



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2006-100

На правах рукописи
УДК 539.172.12

АВДЕЕВ
Сергей Петрович

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
И ДИНАМИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
В ПРОЦЕССЕ ЯДЕРНОЙ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИИ
НА ПУЧКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛЕГКИХ ИОНОВ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра и
элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 14.07.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,75. Уч.-изд. л. 2,46. Тираж 100 экз. Заказ № 55406.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.
E-mail: publish@pds.jinr.ru

Дубна 2006

Работа выполнена в Объединённом институте ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
(ИЯИ РАН, г. Москва)

Алексей Борисович
Курепин

доктор физико-математических наук
(РНИЦ "Курчатовский институт", г. Москва)

Алексей Алексеевич
Оглоблин

доктор физико-математических наук
(ОИЯИ, ЛЯР, г. Дубна)

Гурген Мкртычевич
Тер-Акопян

Ведущая организация:

СПбГУ НИИ физики им. В.А.Фока, г. Санкт-Петербург.

Защита диссертации состоится « _____ » _____ 2006 года в « _____ » часов на заседании диссертационного совета Д-720.001.06 в Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в НТБ Объединённого института ядерных исследований.

Автореферат разослан « _____ » _____ 2006 года.

Учёный секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



А.Г.Попеко

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Ядерная фрагментация была открыта 60 лет назад при изучении космических лучей, когда было обнаружено появление ядерных фрагментов при взаимодействии релятивистских протонов с различными мишенями. Были обнаружены фрагменты тяжелее α частиц и легче, чем осколки деления. В настоящее время они стали называться *Фрагментами Промежуточной Массы* (ФПМ, $3 \leq Z \leq 20$). В 50х годах этот эффект был обнаружен в экспериментах на ускорителях. В 1982г. было открыто множественное образование ФПМ (ядерная мультифрагментация) при взаимодействии ^{12}C (250 МэВ/нукл.) с ядрами фотоэмульсий на ускорителе Бевалак в Беркли. Это наблюдение стимулировало многие теоретические модели развивать привлекательную идею о том, что множественное образование ФПМ может иметь отношение к фазовому переходу *жидкость-газ* в ядерной материи.

Характеристики процесса сильно зависят от входного канала, т.е. по существу, от соотношения между тепловой и коллективной компонентой энергии возбуждения, связанными с сжатием, вращением и деформацией промежуточной системы. Коллективная компонента может быть очень значительной для соударений тяжёлых ионов, приводя к появлению, так называемых, динамических эффектов, и они могут быть определяющими для результата соударения. Так при достаточно сильном сжатии даже холодное ядро разваливается на куски на стадии декомпрессии. Ситуация близка к этому в центральных соударениях при энергиях (200-400) МэВ на нуклон. В этом случае следует говорить о "динамической" мультифрагментации, когда взаимодействие между сталкивающимися ядрами сопровождается сжатием, быстрым вращением и изменением формы возбуждённого ядра. Термодинамические модели здесь не работают.

Другой предельный случай (при использовании лёгких релятивистских ионов) – "тепловая мультифрагментация", когда энергия возбуждения ядра почти целиком тепловая, и реализуется благоприятная ситуация для применения термодинамических подходов в описании ядерного фазового перехода "жидкость-газ". В этом случае динамические эффекты становятся пренебрежимо

малыми. Другим положительным моментом в использовании лёгких ионов является то, что в этом случае все фрагменты образуются одним источником - медленно движущимся спектатором мишени, энергия возбуждения которого практически полностью тепловая. На 4л установках ФАЗА и ISiS было показано, что тепловая мультифрагментация происходит при взаимодействии лёгких релятивистских частиц ($p, \bar{p}, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}, \pi^-$) с тяжёлыми мишенями, и фрагменты испускаются из возбуждённого ядра-остатка после его расширения, происходящего под действием теплового давления.

Накоплен огромный экспериментальный материал в исследовании ядро-ядерных взаимодействий при релятивистских энергиях с использованием трековых (пузырьковых и искровых камер), ядерных фотоэмульсий и активационного анализа. Однако, детальная информация о механизме и временной шкале процесса может быть получена только с использованием многодетекторных 4л систем.

Основная цель. Целью настоящей работы является изучение поведения разреженной ядерной материи при температурах ниже критической, соответствующей фазовому переходу “жидкость-газ”. Изучение тепловой мультифрагментации позволяет решать эту задачу. Этот процесс происходит при взаимодействии релятивистских лёгких частиц с тяжёлой мишенью, когда энергия возбуждения ядра-остатка является полностью тепловой. Это новый многотельный процесс распада очень горячего ядра (спектатора мишени), происходящий с эмиссией нескольких ФПМ.

Научная новизна. Впервые экспериментально доказано для горячих ядер ($E^* > 300$ МэВ), получаемых на релятивистских пучках $p, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$, что испарение частиц сменяется процессом тепловой ядерной мультифрагментации. Это новый многотельный тип распада возбуждённых ядер, при котором происходит множественная эмиссия ФПМ. Это процесс взрывного типа, происходящий за время $\sim 10^{-22}$ с (50fm/c). Столь короткое время впервые установлено в представленной диссертации путём тонкого анализа угловой корреляции генетически связанных фрагментов.

При переходе от протонного пучка к более тяжёлым бомбардирующим частицам спектры кинетических энергий становятся более жесткими. Впервые экспериментально доказано, что более жёсткие спектры кинетических энергий обусловлены радиальным коллективным потоком в фрагментирующем ядре в момент развала, вызванного более значительным разогревом спектатора мишени на пучках ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ (а следовательно и более высоким тепловым давлением). Выделение коллективной компоненты из кинетической энергии фрагментов и анализ её корреляции с зарядом фрагмента позволили получить интересную и неожиданную информацию о пространственной конфигурации системы в момент развала: получена зависимость средних радиальных координат ФПМ от их заряда. Оказалось, что средняя радиальная координата фрагментов уменьшается с увеличением Z значительно быстрее, чем предсказывается в SMM. Отклонение данных от предсказаний Статистической Модели Мультифрагментации связано с тем, что модель предполагает одинаковую вероятность образования ФПМ в любой доступной точке системы. В действительности это не так, более тяжёлые фрагменты преимущественно рождаются ближе к центру системы, что указывает на неоднородное распределение плотности в сильно возбужденном ядре.

На защиту выдвигаются следующие основные положения :

1. Создана первая в мире 4л-установка ФАЗА для изучения тепловой мультифрагментации высоковозбужденных спектаторов мишени, образующихся в соударениях лёгких релятивистских ионов с ядрами.
2. Впервые было доказано в 1994г. путём измерения среднего времени эмиссии фрагментов, что тепловая мультифрагментация - действительно новый, многотельный тип распада горячих ядер, а не последовательное и независимое испарение частиц. В наиболее “чистом” виде тепловая мультифрагментация имеет место при соударении релятивистских протонов с ядрами.
3. С увеличением энергии пучка средняя множественность ФПМ растёт, но достигает насыщения при энергиях, превышающих 6 ГэВ. Это наблюдение не удаётся описать в традиционной

двухступенчатой модели: внутриядерный каскад + статистическая модель мультифрагментации. Делается вывод, что внутриядерный каскад плохо описывает свойства остаточных ядер (A, Z, E^*), особенно в области больших энергий возбуждения, где и происходит многотельный развал ядер.

4. Для более адекватного описания свойств фрагментирующих ядер развита эмпирическая процедура учета дополнительного сброса энергии и массы на стадии расширения ядра (за счет теплового давления) перед развалом. Это делается введением одного параметра « a », который выбирается из условия согласия с экспериментом по средней множественности фрагментов. Таким образом, получается модель $RC + \alpha + SMM$, которая успешно описывает распределения ФПМ по множественности и заряду, спектры кинетических энергий, угловые распределения для соударений $p + Au$.

5. Эта модель успешно описывает распределения по множественности и заряду фрагментов, и для соударений ${}^4\text{He} + Au$, и ${}^{12}\text{C} + Au$, что указывает на то, что по этим характеристикам при переходе от протонов к более тяжелым бомбардирующим частицам в механизме реакции ничего не меняется: во всех случаях - тепловая мультифрагментация.

6. При переходе от протонного пучка к более тяжелым бомбардирующим частицам спектры кинетических энергий становятся более жесткими. Это вызвано появлением коллективной компоненты в спектре кинетической энергии фрагментов. Она связана с радиальным коллективным потоком в фрагментирующем ядре в момент развала, вызванного более значительным разогревом спектатора мишени на пучках ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ (а следовательно и более высоким тепловым давлением).

7. Выделение коллективной компоненты из кинетической энергии фрагментов и анализ её корреляции с зарядом фрагмента позволили получить интересную и неожиданную информацию о пространственной конфигурации системы в момент развала: получена зависимость средних радиальных координат ФПМ от их заряда. Оказалось, что средняя радиальная координата фрагментов уменьшается с увеличением Z значительно быстрее, чем предсказывается в SMM. Отклонение данных от предсказаний Статистической Модели Мультифрагментации связано с тем, что модель предполагает одинаковую вероятность образования ФПМ в

любой доступной точке системы. В действительности это не так, более тяжелые фрагменты преимущественно рождаются ближе к центру системы, что указывает на неоднородное распределение плотности в сильно возбужденном ядре.

8. Проведенные исследования приводят к заключению о том, что, несмотря на общий успех Статистической Модели Мультифрагментации, описание условий в момент развала возбужденного ядра слишком упрощено в этой модели. Исследование энергетических спектров фрагментов является эффективным способом получения информации о конфигурации и динамике ядерной системы в момент развала.

Все результаты получены впервые.

Практическая ценность диссертации.

В диссертации разработана комбинированная модель ядерной мультифрагментации $RC + \alpha + SMM$ на пучках релятивистских частиц. Быстрая стадия взаимодействия описывается как внутриядерный каскад. На стадии расширения ядра перед развалом используется *развитая в диссертации* эмпирическая процедура учёта дополнительного сброса энергии и массы. Это делается введением одного параметра « a », который выбирается из условия согласия с экспериментом по средней множественности фрагментов. Распад горячего остаточного ядра рассматривается в рамках статистической модели мультифрагментации. Разработанная комбинированная модель успешно использовалась для сравнительного анализа экспериментальных данных по ядерной мультифрагментации на пучках релятивистских протонов, ядер гелия и углерода. Методы и результаты исследований горячих ядер ($E^* > 300$ МэВ) могут найти применение в физике атомного ядра и элементарных частиц.

Апробация диссертации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, неоднократно докладывались на семинарах ЛЯП, специализированном научном семинаре по релятивистской ядерной физике ЛВЭ, семинаре научно-экспериментального отдела ядерной спектроскопии и радиохимии ЛЯП, на Международной школе-семинаре по физике тяжёлых ионов (Дубна, 1993г.), на XXII международном совещании по свойствам ядер (Хиршег, Австрия,

1994г.), на втором международном симпозиуме по ядерной фрагментации (Санкт-Петербург, Россия, 1994г.), на XV конференции по физике ядерного деления (Санкт-Петербург, Россия, 1995г.), на Международной школе-семинаре по физике тяжёлых ионов (Дубна, 1997г.), на IX Международной конференции по механизмам ядерных реакций (Варена, Италия, 2000г.), на Международном рабочем совещании по релятивистской ядерной физике (Варна, Болгария, 2001г.), на VIII международной конференции по ядро-ядерным взаимодействиям (Москва, Россия, 2003г.), на 18й международной конференции по фазовым переходам в сильно взаимодействующей материи (Прага, Чехия, 2004г.), на LV национальной конференции по ядерной физике (Санкт-Петербург, Россия, 2005г.), на Международном рабочем совещании по мультифрагментации (Катания, Италия, 2005г.).

Публикации. Включённые в диссертацию результаты опубликованы в 31 работе.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения, содержит 98 страниц текста с 43 рисунками, 6 таблиц и библиографический список литературы из 97 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении кратко дано обоснование актуальности и важности исследования множественного образования ФПМ.

В первой главе изложена постановка физической задачи. Представлены распределения по массам фрагментов (см. рис. 1) в функции множественности лёгких заряженных частиц (ЛЗЧ, $Z \leq 2$), полученные при взаимодействии ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$. Показано, что для небольших значений множественности ЛЗЧ распределение по массам включает в себя две компоненты. Одна из компонент содержит тяжёлые фрагменты с массами, близкими к $A=80$ и, в основном, состоит из фрагментов деления. Вклад этой компоненты быстро исчезает с увеличением множественности ЛЗЧ, что отражает возрастание энергии возбуждения.

Вторая компонента состоит из лёгких масс и присутствует в распределении по массам для всех множественностей ЛЗЧ. Массовое распределение в этом регионе хорошо описывается степенной функцией $A^{-\tau}$ для масс в диапазоне $10 \leq A \leq 40$. Была сделана оценка полного поперечного сечения процесса фрагментации для взаимодействия ${}^4\text{He} + \text{Au}$: $\sigma_{MF} \approx 400 \text{ mb}$, что составляет значительную часть от полного неупругого поперечного сечения (15-20%). Величина σ_{MF} связана с σ_{IMF} (поперечное сечение образования ФПМ) простым выражением:

$$\sigma_{MF} = \sigma_{IMF} / \langle M_{IMF} \rangle,$$

где M_{IMF} - множественность событий, в которых образованы ФПМ. Определяется функция отклика $Q(M_A, M)$ установки ФАЗА, которая даёт вероятность регистрации M_A фрагментов, для события с M фрагментами. Функция отклика включает в себя вероятность



Рис.1. Распределение по массам фрагментов в функции множественности ЛЗЧ, полученное в реакции ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$.

триггерования, пропорциональную M , и вероятность регистрации в ДМФ M_A фрагментов из оставшихся после триггерования $M-1$ исходных фрагментов, которая описывается биномиальным распределением. Функция отклика имеет следующий вид:

$$Q(M_A, M) = \frac{M!}{M_A!(M-1-M_A)!} P^{M_A} (1-P)^{M-1-M_A},$$

где $P = N\varepsilon/72$, N - число детекторов ДМФ, ε - средняя эффективность регистрации фрагмента одним детектором.

Используются две возможности для получения исходного распределения по множественности $W(M)$ из измеряемого распределения $W_A(M_A)$. В первом случае делается предположение о форме исходного распределения. Предполагается, что это Ферми функция:

$$W(M) = \frac{P_1}{1 + \exp\left(\frac{M - P_2}{P_3}\right)},$$

что следует из расчётов, сделанных в рамках статистической модели мультифрагментации. Исходное распределение $W(M)$ параметризуется (P_1, P_2, P_3 - параметры Ферми распределения). Далее, делается свёртка исходного распределения с функцией отклика по формуле

$$W_A(M_A) = \sum_{M=M_A+1} Q(M_A, M) \cdot W(M).$$

Полученная функция используется для фитирования экспериментальных данных, что даёт возможность получить значения свободных параметров. Во втором случае происходит прямая реконструкция исходного распределения $W(M)$ с использованием обратной функции отклика $Q^{-1}(M, M_A)$:

$$W(M) = \sum_{M_A=0}^{M-1} Q^{-1}(M, M_A) \cdot W_A(M_A).$$

Обратная функция отклика находится из соотношения:
 $Q^{-1} \cdot Q = 1.$

Обе процедуры дают поразительно близкие результаты. Делается сравнительный анализ полученных средних множественностей ФПМ для реакций $p(2.1 \text{ ГэВ}) + Au$, $p(3.6 \text{ ГэВ}) + Au$, $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + Au$, $C(22.4 \text{ ГэВ}) + Au$ с расчётом, выполненным в рамках таких моделей, как: модель внутрядерного

каскада (RC) + модель расширяющегося излучающего источника (EES); RC и модель статистической мультифрагментации (SMM); RC и SMM с включением предравновесия. Показано, что экспериментальные значения средней множественности выходят на насыщение при энергиях около 6 ГэВ, что может быть обусловлено насыщением энергии возбуждения ядра-остатка. Сделан вывод, что каскад с предравновесной эмиссией или без неё не может описать свойства спектра мишени в широком диапазоне энергий налетающих частиц. Предложено эмпирическое решение этой проблемы. Энергия возбуждения E_R^{RC} ядра-остатка A_R получаемая в каскаде уменьшается на фактор α и переходит в энергию возбуждения E_{MF} фрагментирующего ядра, где α есть отношение экспериментальной и расчётной средней множественности $\alpha = \frac{\langle M_{\text{exper}} \rangle}{\langle M_{RC+SMM} \rangle}$. Другими словами, уменьшение энергии

возбуждения равно $\Delta E = (1 - \alpha) \cdot E_R^{RC}$. Из каскадных расчётов известно, что E_R^{RC} пропорционально потере нуклонов в процессе каскада ΔA^{RC} , т.е. $\Delta E = (1 - \alpha) \varepsilon_1 \Delta A^{RC}$, где ε_1 является средней энергией возбуждения на один испущенный в процессе каскада нуклон. Уменьшение массового числа ΔA , соответствующее уменьшению энергии возбуждения, есть $\Delta A = \Delta E / \varepsilon_2$, где ε_2 - эффективная средняя энергия, уносимая одним нуклоном. Полагая, что $\varepsilon_2 = \varepsilon_1$, получаем $\Delta A = (1 - \alpha) \Delta A^{RC}$. Эта эмпирическая комбинированная модель обозначается как RC+ α +SMM. Заряды, массы и энергетические характеристики фрагментирующих ядер для этой процедуры представлены в табл. 1 для различных взаимодействующих систем. Значения параметра α равны 0.93, 0.76, и 0.53 (для $p + Au$), 0.49 и 0.25 (для $He + Au$), 0.22 (для $C + Au$). Заметим, что энергии возбуждения, представленные в таблице 1, являются тепловыми по определению. Полная энергия возбуждения E_{MF}^* только несколько меняется с увеличением энергии пучка. В тоже самое время энергия возбуждения на нуклон растёт, поскольку массовые числа ядер-остатков уменьшаются, а средняя множественность ФПМ остаётся постоянной.

E ГэВ	Част.	Изм. M_{IMF}	Расчёт							Модель
			M_{IMF}	Z_R	A_R	Z_{MF}	A_{MF}	E_R	E_{MF}	
2.16	p	1.7±0.2	1.82	77	189	76	185	310	589	RC+SMM
			1.02	72	176	62	145	119	266	RC+PE+SMM
			1.69	77	188	75	183	288	564	RC+α+SMM
3.6	p	1.9±0.2	2.52	76	187	74	181	371	676	RC+SMM
			1.34	70	171	55	134	148	385	RC+PE+SMM
			1.89	75	184	73	175	282	568	RC+α+SMM
8.1	p	2.1±0.2	3.58	75	183	73	175	488	808	RC+SMM
			1.85	68	167	53	128	177	462	RC+PE+SMM
			2.0	72	176	67	158	259	529	RC+α+SMM
4.0	⁴ He	1.7±0.2	3.89	75	184	73	177	484	836	RC+SMM
			1.56	68	167	54	130	176	428	RC+PE+SMM
			1.77	73	177	69	161	238	502	RC+α+SMM
14.6	⁴ He	2.2±0.2	4.47	71	173	66	159	723	1132	RC+SMM
			3.06	63	153	48	116	377	824	RC+PE+SMM
			2.19	64	154	48	103	183	404	RC+α+SMM
22.4	¹² C	2.2±0.3	4.04	67	163	64	153	924	1216	RC+SMM
			2.85	60	146	47	113	638	1026	RC+PE+SMM
			2.17	59	139	41	86	207	415	RC+α+SMM

Таблица 1: Расчётные характеристики ядра-остатка при взаимодействии лёгких заряженных частиц с золотой мишенью. Z_R , A_R , E_R - средние значения заряда, массового числа и энергии возбуждения (МэВ) для всех неупругих взаимодействий. M_{IMF} , Z_{MF} , A_{MF} , E_{MF} - среднее число ФПМ, заряда, массового числа и энергии возбуждения (МэВ) для событий с испусканием ФПМ. Погрешность определения A_{MF} составляет 3%-14%, а E_{MF} - 10%-20%. Минимальные ошибки соответствуют пучку p(8.1 ГэВ), а максимальные - пучку ¹²C(22.4 ГэВ).

Вторая глава посвящена определению временной шкалы множественной эмиссии ФПМ, что является ключевым моментом в понимании процесса мультифрагментации. Имеет ли место последовательная и независимая эмиссия ФПМ, или происходит многотельный распад с почти "одновременной" эмиссией фрагментов? "Одновременным" называется образование всех исходных фрагментов за времена короче, чем время кулоновского взаимодействия между фрагментами τ_c - характерного времени ускорения в кулоновском поле источника, за которое фрагмент приобретает 63% от конечной кинетической энергии. При этом возможно вторичное, более медленное испарение нуклонов и α -частиц из возбуждённых исходных фрагментов. В данной главе измеряется средняя сдвигка во времени между моментами вылета двух фрагментов τ_{em} . Показано, что $\tau_{em} < \tau_c$, для взаимодействия ⁴He + Au при энергии налетающих α -частиц 14.6 ГэВ, т.е. в этом случае имеет место многотельный распад, а не последовательное и независимое испарение фрагментов. Средний временной интервал между последовательно испущенными фрагментами зависит от средней множественности ФПМ:

$$\tau_{em} = \frac{\tau}{M-1} \sum_{n=1}^{M-1} \frac{1}{n},$$

и примерно равен среднему времени жизни τ . Для определения временной шкалы процесса проводился анализ корреляционной функции двух ФПМ из одного события в функции их относительного угла. Корреляционная функция претерпевает минимум при $\Theta_{rel} = 0$, происходящий из-за кулоновского отталкивания между совпадающими фрагментами. Величина этого эффекта сильно зависит от среднего времени жизни τ . В данной главе определяется временная шкала эмиссии ФПМ из сравнения экспериментальной корреляционной функции с расчётной для многотельных кулоновских траекторий, в которых τ_{em} берётся в качестве параметра.

Для изучения угловых корреляций фрагментов в функции их относительных углов измерялась скорость совпадений сигналов триггерного телескопа i и сцинтилляционного счётчика k : $dY_i(\Theta_{ik})/d\Omega_k = Y_{ik}$. Корреляционная функция $C_f(\Theta_{rel})$ определялась как

отношение Y_{ik} к скорости счёта в том же сцинтиляторе k , но триггеруемом “удалённым” телескопом j , для которого $\Theta_{ik} > 90^\circ$. Обе скорости счёта нормировались на число триггерных отсчётов. Суммирование по разным телескопам i даёт:

$$C_f(\Theta_{rel}) = C \sum Y_{ik}(\Theta_{ik}) \cdot \frac{N_j}{N_i Y_{jk}},$$

где $i = 1-5$, $k = 1-64$ и C является нормировочной константой. Заметим, что используемое определение корреляционной функции приводит к компенсации разбросов эффективностей телескопов, сцинтилляторов и влияния угловой анизотропии по отношению к направлению пучка. В представленном анализе учитывался распад горячих фрагментов перед их регистрацией. Начальное время движения каждого фрагмента в событии вдоль кулоновской траектории выбиралось генератором случайных чисел в соответствии с вероятностью распада системы: $P(t) \sim \exp(-t/\tau)$, где τ - среднее время жизни фрагментирующего источника. Рис. 2. показывает экспериментальные данные и результаты расчёта распределения относительных углов совпадающих фрагментов. Для уменьшения статистической погрешности использовался весь массовый диапазон регистрируемых фрагментов ($6 \leq A \leq 30$). Расчёт был выполнен для значений τ равных 0, 100, 400 и 800 fm/c. Наилучшее согласие экспериментальных данных и расчёта соответствует мгновенному распаду. Экспериментальная точка для 25° отстоит от теоретической кривой для $\tau = 100$ fm/c более, чем три стандартных ошибки. Отсюда мы можем заключить, что среднее время жизни фрагментирующей системы определённо меньше, чем 70 fm/c. Таким образом, образование ФПМ происходит в результате многотельного распада горячих расширяющихся ядер. Продемонстрирована модельная устойчивость результатов расчёта к зависимости от времени распада возбуждённых фрагментов и от объёма системы в момент развала.



Рис.2. Распределение относительных углов между двумя ФПМ ($6 \leq A \leq 30$). Символы - экспериментальные данные. Кривые рассчитаны для различных времён жизни τ фрагментирующей системы: сплошная линия - $\tau = 0$, пунктирные линии - расчёт для $\tau = 100, 400$ и 800 fm/c.

Глава 3 посвящена определению скорости источника в реакциях $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + Au$, $C(22.4 \text{ ГэВ}) + Au$. Показано также, что процесс мультифрагментации соответствует объёмному распаду расширенной системы.

В разделе 3.1 для проверки близости излучающей системы к тепловому равновесию сделан анализ зависимости поперечной скорости β_{\perp} фрагментов углерода в функции их продольной скорости β_{\parallel} для одинаковых инвариантных поперечных сечений в

реакциях $p(8.1 \text{ ГэВ})+Au$, ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ})+Au$, ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ})+Au$ и ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ})+Au$. На рис.3. показана экспериментальная зависимость β_{\perp} от β_{\parallel} фрагментов углерода для взаимодействия ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ})+Au$. Точки, отвечающие одному телескопу, лежат на одной прямой, проходящей через $\beta_{\parallel} = 0$ и $\beta_{\perp} = 0$, поскольку имеют одинаковый лабораторный угол $\Theta_{\text{лаб}}$. Линии - результат фитирования экспериментальных данных окружностями, для которых скорость источника $\beta_{\text{источника}}$ (положения центров окружностей) и скорость фрагмента $\beta_{\text{ФПМ}}$ (радиус окружности) относительно источника были свободными параметрами. Видно, что эмиссия фрагментов углерода происходит изотропно в системе одного движущегося равновесного источника, поскольку экспериментальные значения хорошо описываются окружностями.

$\alpha(14.6 \text{ GeV}) + Au = C + \dots$

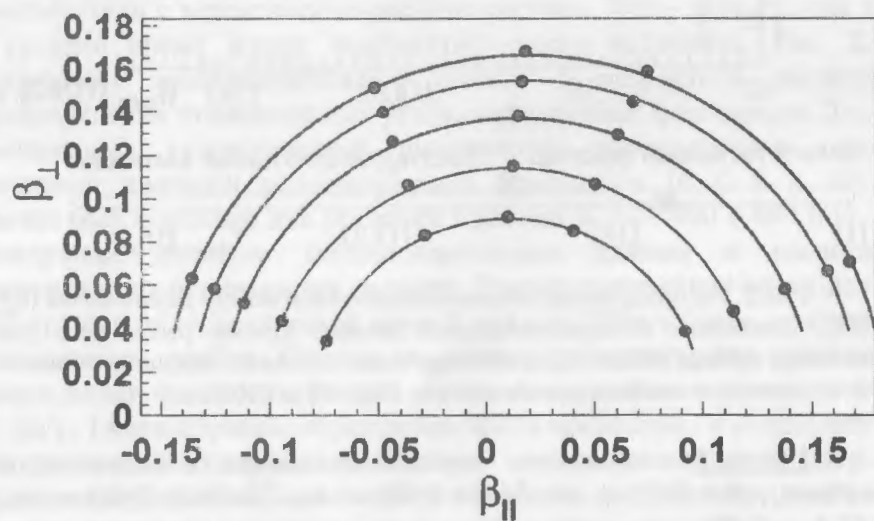


Рис.3. Символами представлены экспериментальные значения продольной и поперечной скоростей (β_{\parallel} и β_{\perp}), соответствующих одинаковым инвариантным поперечным сечениям $(E/p^2)d^2N/dp d\Omega$ в реакции ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ})+Au$.

Средние значения $\beta_{\text{источника}}$ находятся в диапазоне (0.01-0.02)c и близки к значениям скоростей источников, полученных в расчётах по RC+ α +SMM для всех случаев за исключением ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ})+Au$, где расчёт даёт меньшее значение скорости источника. Расчётные средние значения скоростей источника:

$$0.76 \cdot 10^{-2} \quad p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$$

$$1 \cdot 10^{-2} \quad {}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + Au$$

$$1.36 \cdot 10^{-2} \quad {}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + Au$$

$$1.7 \cdot 10^{-2} \quad {}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + Au.$$

Анализ зависимости скорости источника от скорости ФПМ показывает, что взаимодействия $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + Au$ могут быть описаны одним источником, в то время как в случае ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + Au$ скорость источника растёт с увеличением энергии ФПМ, что связано, видимо, с большим переданным импульсом ядру-остатку.

В разделе 3.2 определяется плотность системы в момент развала спектатора мишени. Для ответа на этот вопрос было измерено распределение относительных скоростей совпадающих ФПМ для больших корреляционных углов ($150^\circ - 180^\circ$) в реакции ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ})+Au$. Кинетические энергии фрагментов определяются, в основном, ускорением в кулоновском поле фрагментирующего ядра. Следовательно, скорость фрагмента чувствительна к конфигурации системы в момент развала. Измеренное распределение относительных скоростей, совпадающих ФПМ, сдвинуто в область меньших относительных скоростей по сравнению с расчётом, выполненным для поверхностной эмиссии, что является аргументом в пользу объёмной эмиссии фрагментов. После количественного анализа данных в рамках RC+ α +SMM было показано, что эмиссия фрагментов происходит из расширенной системы со средней плотностью в 3-4 раза меньшей, чем нормальная плотность. Аналогичный вывод следует из анализа спектров кинетических энергий фрагментов. Следовательно, мультифрагментация представляет собой процесс, происходящей в спиноподобной области. Этот вывод согласуется с результатами анализа временной шкалы, представленными во второй главе, где показано, что это

очень быстрый процесс.

Из анализа данных для взаимодействия $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$ делается вывод о существовании двух характеристических объёмов. Первый объём отвечает за образование префрагментов, которые взаимодействуют между собой ядерными силами. Данный объём получается из анализа зарядовых распределений и равен $(2.6 \pm 0.3)V_0$. Во втором характерном объёме прекращается ядерное взаимодействие между префрагментами. Далее они взаимодействуют только посредством кулоновских сил. Данный объём может быть получен из анализа кинетических энергий фрагментов и получается равным $(5 \pm 1)V_0$. Впервые такая аналогия между процессом деления и процессом мультифрагментации была проведена в работе Løpez и Randrup, которая называется "Теория ядерной мультифрагментации".

В разделе 3.3 представлены угловые распределения фрагментов углерода в лабораторной системе координат, полученные в реакциях ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + Au$, ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + Au$. Распределения имеют ассиметрию в пользу малых углов, появление которой обусловлено движущимся вдоль пучка источником. Данные хорошо описываются модельными расчётами, за исключением (как и для скорости источника) гелиевого пучка с малой энергией. В этом случае передние углы более выделены, что может свидетельствовать о большем переданном импульсе по сравнению с модельным предсказанием, что, в свою очередь, должно приводить к большей скорости источника и более крутому угловому распределению. Далее в этом разделе был выполнен сравнительный анализ зарядовых распределений ФПМ при взаимодействии релятивистских протонов, гелия и углерода с золотой мишенью. Показано, что во всех взаимодействиях зарядовые распределения получаются близкими и хорошо описываются $RC+\alpha+SMM$ моделью. Основное поведение зарядовых распределений хорошо описывается и степенным законом $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$. Были получены следующие значения параметра τ :

$$p(2.1 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 2.17 \pm 0.08;$$

$$p(3.6 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 1.90 \pm 0.06;$$

$$p(8.1 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 1.88 \pm 0.06;$$

$${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 1.93 \pm 0.06;$$

$${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 2.0 \pm 0.1;$$

$${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 2.1 \pm 0.1;$$

$${}^{12}\text{C}(44 \text{ ГэВ}) \quad \tau = 2.6 \pm 0.1.$$

В работах P.J.Siemens (1982г.) и A.S.Hirsch (1984г.) было показано, что выход ФПМ, подчиняющийся степенному закону, обусловлен близостью распадающегося ядерного вещества к критической точке фазового перехода жидкость-газ. Классическая капельная модель Фишера предсказывает степенной закон распределения размеров капелек жидкости с показателем степенной функции $\tau = 2-3$ в критической точке. Однако, в настоящий момент степенной закон хорошо объясняется при температурах много меньших, чем критическая. В данном разделе третьей главы показано, что чистая термодинамическая SMM модель хорошо описывает зарядовые распределения ФПМ, подчиняющиеся степенному закону, с температурой в момент развала спектатора мишени 5-6 МэВ, в то время как критическая температура (при которой исчезает поверхностное натяжение) равна $T_c = 18 \text{ МэВ}$.

В четвёртой главе проводится анализ кинетических энергий фрагментов, возникающих в результате взаимодействия пучков $p(2.1, 3.6 \text{ и } 8.1 \text{ ГэВ})$, ${}^4\text{He}(4 \text{ и } 14.6 \text{ ГэВ})$ и ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ})$ с золотой мишенью. Спектры кинетических энергий, полученные в реакции $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$, хорошо описываются модифицированным вариантом каскадной и SMM модели. Однако в реакциях, происходящих под действием ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$, наблюдается большее, по сравнению с расчётом, количество энергичных ФПМ. Сделан вывод о наличии коллективного потока системы, возникающего под действием высокого теплового давления. Предполагая линейное распределение скорости потока, получена скорость потока на поверхности $0.1c$ как для ${}^4\text{He} + Au$, так и для ${}^{12}\text{C} + Au$ взаимодействий. Детальное изучение кинетических энергий

фрагментов указывает на то, что тяжёлые фрагменты с большей вероятностью образуются во внутренней части системы.

В разделе 4.1 сделан анализ экспериментальных спектров кинетических энергий фрагментов, полученных при взаимодействии релятивистских протонов, ${}^4\text{He}$ и ${}^{12}\text{C}$ с золотой мишенью.

В общем случае кинетическая энергия фрагментов обусловлена тепловым движением, кулоновским отталкиванием, вращением и потоком ($E = E_{th} + E_C + E_{rot} + E_{flow}$). Кулоновская энергия значительно больше тепловой. Во второй главе было показано, что при взаимодействии ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ вклад кулоновской энергии в среднюю энергию фрагментов углерода в три раза больше вклада тепловой энергии.

Вклад коллективного потока для взаимодействия $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ был оценен путём сравнения измеряемых спектров кинетических энергий ФПМ с расчётными в SMM модели при отсутствии потока. Из этого анализа следует, что вклад потока в кинетическую энергию фрагментов не превышает величины $v_{flow} \approx 0.02c$. В разделе 4.1 показано, что расчётные спектры фрагментов углерода, полученные при взаимодействии $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$, согласуются с экспериментальными спектрами. Близкая ситуация наблюдается для спектров углерода в реакции ${}^4\text{He}(4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$, но для взаимодействия ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ и ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ измеряемые спектры кинетических энергий более жёсткие, чем расчётные. Показано, что полученное отклонение не может быть обусловлено эффектом углового момента. Для оценки ротационной части энергии E_{rot} можно рассмотреть однородное классическое вращение системы с массой A и полной ротационной энергией E_L . Тогда средняя ротационная энергия фрагмента с массой $A_{ФПМ}$ равна

$$\langle E_{rot} \rangle / A_{ФПМ} = \frac{5}{3} \left\langle \frac{E_L}{A} \right\rangle \frac{\langle R_Z^2 \rangle}{R_{sys}^2},$$

где R_Z и R_{sys} радиальные координаты фрагмента и радиус системы, соответственно. Расчёт ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ взаимодействия по каскадной модели даёт для среднего углового момента спектра мишени величину $L = 36\hbar$, которую надо уменьшить в полтора раза за счёт уменьшения массы при движении к точке развала. Окончательная оценка величины $\langle E_L \rangle$ даёт значение 5 МэВ, а для величины $\langle E_{rot} \rangle \approx 0.04 \text{ МэВ/нукл.}$, которая на порядок меньше

превышения энергии для лёгких фрагментов. Следовательно, мы можем полагать, что превышение энергии обусловлено радиальным расширением системы. То, что поток радиален, следует из зависимости инвариантных поперечных сечений от скорости ФПМ, где не видно заметных отклонений от круговой симметрии.

В разделе 4.2 для оценки энергии потока фрагментов была посчитана разность между измеряемой и расчётной энергией ФПМ. В расчёте предполагалось отсутствие потока в системе. Результат расчёта представлен на рис.4. Показанные ошибки включают в себя как статистическую погрешность измерения, так и систематическую, которая была оценена в 5% из калибровки энергетической шкалы. Была сделана попытка описания данных путём добавления радиальной скорости для каждой частицы в момент freeze out. Другими словами, в расчёте многотельных кулоновских траекторий к тепловому движению была добавлена скорость радиального расширения. Предполагалось однородное радиальное расширение, в котором скорость потока является линейной функцией расстояния частицы от центра масс. Скорость частицы Z , расположенной на радиусе R_Z , бралась следующим

$$\text{образом: } \bar{v}_{flow}(Z) = v_{flow}^0 \cdot \frac{\bar{R}_Z}{R_{sys}},$$

где v_{flow}^0 радиальная скорость на поверхности системы. Величина v_{flow}^0 была выбрана таким образом, чтобы описать измеренную среднюю кинетическую энергию фрагментов углерода. Линией на верхнем рис.4. показана разность средних значений кинетических энергий для расчёта с потоком $v_{flow}^0 = 0.1c$ и $v_{flow}^0 = 0$. Данные заметно отличаются от расчётных для Li и Be . Это может быть обусловлено испусканием частиц на ранней стадии из горячей и плотной системы. В пользу такого предположения говорит тот факт, что дополнительная энергия фрагментов Li , по отношению к расчётной величине, хорошо видна на рис.4. даже для фрагментации происходящей под действием протонов, где не ожидается значительного потока. Эта особенность лёгких фрагментов уже отмечалась группой ISiS для взаимодействия ${}^3\text{He}(4.8 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$.

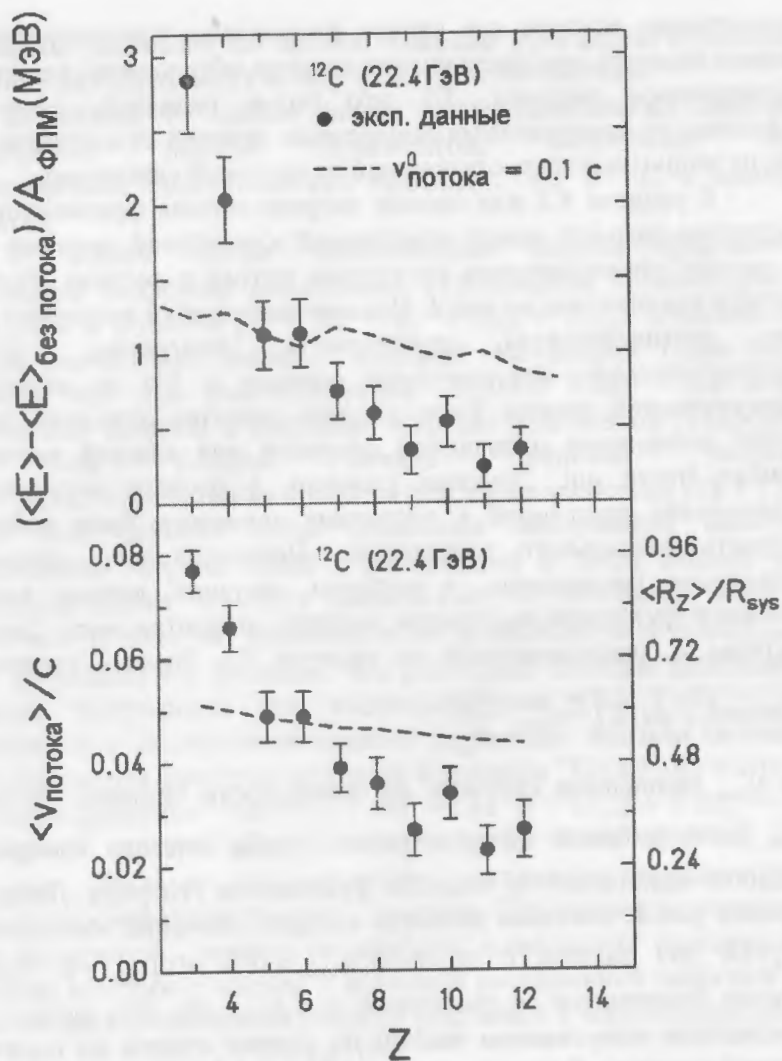


Рис.4. **Верхний рисунок:** Энергия потока (разность между измеренной кинетической энергией фрагмента и расчётной энергией, полученной при отсутствии потока в системе) на нуклон. **Нижний рисунок:** Экспериментальная скорость потока для $^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ взаимодействия в функции заряда фрагмента и средние относительные радиальные координаты фрагментов (правая шкала), в предположении линейного радиального профиля скорости расширения. Линией показаны средние радиальные координаты, полученные в SMM.

Расчёт средних кинетических энергий фрагментов тяжелее углерода даёт большие, по сравнению с экспериментальными данными, значения и, как видно на рис.4., слабо уменьшается с увеличением заряда фрагмента. Такое поведение средних энергий потока фрагментов в функции их заряда понятно, поскольку они пропорциональны $\langle R_z^2 \rangle$. Эта величина слабо меняется в SMM коде с изменением заряда фрагмента, поскольку предполагается одинаковая вероятность образования фрагментов с зарядом Z в любой точке объёма в момент развала. Это предположение является следствием модельного упрощения, когда рассматривается однородная система с постоянной плотностью $\rho(r) = \text{const}$ для $r \leq R_{\text{sys}}$. Разница между экспериментальными данными и расчётом на рис.4. означает, что распределение плотности не является однородным. В действительности, если фрагменты образуются за счёт флуктуаций плотности, образование тяжёлых ФПМ предпочтительнее оказывается в более плотной внутренней части расширяющегося ядра. Это наблюдение согласовано с анализом средних энергий ФПМ, выполненным для фрагментации мишени, происходящей под действием релятивистских протонов, где измеряемые энергии меньше расчётных для фрагментов тяжелее Ne . Это наблюдение становится понятным при увеличении вероятности нахождения тяжёлых фрагментов во внутренней области объёма в момент развала системы, где кулоновское поле уменьшено. Расхождение данных с расчётом уменьшается, но остаётся при использовании квадратичного радиального распределения скорости расширения. Уменьшение энергии потока для тяжёлых фрагментов наблюдается и для центральных соударений тяжёлых ионов. Этот эффект становится очень важным при энергиях $\leq 1000 \text{ АМэВ}$ и согласуется с нашим предположением о распределении плотности горячей системы в момент развала.

Средняя скорость потока фрагментов в функции заряда фрагмента представлена в нижней части рис.4. Полученные значения для Li и Be следует рассматривать как верхний предел, поскольку в этом случае возможен вклад предравновесной эмиссии. Соответствующие значения отношения радиусов $\langle R_z \rangle / \langle R_{\text{sys}} \rangle$ получены в предположении линейного радиального распределения скорости расширения и могут быть прочитаны на правой шкале ординат нижнего рис.4. Пунктирная линия показывает средние

радиальные координаты фрагментов, соответствующие SMM коду. Как было упомянуто выше, расчётные значения $\langle R_z \rangle / \langle R_{sys} \rangle$ только слегка уменьшаются с ростом Z , в противоположность экспериментальным данным.

Полная энергия расширения может быть оценена интегрированием энергии потока фрагмента по доступному объёму. Для однородной системы получается:

$$E_{flow}^{tot} = \frac{3}{10} A \cdot m_N (v_{flow}^0)^2 (1 - r_N / R_{sys})^5,$$

где m_N, r_N масса и радиус ядра. Для взаимодействия $^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ полная энергия расширения $E_{flow}^{tot} \approx (100 - 130) \text{ МэВ}$ при скорости потока на поверхности $0.1c$. Аналогичный результат получается и для взаимодействия $^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$.

В Заключение подробно представлены основные результаты диссертации и обсуждены направления дальнейшего развития данного проекта. **В Приложении** даны таблицы с зарядовыми и массовыми распределениями фрагментов.

Результаты, включённые в диссертацию, опубликованы в следующих работах:

1. С.П.Авдеев и др. "ФАЗА" – установка для исследования множественной эмиссии фрагментов промежуточной массы в ядро-ядерных взаимодействиях (конструкция, эксперименты на макете). *Сообщение ОИЯИ, Дубна P7-89-29* (1989) 1-11.
2. С.П.Авдеев и др. Дискретный сцинтилляционный монитор для пучков релятивистских ядер. *ПТЭ № 1* (1993) 65-68.
3. С.П.Авдеев и др. Плёночные сцинтилляторы CsI(Tl) большой площади. *ПТЭ № 3* (1993) 74-78.
4. С.П.Авдеев и др. Электроника и программное обеспечение установки "ФАЗА". *ПТЭ № 3* (1993) 104-108.
5. S.P.Avdeyev et al. FASA – a 4π detector setup for the investigation of target multifragmentation in nucleus-nucleus collisions. *NIM A332* (1993) 149-156.

6. V.Lips, R.Barth..., S.P.Avdeyev et al. Multifragmentation induced by relativistic α -projectiles studied with the 4π setup FASA. *TH, Darmstadt IKDA 93/7* (1993) 1-11.
7. S.P.Avdeyev et al. Multifragmentation in $^4\text{He} + \text{Au}$ collisions at relativistic energies, studied with the 4π setup FASA. *Сообщение ОИЯИ, Дубна E7-93-278* (1993) 1-13.
8. V.Lips, R.Barth..., S.P.Avdeyev et al. Evidence for simultaneous breakup in reactions with relativistic α -projectiles. *Phys. Lett. B 338* (1994) 141-146.
9. V.Lips, R.Barth..., S.P.Avdeyev et al. Multifragmentation induced by relativistic α -projectiles. *Phys. Rev. Lett. 72(11)* (1994) 1604-1607.
10. S.Yu.Shmakov, S.P.Avdeyev et al. On the time scale of multifragment emission in $^4\text{He} + \text{Au}$ collisions at $E/A=3.65 \text{ GeV/nucleon}$. *Ядерная физика 58 № 10* (1995) 1735-1739.
11. V.A.Karnaukhov, S.P.Avdeyev et al. Decay of hot nuclei produced by relativistic light ions. *Сообщение ОИЯИ, Дубна E7-95-321* (1995) 1-14.
12. V.Lips, R.Barth..., S.P.Avdeyev et al. Multifragmentation induced by relativistic α -projectiles. *Nucl. Phys. A583* (1995) 585-588.
13. С.П.Авдеев и др. Установка для исследования ядерной мультифрагментации "ФАЗА". *ПТЭ № 2* (1996) 7-14.
14. В.А.Карнаухов, С.П.Авдеев и др. Ядерная мультифрагментация под действием релятивистских лёгких ионов. Проект ФАЗА-2. *Сообщение ОИЯИ P1-96-397* (1996) 1-16.
15. V.A.Karnaukhov, S.P.Avdeyev et al. "Thermal" multifragmentation induced in gold target by relativistic protons. *JINR Rapid Communication, Dubna 2[87]-96* (1996) 97-106.
16. S.P. Avdeyev et al. Thermal multifragmentation in $p + \text{Au}$ collisions at relativistic energies. *JINR Rapid Communication, Dubna No.2[82]-97* (1997) 71-80.
17. S.P.Avdeyev et al. Thermal multifragmentation in $p + \text{Au}$ interactions at 2.16, 3.6 and 8.1 GeV incident energies. *Eur. Phys. J. A3* (1998) 75-83.
18. H. Oeschler, A.S.Botvina..., S.P.Avdeyev et al. On the variation of the coulomb repulsion in multifragmentation. *IKDA 98/23 TU-Darmstadt* (1998) 1-12.

19. V.A. Karnaukhov, S.P.Avdeyev et al. Thermal and dynamic multifragmentation of hot nuclei, similarities and differences. *Acta Physica Polonica B* **30** №3 (1999) 429-444.
20. S.P. Avdeyev et al. Collective flow in multifragmentation induced by relativistic helium and carbon ions. *Письма в ЭЧАЯ* №2[99]-2000 (1999) 62-69.
21. H. Oeschler, A.S.Botvina..., S.P.Avdeyev et al. Variation of the coulomb repulsion in multifragmentation. *Письма в ЭЧАЯ* №2[99]-2000 (1999) 70-77.
22. A. Budzanowski, S.P.Avdeyev et al. From Multifragmentation To Quark Gluon Plasma *Proc. of IX Int. Conference on Nuclear Reaction Mechanisms, Varenna, Italy, June 5-10, 2000*, (2000) 537-544.
23. S.P. Avdeyev et al. Multifragmentation of gold nuclei by light relativistic ions: thermal breakup versus dynamical disintegration. *Ядерная физика* **64** № 9 (2001) 1628-1642.
24. S.P. Avdeyev et al. On the way from thermal multifragmentation to dynamical disintegration. *Nucl. Phys.* **A681** (2001) 287-290.
25. S.P. Avdeyev et al. Transition from thermal to rapid expansion in multifragmentation of gold induced by light relativistic projectiles. *Phys. Lett.* **B 503** (2001) 256-262.
26. С.П. Авдеев и др. Измерение толщин тонкослойных сцинтилляторов CsI(Tl). *ИТЭ № 5* (2001) 70-73.
27. S.P. Avdeyev. Windows software working with CAMAC on FASA-setup. *Proc. of IX Int. Workshop «Relativistic nuclear physics: from Hundreds of MeV to TeV», Varna, Bulgaria, Sept. 10-16, 2001, Volume 1* (2001) 156-159.
28. V.A.Karnaukhov, S.P.Avdeyev et al. Hot nuclei, thermal multifragmentation and nuclear liquid-gas phase transition. *Proc. of IX Int. Workshop «Relativistic nuclear physics: from Hundreds of MeV to TeV», Varna, Bulgaria, Sept. 10-16, 2001, Volume 2* (2001) 9-26.
29. V.K.Rodionov, S.P.Avdeyev et al. Time scale of the thermal multifragmentation in p + Au collisions at 8.1 GeV. *Nucl. Phys.* **A 700** (2002) 457-468.
30. V.A.Karnaukhov, S.P.Avdeyev et al. Thermal multifragmentation of hot nuclei and liquid-fog phase transition. *Ядерная физика* **66** № 7 (2003) 1282-1251.

31. S.P. Avdeyev et al. Comparative study of multifragmentation of gold nuclei induced by relativistic protons, ^4He , and ^{12}C *Nucl. Phys. A* **709** (2002) 392-414.

Получено 11 июля 2006 г.