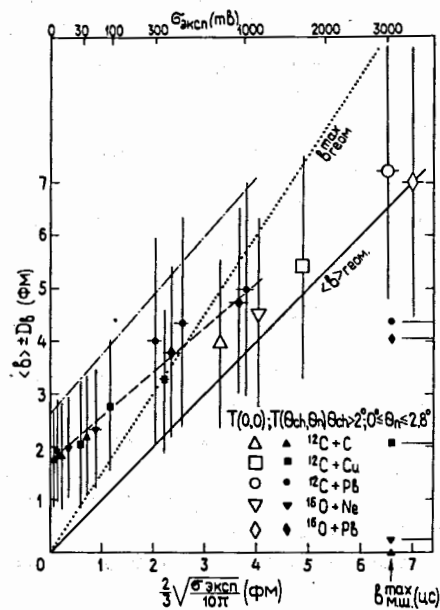


Рис. 3

Зависимость среднего прицельного параметра  $\langle b \rangle$  и дисперсии  $D_b$  от сечения  $\sigma_{\text{эксп}}$  (см. текст)

рает прозрачность ядерного вещества, эффект "тренин" и т.д. Эти эффекты в особенности сказываются на сечениях ЦС при  $A_D \sim A_T$ .

Третья глава содержит результаты по множественности отрицательных пионов, рожденных в ЦС ядер  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  с ядрами. Рассмотрены возможные источники систематических ошибок в полученных распределениях по множественности, рассчитаны и введены поправки. Представлены таблицы основных характеристик распределений. Проводится анализ этих характеристик и их сравнение с предсказаниями различных моделей.

Рис. 4 и 5 показывают, что для каждой пары сталкивающихся ядер при переходе от НС к ЦС существенно увеличивается средняя множественность отрицательных пионов  $\langle n_- \rangle$  и уменьшается дисперсия  $D_- = \sqrt{\langle n_-^2 \rangle - \langle n_- \rangle^2}$ , а следовательно, уменьшается относительная ширина  $\eta_- = D_-^2 / \langle n_- \rangle$ . Кроме того, рис. 4 дает основание считать, что триггером  $T(14,0)$  подавляется часть ЦС и при малых  $b$  (т.е. при больших  $n_-$ ). Рис. 5 показывает, что в ЦС распределения по множественности близки к пуассоновским, т.е.  $D_- \sim \sqrt{\langle n_- \rangle}$ , в отличие от эле-

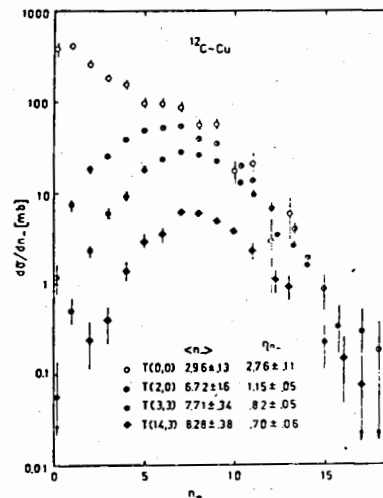


Рис. 4.

Топологические сечения  $d\sigma/dn_-$  реакции  $^{12}\text{C} + \text{Cu}$  при разных вариантах триггера - данные эксперимента

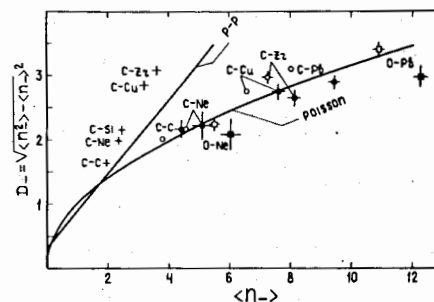


Рис. 5

Зависимость  $D_-$  от  $\langle n_- \rangle$  в pp-взаимодействиях (прямая), в НС (крестики) и в ЦС при триггерах  $T(2,0)$  и  $T(5,0)$  (светлые и черные значки соответственно). Сплошная кривая отвечает закону Пуассона.

ментарного акта и от НС, где  $D_- \sim \langle n_- \rangle$ . Этот результат, сформулированный впервые на основе данных СКМ-200 и пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ /10/, естественным образом объясняется в модели независимых нуклон-нуклонных взаимодействий и противоречит широкой группе моделей коллективного типа, предполагающих качественно близкие характеристики пионообразования в ядро-ядерных взаимодействиях и в элементарном акте.

При анализе полученных данных, представленных частично на рис. 4-6, сделаны также следующие выводы:

- Наибольшие средние множественности  $\langle n_- \rangle$ , наблюдаемые в ЦС на свинцовой мишени при триггере  $T(14,0)$ , ненамного превышают основанные

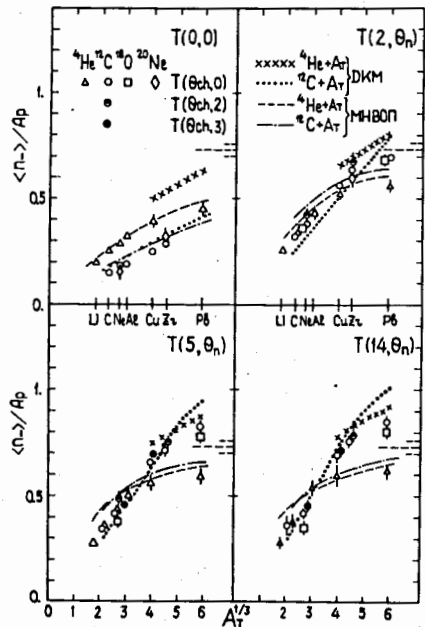


Рис. 6.  
Зависимость величины  $\langle n_- \rangle / A_p$  от  $A_T$  для четырех групп триггеров Т. Крестики и пунктир - расчет по ДКМ. Штриховые и штрих-пунктирные кривые - расчет по МНВОП. Штриховые прямые справа - расчет и коридор ошибок в предельном варианте МНВОП, когда все нуклоны ядра-снаряда испытали одно неупругое взаимодействие.

на "бескаскадном" подходе расчеты по МНВОП или ее предельному варианту (25 и 15% соответственно). Учет каскадных процессов в рамках ДКМ приводит к завышению множественности примерно на 45% для гелия и 25% для углерода.

- Немного более резкое несогласие (около 100%) имеется между экспериментальными данными по средней множественности и предсказаниями термодинамических моделей, включающих полную остяновку ядерного вещества [7]. Варьирование его тормозной способности также не приводит к согласию.

- Представлениям широкого класса термодинамических моделей противоречит и тот факт, что наблюдаемые в ЦС распределения по множественности в ряде случаев уже пуассоновских.

- Вся совокупность полученных данных удовлетворительно воспроизводится моделями независимых взаимодействий ДКМ и - несколько хуже - МНВОП.

В четвертой главе излагается процедура получения и обработки данных по средним множественностям провзаимодействовавших протонов обоих ядер  $\langle Q \rangle$  и нуклонов ядра-мишени  $\langle \nu_T \rangle$ . Эти данные, а также отношение  $R_- = \langle n_- \rangle / \langle Q \rangle$ , представляющее самостоятельный интерес для

теории, приводятся и сравниваются с расчетами по различным моделям. На основе проведенного анализа сформулированы выводы:

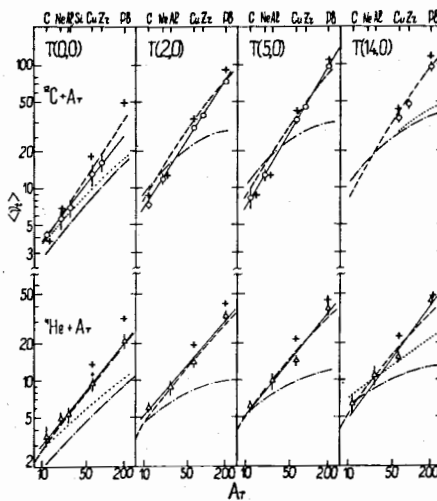


Рис. 7.  
Зависимость от  $A_T$  среднего числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-мишени  $\langle \nu_T \rangle$  в реакциях  $^{12}C+A$  (кружки) и  $^4He+A$  (треугольники) при четырех триггерах Т. Сплошные прямые - аппроксимация данных зависимостью  $C \cdot A_T^\alpha$ . Крестики - расчет по ДКМ. Штриховые линии - расчет по МНВОП. Штрих-пунктирные линии - расчет по МШ (геометрическая "модель шариков"). Пунктирные линии - варианты расчета по МШ: при Т(0,0) геометрические сечения заменены на экспериментальные,

а при Т(14,0) вместо интегрирования от 0 до  $v_{\text{геом}}^{\text{max}} = \sqrt{6} \cdot v_{\text{экс}} / 10^7$  расчет сделан для лобового удара -  $b=0$ .

- Для всех пар ядер при переходе от Т(0,0) к Т(2,0)  $\langle Q \rangle$  и  $\langle \nu_T \rangle$  возрастает в 1,5-2 раза, т.е. при этом резко подавляются периферические столкновения. Последующее выполаживание этих величин с ростом угла запрета, сопровождающееся существенным падением сечений ЦС, качественно подтверждает наличие постоянной составляющей в формуле (1), задающей интервал реализованных прицельных параметров через сечение.

- При фиксированных  $A_p$  и триггере величины  $\langle Q \rangle$  и  $\langle \nu_T \rangle$  хорошо аппроксимируются зависимостью  $C(A_p) \cdot A_T^\alpha$  (табл. 2).

- Качественно подтверждена полученная С.Нагемией и др. (Phys. Rev. C 24(1981)971) для НС при меньших энергиях зависимость  $R_- = C(E)(A_p/A_T)^\alpha$ ,  $\alpha=0,15$ . При этом показано, что: а) при переходе к ЦС  $\alpha$  возрастает (табл. 2); б) переменная  $A_p/A_T$  не является универсальной для широкого набора  $A_p$ .

- Показано, что наблюдаемая при энергиях вплоть до 1,8 ГэВ для симметричных пар линейная зависимость  $R_-^{\text{сп}}$  от  $E_{\text{ц.м.}}$  продолжается до 3,6 ГэВ.

- Полученные данные по  $R_-$  хорошо согласуются с данными пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ по  $\langle n_- \rangle$  и  $\langle Q \rangle$  при 4,2 ГэВ/с для С+Та и несколько хуже - для С+С.

Таблица 2. Результаты аппроксимации полученных данных зависимостью  $C(A_p) \cdot A_T^\alpha$  для  $\langle Q \rangle$  и  $\langle Y_T \rangle$  (в реакциях  $^{12}\text{C}+A_T$ ) и зависимостью  $C(A_p/A_T)^\alpha$  для  $R_- = \langle n_- \rangle / \langle Q \rangle$  (в реакциях  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}+A_T$ )

Величина	Триггер	C	$\alpha$	$\chi^2/\text{NDF}$
$\langle Q \rangle$	T(0,0)	$1,42 \pm 0,21$	$0,43 \pm 0,04$	0,1
	T(2,0)	$2,16 \pm 0,15$	$0,52 \pm 0,02$	0,7
	T(5,0)	$2,45 \pm 0,27$	$0,53 \pm 0,03$	1,4
$\langle Y_T \rangle$	T(0,0)	$0,83 \pm 0,18$	$0,65 \pm 0,07$	0,1
	T(2,0)	$1,14 \pm 0,07$	$0,78 \pm 0,02$	0,6
	T(5,0)	$0,92 \pm 0,19$	$0,87 \pm 0,05$	0,3
$R_-$	T(0,0)	$0,44 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,03$	0,6
	T(2,0)	$0,50 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,02$	2,8
	T(5,0)	$0,48 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,02$	2,4

- Полученные данные по  $\langle Q \rangle$  и  $\langle n_- \rangle$  хорошо согласуются с данными эмульсионной группы ЛВЭ при 4,5 ГэВ/с по ЦС  $\text{C}+\text{AgBr}$ .

- Модель твердых шариков (спектаторов-участников) не согласуется с экспериментальными данными по  $\langle Q \rangle$  и  $\langle Y_T \rangle$ , причем расхождения усиливаются как с ростом  $A_T$ , так и центральности. Тем самым результат нашей ранней работы, полученный для НС  $^4\text{He}+A$ , подтвержден для ЦС  $^{12}\text{C}+A$ .

- Основной причиной указанных расхождений (см. рис. 7) является несостоятельность "clean cut" - гипотезы, обусловленная как исходной диффузной поверхностью ядер, так и эффектом "распыления" провзаимодействовавших нуклонов.

- Полученное нами значение  $R_{\text{сп}}$  позволило расширить область сравнения с теорией за пределы бэвлевских энергий.

В рамках гидродинамической модели Д.Ханом и Х.Штокером (Nucl. Phys. A452(1986)723) был уточнен вид уравнения состояния для ЦС  $\text{C}+\text{C}$ . При этом неплохо воспроизводятся данные по  $R_{\text{сп}}$  в диапазоне 30 МэВ  $\pm$  3,6 ГэВ. Однако рассчитанные ими по этим данным температуры фэйр-бола оказываются ниже наблюдаемых наклонов протонных спектров.

- При 3,6 ГэВ неплохо согласуются с экспериментом значения  $R_{\text{сп}}$ , рассчитанные по простой термодинамической модели (при  $\beta/\beta_0 \sim 2$ ) и по модели однократного нуклон-нуклонного взаимодействия с использованием модели изобар. Однако расхождения при других энергиях свидетельствуют о несовершенстве этих моделей.

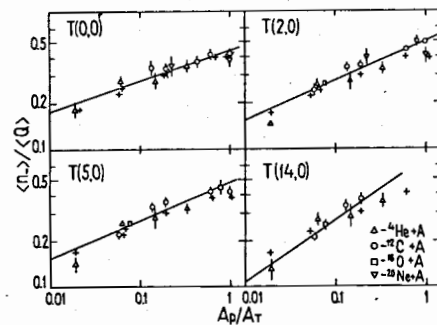


Рис. 8.

Зависимость  $R_-$  от отношения  $A_p/A_T$  при разных триггерах Т. Крестики - расчет по ДКМ. Сплошные линии - аппроксимация данных эмпирической зависимостью  $C \cdot (A_p/A_T)^\alpha$ .

- Модели независимых взаимодействий ДКМ и МНВОП удовлетворительно воспроизводят совокупность полученных в нашем эксперименте значений  $\langle Q \rangle$ ,  $\langle Y_T \rangle$  и  $R_-$  (рис. 7 и 8).

В пятой главе описана модель МНВОП, представляющая собой дальнейшую разработку автором развитой в ряде работ модели независимых взаимодействий в упрощенном глауберовском подходе (оптическое приближение). Эта модель учитывает реальную форму ядер и рассматривает столкновение ядра-снаряда  $A_p$  с ядром-мишенью  $A_T$ , как последовательное прохождение нуклонов  $A_p$  через  $A_T$ . При этом предполагается, что состояние ядра-мишени не изменилось после прохождения через него очередного нуклона ядра-снаряда. Ясно, что такое приближение приемлемо для  $A_p \ll A_T$ , но для многих практически интересных случаев ( $A_p \sim A_T$ ) оно является слишком грубым.

Дальнейшее развитие модели ставило задачу расширить область ее применения и сделать возможным введение критериев отбора ЦС по варьируемым углам запрета и расчет основных характеристик реакции, соответствующих данному критерию отбора. С этой целью в МНВОП учтены поперечная составляющая ферми-импульса нуклонов-спектаторов ядра-снаряда, зависимость вероятности взаимодействия от порядкового номера падающего нуклона, а также распределения в элементарном акте - по поперечному импульсу нуклонов в упругих и неупругих взаимодействиях, и по множественности рожденных  $\Pi^-$ -мезонов в трех NN-каналах. В модели предполагается, что нуклон может испытать не более одного неупругого взаимодействия.

Созданная программа NUCA для каждой пары ядер и заданных критериев отбора по углу вылета и импульсу фрагментов ядра-снаряда рассчитывает: сечение соответствующей реакции; распределение по прицельному параметру  $b$ ; распределение по числу упруго и неупруго провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда, по числу отрицательных пионов, по  $Q$

и  $V_T$ . Достоинством использованной процедуры аналитического расчета является возможность быстрого получения результата (меньше минуты на СДС-6500) даже для реакций с очень малым сечением. Модели каскадного типа требуют для проведения аналогичных расчетов в сотни раз больше машинного времени, а при очень малых сечениях рассчитываемых реакций при этом еще оказывается весьма малой полученная статистика. С другой стороны, модели каскадного типа позволяют получить более детальную информацию об исследуемом процессе.

Сравнение результатов расчетов по МНВОП с экспериментом, проведенное по ходу обсуждений во II+IV главах, показало, что модель хорошо воспроизводит качественные особенности анализируемых величин (рис. 2, 6, 7). Количественные расхождения в среднем около 20%, но не более 50%. Приведены также результаты расчетов распределений по прицельному параметру  $b$  (рис. 9).

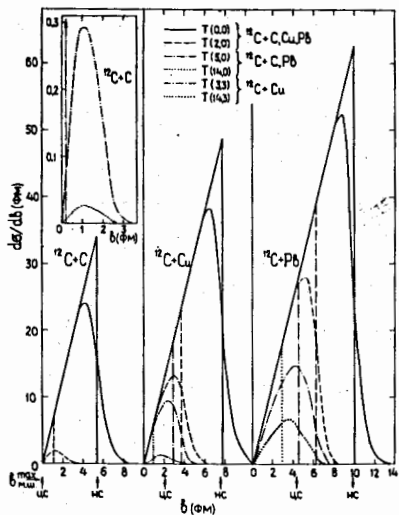


Рис. 9.

Дифференциальные сечения  $d\sigma/d\Omega = \pi^2 T(b) w(b)$  реакций  $C+C$ ,  $Cu$ ,  $Pb$  при разных триггерах, рассчитанные по МНВОП, и их сравнение с геометрическими подходами. Наклонные прямые соответствуют вероятности  $w(b)=1$  и определяют чисто геометрический рост дифференциальных сечений. Они ограничены справа вертикальными прямыми такого же вида, что и кривая распределения, к которому они относятся. Эти прямые проходят через  $b = b_{geom}^{max} = \sqrt{b/10\pi}$ , что соответствует геометрической интерпретации сечений. Стрелками внизу отмечены  $b_{max}$  в модели шариков – сумма радиусов данной пары ядер для НС и разность для ЦС.

В заключении сформулированы основные итоги диссертационной работы.

1. Получены блоки констант, введенных в программу геометрической реконструкции треков на установке СКМ-200, – карта магнитного поля и оптические константы. При поле 8 Т и импульсе 9 ГэВ/с точность восстановления импульса протона 3,5%.

2. Разработана методика обработки снимков со стримерной камеры на просмотрных столах, что позволило, в частности, исследовать характеристики ЦС при введении более жестких критериев отбора событий.

3. Проведено систематическое исследование сечений ЦС. С точностью от 5 до 50% при энергии 3,6 ГэВ/нуклон измерены сечения ЦС ядер  $^4He$ ,  $^{12}C$  и  $^{16}O$  с ядрами при варьируемой жесткости отбора. Рассмотрены возможные аппроксимации сечений ЦС и показано, что с усилением жесткости отбора становятся все более несостоятельными геометрические представления. На основе расчетов по каскадной модели, как для ЦС при их отборе по углу запрета, так и для НС, получены простые формулы, связывающие характеристики распределения по прицельному параметру с экспериментальными сечениями.

4. Получены распределения по множественности отрицательных пионов в ЦС  $^4He+Li$ ,  $C$ ,  $Al$ ,  $Cu$ ,  $Pb$ ;  $^{12}C+C$ ,  $Ne$ ,  $Cu$ ,  $Zr$ ,  $Pb$ ;  $^{16}O+Ne$ ,  $Pb$  и  $^{20}Ne+Ne$ ,  $Zr$  – всего около 20 тыс. событий. Проанализированы возможные источники систематических ошибок, рассчитаны и введены соответствующие поправки. Для всех ансамблей ЦС и подансамблей, отвечающих более жестким критериям отбора, приведены средние множественности и дисперсии с ошибкой 4–10%, а также коэффициенты асимметрии.

5. В ЦС  $^{12}C$ ,  $^{16}O$  и  $^{20}Ne$  с ядрами получены с точностью 5–20% данные о средних множественностях взаимодействовавших протонов обоих ядер и нуклонов ядра-мишени, а также отношения средних множественностей отрицательных пионов и взаимодействовавших протонов.

6. Полученные экспериментальные данные по множественному рождению отрицательных пионов и нуклонов в ЦС проанализированы и сопоставлены с рядом моделей ядро-ядерных взаимодействий. Показано, что наиболее удовлетворительное описание всей совокупности полученных данных, включая и сечения ЦС, дают модели независимых взаимодействий.

7. Развита модель, описывающая столкновения релятивистских ядер с ядрами как последовательность независимых взаимодействий нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени. Расчеты по модели находятся в хорошем качественном и удовлетворительном количественном согласии со всеми исследованными в диссертации характеристиками множественного рождения и сечениями. В рамках модели рассчитаны также распределения по прицельным параметрам и некоторые другие характеристики.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. А.У.Абдурахимов, ..., Г.Л.Варденга и др. Установка с двухметровой стримерной камерой в магнитном поле – СКМ-200. ПТЭ, 1978, №5, 53.
2. С.А.Аверичев, ..., Г.Л.Варденга и др. Измерение магнитного поля установки СКМ-200. ОИЯИ, БИ-13-83-31, Дубна, 1982.



3. Г.Т.Таран,...,Г.Л.Варденга и др. Обработка снимков стримерной камеры на просмотрных столах. ФИАН, Препринт №20, Москва, 1987.
4. A.Abdurakhimov,...,G.Vardenga et al. Projectile Fragmentation Processes in  $^4\text{He}$ -nucleus Interactions at 4.5 GeV/c Per Incident Nucleon. JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
5. V.Aksinenko,...,G.Vardenga et al. Strimer Chamber Study of Cross Sections and Multiplicities in Nucleus-Nucleus Interactions at the Incident Momentum of 4.5 GeV/c per Nucleon. Nucl. Phys., A348(1980)518.
6. M.Anikina,...,G.Vardenga et al. Experimental Data on  $\pi^-$  Mesons Produced in Inelastic and Central Nucleus-Nucleus Collisions at a 4.5 GeV/c Momentum per Nucleon. JINR, E1-84-785, Dubna, 1984.
7. M.Anikina,...,G.Vardenga et al. Pion Production in Inelastic and Central Nuclear Collisions at High Energy. Phys. Rev. C 33 (1986) 895.
8. A.Abdurakhimov,...,G.Vardenga et al. A Study of Pion Production in 4.5 GeV/c per Nucleon  $^4\text{He}$  Interactions with Nuclear Targets. Nucl. Phys. A362 (1981) 376.
9. M.Anikina,...,G.Vardenga et al. Characteristics of  $\pi^-$  Meson Multiplicity Distributions in Central Collisions of  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$  with Nuclei at a Momentum of 4.5 GeV/c per Incident Nucleon. Zeit. Phys. C 9 (1980) 105.
10. Е.Бертке, Г.Варденга и др. Множественность отрицательных пионов, рожденных в центральных соударениях релятивистских ядер. ЯФ 32, 1980, стр. 699.
11. М.Аникина, ..., Г.Варденга и др. Отношение среднего числа  $\pi^-$ -мезонов к среднему числу провазимодействовавших протонов в центральных ядро-ядерных взаимодействиях. ЯФ 38, 1983, с. 1480.
12. М.Х.Аникина,...,Г.Л.Варденга и др. Экспериментальные данные по среднему числу провазимодействовавших протонов в неупругих и центральных ядро-ядерных взаимодействиях при энергии 3,6 ГэВ/нуклон. ОИЯИ, PI-86-477, Дубна, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 августа 1987 года.