

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2002-150

Р-605

На правах рукописи
УДК 539.172.12

РОДИОНОВ
Валерий Кимович

**ЯДЕРНАЯ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИЯ
В СОУДАРЕНИЯХ ПРОТОНОВ
С ЭНЕРГИЯМИ 2,16, 3,6 И 8,1 ГэВ С ЗОЛОТОМ**

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2002

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем имени В.П. Джемелова Объединенного института ядерных исследований (Дубна).

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор Карнаухов В.А.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук, профессор Тер-Акопян Г.М.

доктор физико-математических наук, профессор Оглоблин А.А.

Ведущая организация – Отделение ядерной физики и астрофизики Физического института им. П.Н. Лебедева РАН.

Защита состоится " " 2002 г. в " " часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.03 в Объединенном институте ядерных исследований (Дубна) по адресу 141980, г. Дубна ОИЯИ, конференц-зал ЛЯП.

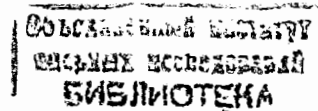
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " июля 2002 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук, профессор Батусов Ю.А.

Актуальность работы

Изучение механизма распада ядра при энергиях, сравнимых с полной энергией связи, является одной из основных задач современной ядерной физики. При энергиях возбуждения, сравнимых с энергией связи с энергией связи $\varepsilon^* \approx (5 \div 8)$ МэВ/нуклон, представление о долгоживущем (по сравнению с характерным ядерным временем) компаунд-ядре, компаунд-ядре, основными каналами девозбуждения которого являются испарение и деление, становится неприемлемым. Доминирующим каналом распада системы становится новый механизм распада ядра взрывного типа — мультифрагментация, характеризующийся множественным образованием фрагментов промежуточной массы (ФПМ, $3 \leq Z \leq 20$). Особый интерес к данному процессу связан с проявлением критических явлений, а именно, фазового перехода типа жидкость-газ в конечных ядрах. Идея о возможности фазового перехода типа жидкость-газ в ядерном веществе следует из аналогии между ядерным веществом и классической жидкостью. Физическим основанием такой аналогии служит то, что уравнение состояния горячей ядерной материи имеет Ван-дер-Ваальсов вид, характерный для систем с фазовым переходом типа жидкость-газ. При средней плотности барионов (нуклонов) $\rho < \rho_0$, где $\rho_0 = 0.17 \text{ Фм}^{-3}$ — равновесная плотность холодной ядерной материи, и температуре ниже критической T_c (в рамках различных моделей $T_c = 15 - 20$ МэВ) однородное распределение материи термодинамически невыгодно, и должно происходить ее расслоение на жидкую (плотную) и газообразную (разреженную) фазы. На Рис.1 приведены изотермы для зависимости давления от объема ядерного вещества (в случае сил скирмовского типа). Изотерма при температуре $T = T_c$ соответствует фазовому переходу жидкость-газ. При ее достижении поверхностное натяжение исчезает, система становится однофазной — газовой. Область, выделенная на рисунке штриховой линией, соответствует области фазовой нестабильности ядерной системы. Следует ожидать, что высоковозбужденное ядро, расширяясь под действием теплового давления и перемещаясь по фазовой диаграмме так, как показано на Рис.2, попадает в спиноподобную область. Быстрый распад системы на две фазы означает образование ядерных капель (ФПМ), окруженных газом (нуклоны, α -частицы). То есть, конечным результатом



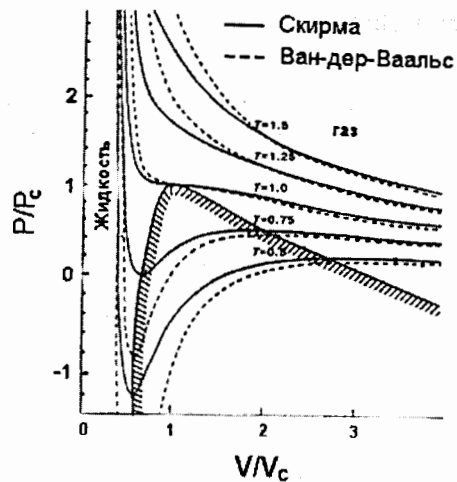


Рис.1. Уравнение состояния для ядерного вещества (сплошная линия) и системы классическая жидкость-газ (пунктир). Изотермы соответствуют температурам от 0.5 до 1.5 T_c . Давление и объем даны в единицах критических значений. Выделена область фазовой неустойчивости (спинодальная область).

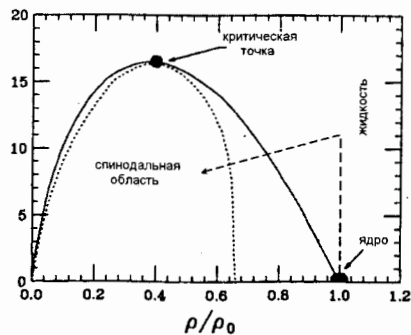


Рис.2. Фазовая диаграмма для ядерного вещества. Плотность дана в единицах нормальной ядерной плотности (0.17 Фм^{-3}). Показан путь, по которому горячее ядро, расширяясь, попадает в спинодальную область.

такого перехода является ядерный туман. Рассмотренный выше механизм образования фрагментов соответствует сценарию ядерной мультифрагментации вследствие спинодальной неустойчивости ядерной

системы. Для изучения этого процесса было создано более десятка многодетекторных 4 π установок, работающих на пучках тяжелых ионов. Однако нагрев ядра тяжелыми ионами сопровождается значительным сжатием, сильным вращением и деформацией ядра. В результате только часть энергии, поглощенной ядром, является тепловой. Возбуждение коллективных степеней свободы сказывается на распаде горячего ядра и затрудняет получение информации о его термодинамических характеристиках. Картина становится значительно проще, если в качестве бомбардирующей частицы использовать легкие частицы. В этом случае все фрагменты возникают при распаде только одного возбужденного спектатора мишени, энергия возбуждения которого практически полностью тепловая. Именно такой подход к изучению процесса множественной эмиссии ФПМ используется на 4 π -установке "ФАЗА" (а позднее на установке ISIS в Университете Индианы), размещенной на пучке синхрофазотрона/Нуклотрона Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Цели диссертационной работы

1. Модернизация детектора множественности фрагментов (ДМФ) установки "ФАЗА".
2. Получение новых экспериментальных данных по ядерной мультифрагментации $p+Au$ соударениях при энергиях протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, а именно:
 - распределения по множественности фрагментов промежуточной массы (ФПМ).
 - угловые и зарядовые распределения распределения ФПМ.
 - энергетические спектры (инклюзивные и эксклюзивные) фрагментов в диапазоне зарядов от $Z=2$ до $Z=14$.
 - корреляции генетически связанных фрагментов по их относительному углу.
3. Развитие нового варианта комбинированного подхода для описания процесса фрагментации ядер в протон-ядерных соударениях с использованием модели внутриядерного каскада и статистической теории распада горячих ядер.
4. Анализ полученных экспериментальных данных в рамках нового комбинированного подхода.

На защиту выносятся

1. Разработка γ -активационного метода измерения средней толщины и профиля тонких поликристаллических слоев CsI(Tl), нанесенных на плексигласовую подложку большой площади ($\sim 150 \text{ см}^2$).

2. Экспериментальные данные о распределении по множественности и заряду, их угловые распределения и энергетические спектры в случае $p+Au$ соударений при энергиях протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ.

3. Новый вариант комбинированного подхода для описания процесса развала ядер в протон-ядерных соударениях включающей модифицированный внутриядерный каскад (МВК) и статистическую модель мультифрагментации (СММ). Суть подхода состоит в следующем: внутриядерный каскад, обычно используемый для расчета быстрой стадии реакции, сильно переоценивает выход остаточных ядер с высокой энергией возбуждения. Вследствие этого статистическая модель мультифрагментации (СММ), описывающая дальнейший процесс распада системы, дает существенно завышенные значения средней множественности ФПМ. Отсутствие согласия экспериментально измеренных средних множественностей ФПМ с расчетными приводит к идее о возможном дополнительном сбросе массы и энергии высоковозбужденным ядром-остатком во время расширения (за счет теплового давления) между быстрой, каскадной частью реакции и статистическим процессом множественного образования фрагментов. Эта идея была реализована в эмпирической процедуре, в результате которой энергия возбуждения и массовое число ядра-остатка (после МВК) уменьшались для получения средней множественности ФПМ, близкой к измеренному значению. Это позволило более достоверно рассчитывать характеристики (A , Z , E^*) фрагментирующего ядра.

4. Сравнение экспериментальных данных с расчетными в рамках комбинированного подхода, которое приводит к выводу о тепловом (статистическом) механизме процесса мультифрагментации при соударениях релятивистских протонов с ядрами.

5. Результаты анализа энергетических спектров фрагментов, из которых следует, что "тяжелые" фрагменты ($Z \geq 10$) формируются преимущественно в центральной области фрагментирующего ядра.

6. Результаты по измерению среднего времени распада τ_s фраг-

ментирующих ядер, образующихся в $p+Au$ соударениях при энергиях протонов 8.1 ГэВ. Это сделано путем анализа для генетически связанных фрагментов измеренной корреляционной функции в отношении их относительного угла.

Научная новизна

1. Предложен и реализован γ -активационный метод измерения толщины слоя поликристаллического CsI(Tl), нанесенного на подложку большой площади ($\sim 150 \text{ см}^2$).

2. Впервые получены распределения по множественности фрагментов промежуточной массы для $p+Au$ соударений при энергиях протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ.

3. Развита новая модифицированная модель комбинированного подхода для описания развала высоковозбужденных спектаторов мишени в протон-ядерных соударениях, включающий модифицированный внутриядерный каскад и статистическую модель мультифрагментации. Модель успешно описывает распределение фрагментов по множественности, заряду, углу эмиссии и энергетические спектры фрагментов. Это является свидетельством того, что в случае $p+Au$ соударений мы имеем дело с "тепловой" мультифрагментацией – процессом, характеристики которого целиком определяются нагревом (температурой) ядра.

4. Впервые получена оценка временной шкалы мультифрагментации в $p+Au$ соударениях при энергии протонов 8.1 ГэВ. Найдено, что измеренное среднее время жизни ядра ($\tau_s \leq 70 \text{ Фм/с}$) существенно меньше, чем характерное время для последовательной и независимой эмиссии фрагментов. Это является доказательством того, что тепловая мультифрагментация – новый (многотельный) тип распада высоковозбужденных ядер.

Научная и практическая значимость

1. В данной работе предложен метод измерения толщин тонкослойных сцинтилляторов CsI(Tl) большой площади ($\sim 150 \text{ см}^2$) методом γ -активационного анализа. Предложенная методика может быть полезна в работах при подготовке экспериментов с использованием такого рода сцинтилляционных детекторов.

2. В работе развита новая модифицированная модель комбинированного подхода для

описания $p+Au$ соударений. в протон-ядерных соударениях. Данная модель может быть успешно применена для описания процесса мультифрагментации в протон-ядерных и ядро-ядерных соударениях.

3. Впервые проведено систематическое изучение процесса мультифрагментации в $p+Au$ соударениях при энергии протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, что дает ценную информацию о механизме тепловой ядерной мультифрагментации.

Апробация работы

Работа была апробирована на XV Nuclear Physics Divisional Conference (St. Petersburg, Russia, 1995), VI International School-Seminar (Dubna, Russia, 1997), International Workshop XXII on Gross Properties of Nuclear Excitations (Hirschegg, Austria, 1999) и на семинарах по физике низких энергий ЛЯП ОИЯИ. Основная часть результатов исследований опубликована в шести работах [1-6].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Объем диссертации 89 страниц. Диссертация содержит 46 рисунков и 7 таблиц. Список литературы включает 89 наименований.

Во введении изложены современные представления о механизме процесса ядерной мультифрагментации, сформулирована цель работы и обоснован подход к изучению рассматриваемого явления.

В первой главе изложены основные экспериментальные закономерности процесса ядерной мультифрагментации. Делается краткий обзор моделей фрагментации ядер. Дается формулировка и детальное описание комбинированной модели фрагментации ядер, применяемой для анализа экспериментальных данных, полученных в реакциях релятивистских протонов с ядрами золота на установке "ФАЗА". В данной модели первая стадия реакции описывается в рамках модели внутриядерных каскадов (МВК). После прохождения первой стадии реакции образуются высоковозбужденное термализованное остаточное ядро. В зависимости от приобретенной энергии возбуждения E^* оно либо испаряет чатицы, либо испытывает расширение и развал на фрагменты. Эта стадия процесса описывается на основе статистической модели мультифрагментации (СММ). В дальнейшем описанный выше комбинированный подход будем обозначать как МВК+СММ.

Во второй главе представлено описание установки "ФАЗА", ее детектирующих систем. Установка состоит из детектора множественности фрагментов (ДМФ, полный телесный угол составляет $\sim 3.6\pi$) и пяти $\Delta E-E$ телескопов-спектрометров (ТС) фрагментов (полный телесный угол $\sim 3 \cdot 10^{-3} 4\pi$), образующих триггерную часть установки. ДМФ скомпонован из 64 сцинтилляционных счетчиков с пленочными сцинтилляторами CsJ(Tl) большой площади ($\sim 150 \text{ см}^2$). Сцинтилляционный детектор представляет собой плексигласовую пластину толщиной 2 мм, на которую термическим вакуумным испарением наносился поликристаллический слой CsI(Tl) по методике, разработанной и осуществленной в НПО "Монокристалл" (г.Харьков). Назначение ДМФ — регистрировать фрагменты с $Z > 2$, определять их множественность и направление вылета из мишени. В данной главе также подробно изложена методика и результаты измерений толщины тонкослойных поликристаллических слоев CsJ(Tl) методом γ -активационного анализа. Основным критерием выбора метода измерения явилось условие неразрушения исследуемых сцинтилляторов, а также возможность детально исследовать их поверхность с целью выяснения степени равномерности нанесенного слоя по толщине. Толщины поликристаллических слоев CsI(Tl) определялись путем сравнения наведенной активности в "рабочих" сцинтилляторах и контрольных образцах с известной толщиной CsJ(Tl). На Рис.3 представлено распределение сцинтилляторов по толщине согласно этим измерениям. На рисунке также показано (пунктирной линией) распределение тех же образцов по толщине в соответствии с паспортными данными.

Также проведено измерение распределения β активности по поверхности для одного из сцинтилляторов (толщина поликристаллического слоя CsI(Tl) образца составляет 38 мг/см^2). На Рис.4 показано распределение по толщине поликристаллического слоя CsI(Tl), нанесенного на плексигласовую подложку. Область измерения заштрихована. Сканирование велось от центра в выделенных направлениях. Неоднородность слоя значительно больше, чем паспортные значения ($< 15\%$): при перемещении от центра сцинтиллятора к периферии толщина уменьшается на $\sim (25-30)\%$.

Результаты этих измерений были важны для корректного определения эффективности регистрации фрагментов в сцинтиляторе.

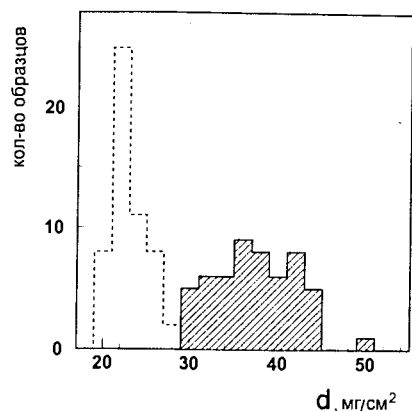


Рис.3. Распределение образцов по толщине слоя полукристаллического CsI(Tl). Заштрихованная область - данные, полученные методом активации.

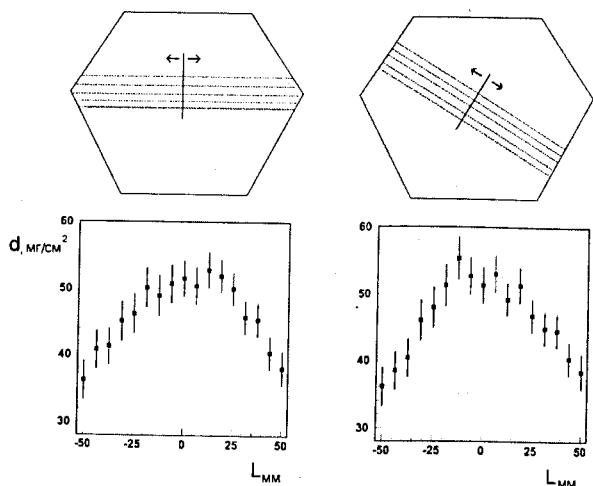


Рис.4. Распределение по толщине полукристаллического слоя CsI(Tl), нанесенного на плексигласовую подложку. Область измерения заштрихована. Сканирование ведется от центра в выделенных направлениях.

В данной главе также приводится функция отклика детектирую-

щей системы. С помощью ДМФ можно измерить $W_A(M_A)$ так называемое распределение ФПМ по ассоциативной множественности M_A для событий, триггеруемых фрагментом, попавшим в один из ТС. Соответственно полная измеряемая множественность в событиях по крайней мере с одним фрагментом промежуточной массы будет равна $1 + M_A$. Измеренное $W_A(M_A)$ и первичное $W(M)$ распределения связаны соотношением:

$$W_A(M_A) = \sum_{M=M_A+1}^{M_{\max}} Q(M_A, M) \cdot W(M), \quad (1)$$

где $Q(M_A, M)$ — функция отклика системы, включающая в себя а) вероятность триггерования, которая пропорциональна первичной множественности M , б) вероятность регистрации в ДМФ M_A фрагментов из оставшихся $(M-1)$ фрагментов.

Таким образом,

$$Q(M_A, M) = \frac{M!}{M_A!(M-1-M_A)!} \varepsilon^{M_A} (1-\varepsilon)^{(M-1-M_A)} \frac{M}{\langle M \rangle}, \quad (2)$$

где ε — эффективность регистрации фрагмента ДМФ. $\varepsilon = \frac{N}{72} \varepsilon_{CsI}$, N — число сцинтилляционных детекторов ДМФ, ε_{CsI} — средняя эффективность регистрации фрагмента одним детектором.

В третьей главе приведены результаты экспериментов на установке "ФАЗА" в случае p+Au соударений для энергий протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ). Дается теоретическое описание полученных результатов в рамках модифицированной комбинированной модели мультифрагментации.

1. Средняя множественность ФПМ. На Рис.5а представлены измеренные распределения $W_A(M_A)$ по ассоциативной множественности ФПМ (при наличии триггерного фрагмента в одном из ТС) в p(2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ)+Au соударениях. Средние значения $\langle M_A \rangle$ составляют 0.73 ± 0.02 , 0.96 ± 0.02 и 1.11 ± 0.02 в случае энергий бомбардирующего пучка протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, соответственно. Соответствующие первичные распределения по множественности ФПМ представлены на Рис.5б. Средние значения первичной множественности $\langle M \rangle$ составляют 1.7 ± 0.2 , 1.9 ± 0.2 и 2.1 ± 0.2 в случае энергий протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, соответственно.

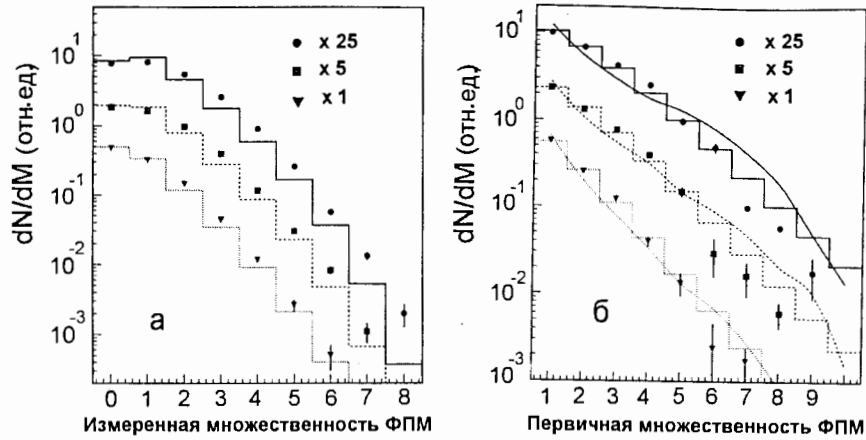


Рис.5. а) Измеренные распределения по средней множественности ФПМ (символы) и результаты их описания Ферми-распределением (пропущенным через экспериментальный фильтр) в случае $p+Au$ соударений при энергии протонов 8.1 ГэВ (кружки, сплошная линия), 3.6 ГэВ (квадраты, штриховая линия), 2.16 ГэВ (треугольники, точечная линия).

б) Первичные распределения по множественности ФПМ. Плавные линии — расчет в рамках $MBK+\alpha+CMM$ модели (см. текст).

2. Модификация комбинированной модели мультифрагментации. На Рис.6 представлены измеренные и расчетные, в рамках комбинированной модели, средние множественности ФПМ в зависимости от полной энергии налетающих протонов E_p . Верхняя линия на рисунке (штриховая) соответствует расчету в рамках $MBK+CMM$ подхода. Видно, что при больших энергиях налетающих протонов $\langle M_{ФПМ} \rangle$ почти в два раза больше измеренных значений. Это указывает на то, что модифицированная модель внутриядерных каскадов сильно переоценивает выход остаточных ядер с высокой энергией возбуждения. Использование версии MBK , учитывающей предравновесную эмиссию (ПЭ) частиц на основе экситонной модели для описания начальной стадии реакции, существенно понижает энергию возбужде-

ния и массовое число термализованных ядер остатков. В этом случае $MBK+ПЭ+CMM$ недооценивает $\langle M \rangle$ (точечная линия на рисунке).

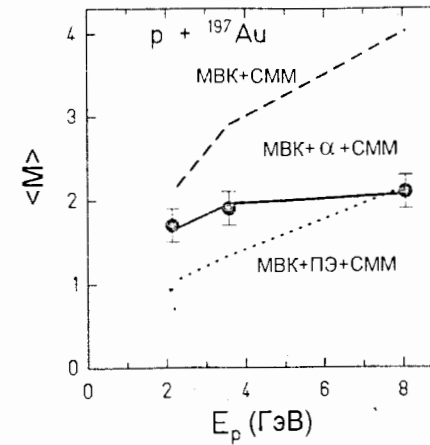


Рис.6. Средние множественности ФПМ (для событий, по крайней мере, с одним фрагментом) в зависимости от энергии бомбардирующей частицы в случае $p+Au$ соударений. Штриховая и точечная линии соответствуют расчетам в рамках $MBK+CMM$ и $MBK+ПЭ+CMM$ подходов. Сплошная линия — результат расчета в рамках $MBK+\alpha+CMM$ подхода.

Итак, ни MBK , ни $MBK+ПЭ$ не воспроизводят достаточно точно ансамбля термализованных ядер остатков. Отсутствие согласия экспериментально измеренных средних множественностей ФПМ с расчетными приводит нас к идее о возможном дополнительном сбросе массы и энергии высоковозбужденным ядром остатком во время его расширения (за счет теплового давления) между быстрой, каскадной частью реакции и статистическим процессом множественного образования фрагментов. Эта идея была реализована в эмпирической процедуре, в результате которой энергия возбуждения E_R и массовое число A_R ядра остатка (после MBK) уменьшались (по событию) для получения средней множественности ФПМ, близкой к измеренному значению. Это делалось введением параметра α , который подбирается из условия согласия расчетной и экспериментально измеренной средними

множественностями ФПМ:

$$\alpha = \frac{\langle M_{\text{экс.}} \rangle}{\langle M_{\text{МВК+СММ}} \rangle} \quad (3)$$

Тогда дополнительный сброс энергии возбуждения ΔE_R и массы ΔA_R составляет:

$$\Delta E_R = (1 - \alpha) E_R \quad (4)$$

и

$$\Delta A_R = (1 - \alpha)(A_T - A_R) \quad (5)$$

где A_T — масса ядра-мишени.

В дальнейшем комбинируемую модель с приведенным выше эмпирическим подходом дополнительного сброса энергии возбуждения будем обозначать — МВК+ α_0 +СММ, с дополнительным сбросом энергии возбуждения и массы — МВК+ α +СММ. Расчетные значения параметра α в случае р(2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ)+Au соударений составляют 0.77, 0.63 и 0.53, соответственно. Сплошная кривая на Рис.6 и набор линий на Рис.5б представляет результаты расчетов в рамках МВК+ α +СММ модели.

3. Энергетические спектры и угловые распределения ФПМ. На Рис.7 представлены экспериментально измеренный и расчетный, в рамках МВК+ α +СММ модели, энергетический спектр изотопов углерода в случае р(8.1 ГэВ)+Au соударений. Видно, что за исключением высокоэнергетического хвоста распределения комбинированная модель достаточно хорошо описывает форму энергетического спектра. Это является свидетельством в пользу статистического механизма мультифрагментации. При этом: а) энергия ФПМ определяется только кулоновским взаимодействием фрагментов на стадии разлета и их начальными тепловыми скоростями; б) эмиссия ФПМ происходит после предварительного расширения ядра за счет теплового давления из состояния с плотностью (1/3–1/4) от нормальной. Наблюдаемое различие в описании высокоэнергетического хвоста распределения может свидетельствовать о наличии дополнительного радиального потока или вклада процесса предравновесной эмиссии.

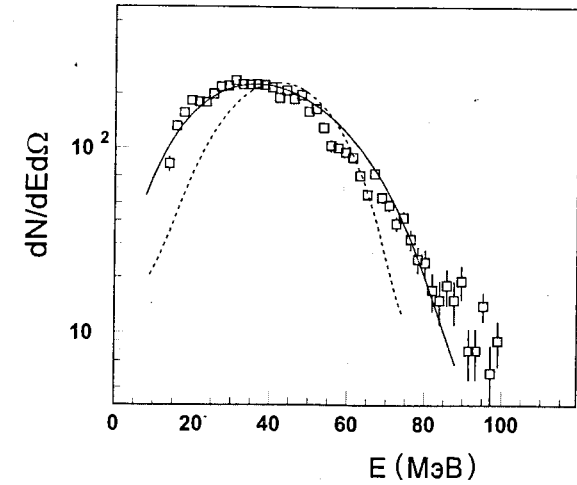


Рис.7. Энергетический спектр изотопов углерода (символы) в р+Au соударениях при энергии протонов 8.1 ГэВ. Сплошная линия — результат расчета в рамках МВК+ α +СММ подхода. Штриховая линия — результат расчета в рамках испарительной модели.

На Рис.7 также приведен энергетический спектр (штриховая линия) фрагментов углерода, полученный в рамках каскадно-испарительной модели. Видно, что при испарении интенсивность быстро падает как левее, так и правее пика, положение которого определяется величиной кулоновского барьера для двутельного распада. При многочастичном развале вследствие расширения ядра перед развалом кулоновский барьер существенно понижается. Кроме того, спектр уширяется из-за теплового движения фрагментов и вкладов различных каналов распада, содержащих регистрируемый фрагмент.

Таким образом, значительное смягчение энергетических спектров ФПМ свидетельствует о многочастичном характере развала ядра.

На Рис.8 показаны средние энергии ФПМ ($\langle E \rangle$, расчетные и измеренные) в р+Au соударениях при $E_p = 2.16$ и 8.1 ГэВ. В рамках МВК+ α +СММ результаты расчета близки к измеренным значениям для $Z \leq 9$. В случае $Z > 9$ с ростом заряда фрагмента измеренные $\langle E \rangle$ слабо изменяются по сравнению с расчетными величинами. Наблюдаемое существенное различие в средних кинетических энергиях

фрагментов в случае $Z > 9$ является следствием того, что: а) предположение статистической модели о равномерной плотности ядра не соответствует действительности; в центре горячего ядра плотность выше, чем на периферии; б) "тяжелые" фрагменты с большей вероятностью формируются в центральной области ядра.

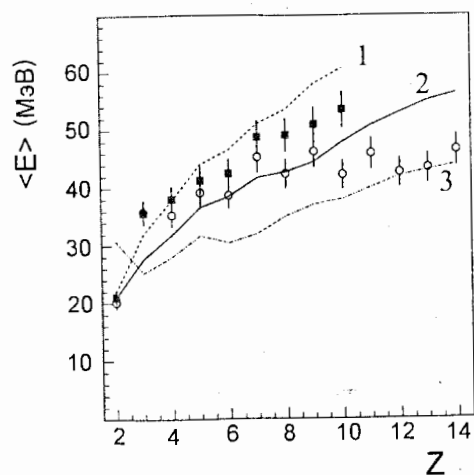


Рис.8. Средние кинетические энергии фрагментов в p+Au соударениях при энергиях протонов 2.16 ГэВ (сплошные квадраты, линия 1) и 8.1 ГэВ (открытые кружки, линии 2 и 3). Линии — результат расчетов в рамках МВК+ α +СММ (1,2) и МВК+ПЭ+СММ (3).

Данное наблюдение представляет дополнительное свидетельство того, что мультифрагментация — процесс объемной эмиссии фрагментов.

На Рис.9 приведены угловые распределения вылетевших фрагментов (в л.с.к.) в реакции p(3.6, 8.1 ГэВ)+Au. Угловые распределения фрагментов анизотропны. Эта анизотропия объясняется движением ядра-остатка (средняя скорость ядра-остатка $\beta_{||}$ в системе движущегося источника составляет (0.007-0.009)c). Причем, чем выше энергия возбуждения, тем больше импульс ядра-остатка.

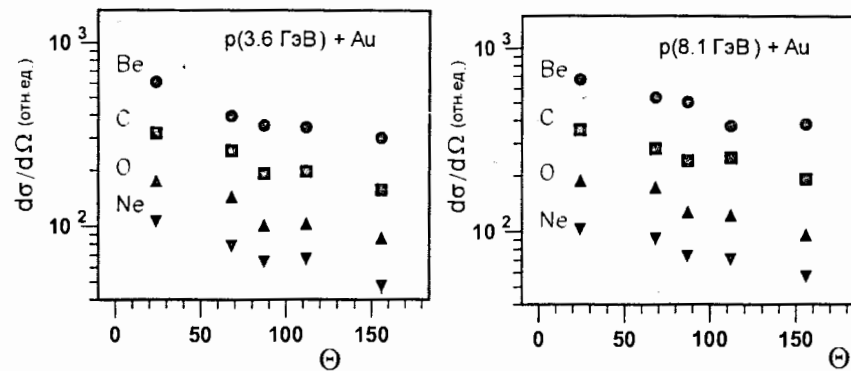


Рис.9. Угловые распределения фрагментов Be, C, O, Ne (в л.с.к.) для p(3.6 и 8.1 ГэВ)+Au соударений.

4. **Детальное исследование энергетических спектров.** На Рис.10 приведены энергетические спектры изотопов бора, лития, углерода и кислорода в зависимости от измеренной множественности M_A . Вследствие того, что эффективность регистрации ДМФ меньше 100%, энергетический спектр при данной M_A имеет вклад событий с различными первичными множественностями M ФПМ с весами в соответствии с (1). Для приведенных на рисунке энергетических спектров с ростом M_A прослеживается общая закономерность: 1) "температура" T , определяемая как инверсный параметр наклона энергетического спектра, возрастает; 2) энергия максимума спектра E_{max} уменьшается. Это является следствием того, что различный отбор по M_A отражает изменение по энергии возбуждения фрагментирующего ядра остатка.

На Рис.11 представлена зависимость средней энергии $\langle E_C \rangle$ и положения максимума E_{max} для измеренного (символы) спектра изотопов углерода от полной измеренной множественности $M_A + 1$ фрагментов в событии. На рисунке представлены также расчетные, в рамках МВК+ α +СММ модели, значения $\langle E_C \rangle$ (сплошная линия) и E_{max} (штриховая линия) энергетических спектров фрагментов углерода, пропущенные через экспериментальный фильтр. В соответствии с

(1) расчетное значение $\langle E_C \rangle$ для данной множественности M_A определяется как:

$$\langle E_C \rangle (M_A) = \sum_{M=M_A+1}^{M_{\max}} Q(M_A, M) \langle E_C \rangle (M) \cdot W(M) \quad (6)$$

Из рисунка видно, что расчет демонстрирует более сильную зависимость $\langle E_C \rangle$ и E_{\max} от M_A по сравнению с измеренными значениями. Возможно это связано с тем, что: а) в отличие от предположений СММ вторичный распад возбужденных фрагментов, вероятнее всего, происходит в течение их времени ускорения в кулоновском поле системы; б) модель переоценивает вклад процесса квазииспарения (тяжелый фрагмент в сопровождении нескольких кластеров и нуклонов) для событий с множественностью равной 1, что ведет к существенному превышению расчетной $\langle E_C \rangle$ по сравнению с экспериментально измеренной величиной. Это соответствует энергиям возбуждения ядра $E^* \approx (2 \div 3)$ МэВ/нуклон. С увеличением E^* вероятность такого канала распада становится крайне малой.

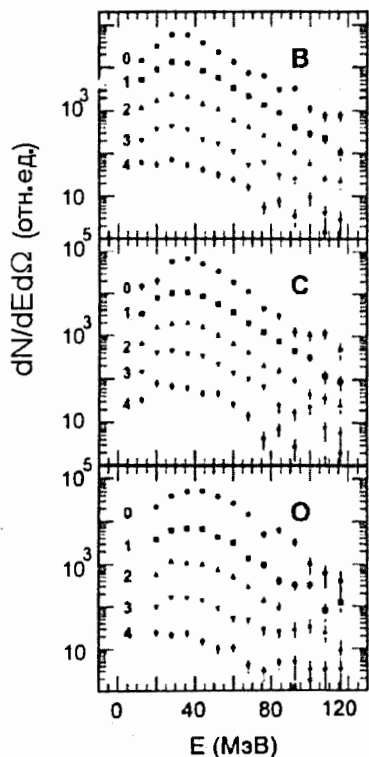


Рис.10. Энергетические спектры фрагментов В, С, О при различных отборах по ассоциативной множественности M_A .

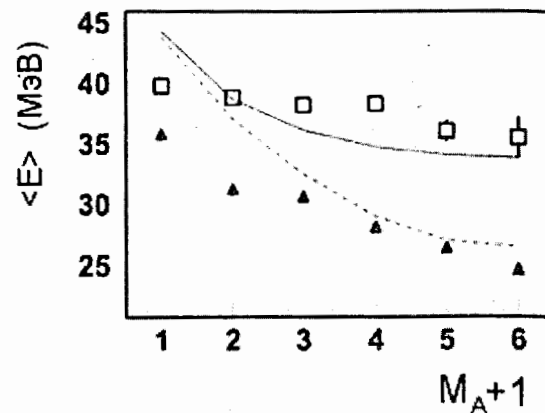


Рис.11. Средние энергии $\langle E \rangle$ (и E_{\max}) изотопов углерода в зависимости от множественности ФПМ в реакции $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$. Верхняя часть: экспериментальные данные (символы), полученные из энергетических спектров, представленных на Линии — расчет в рамках МВК+ α +СММ для $\langle E \rangle$ (сплошная линия) и E_{\max} (штриховая линия), пропущенный через экспериментальный фильтр.

5. Зарядовые распределения ФПМ. На Рис.12 показаны зарядовые распределения ФПМ. Линии на рисунке представляют результат расчета в рамках МВК+ α +СММ подхода. Видно хорошее описание экспериментальных данных. Часто зарядовые выходы фрагментов $Y(Z)$ параметризуют степенной зависимостью $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$. В случае энергии пучка протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ параметр $\tau = 2.17 \pm 0.08$, 1.90 ± 0.06 и 1.93 ± 0.06 , соответственно. Вставка на Рис.12 демонстрирует зависимость τ от измеренной ассоциативной множественности M_A в случае энергии пучка 8.1 ГэВ. С ростом M_A параметр τ сначала уменьшается, достигая минимального значения, а затем растет. В ранних работах по мультифрагментации параметризация зарядовых (массовых) распределений ФПМ степенным законом $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$ и наблюдение минимального значения параметра τ интерпретировалось как проявление скейлингового поведения вблизи критической точки фазового перехода "жидкость-газ" в ядерном веществе.

Однако расчеты в рамках СММ подтверждают такое представление с той лишь разницей, что такое поведение имеет место при температуре $T = (5-6)$ МэВ, которая значительно ниже T_c . Другое, более простое объяснение наблюдаемого минимального значения параметра τ , лежит в рассмотрении механизма вторичного распада возбужденных фрагментов.

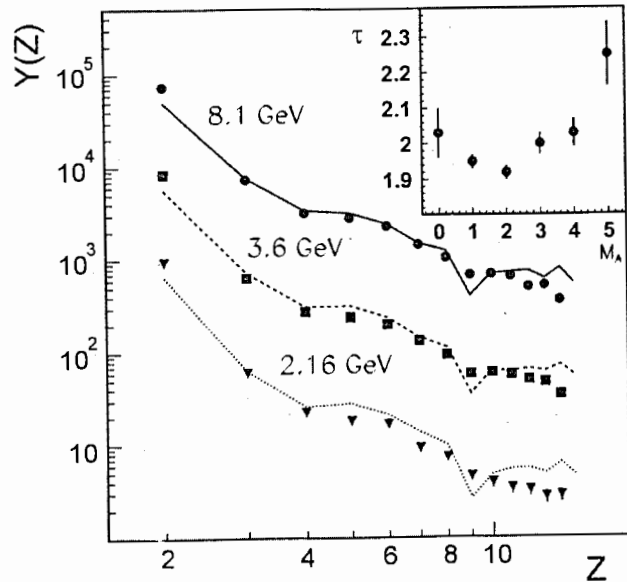


Рис.12. Зарядовые распределения фрагментов при энергиях протонов 8.1 ГэВ (верхнее), 3.6 ГэВ ($\times 1/4$), 2.16 ГэВ ($\times 1/6$). Линии — расчет в рамках ММВК+ α +СММ модели (нормировано к $Z=3$). На вставке приведена зависимость параметра τ , полученного из зарядовых спектров ФПМ в случае энергии протонов 8.1 ГэВ, от измеренной множественности ФПМ.

Как уже упоминалось ранее, множественность фрагментов зависит от энергии возбуждения ядра E^* . В случае малых множественностей (малая E^*) основным каналом распада ядра является испарение. Рост E^* приводит к увеличению выхода более тяжелых фрагментов (режим мультифрагментации) и, соответственно, уменьшению параметра τ .

С дальнейшим ростом E^* вклад процесса вторичного распада горячих фрагментов становится значительным, что ведет к увеличению выхода легких фрагментов (рост τ). Это и демонстрирует вставка на Рис.12.

5. Временная шкала процесса мультифрагментации. Временная шкала процесса мультифрагментации является ключевой в понимании механизма этого явления: либо это процесс последовательного испарения ФПМ или это новый механизм распада взрывного типа, когда фрагменты возникают практически мгновенно. "Одновременность" означает то, что время формирования и испускания фрагментов существенно меньше характерного "кулоновского" времени $\tau_c \approx 10^{-21}$ с. При больших временах эмиссия фрагментов может считаться независимой. Таким образом, измерение времени эмиссии τ_{em} (средний интервал времени между последовательным вылетом фрагментов) или среднего времени жизни τ_s фрагментирующего ядра дает ответ о механизме изучаемого процесса. Временная шкала процесса оценивается путем сравнения измеренной "фрагмент-фрагмент" корреляционной функции в отношении их относительного угла (или относительной скорости) с теоретической, полученной в результате расчета многотельных кулоновских траекторий с временем жизни τ_s (или τ_{em}) в качестве параметра. Корреляционная функция имеет минимум при $\Theta_{rel} = 0$ ($V_{rel} = 0$) вследствие кулоновского расталкивания между вылетающими в одном событии фрагментами. Величина этого эффекта зависит от среднего времени жизни распадающейся системы: чем больше τ_{em} , тем больше расстояние между вылетающими фрагментами, а следовательно, слабее их кулоновское расталкивание.

На Рис.13 представлена измеренная (символы) и расчетная корреляционная функция генетически связанных фрагментов. Теоретическая кривая получена для различных времен жизни τ_s . Для каждого фрагмента в событии момент начала движения в кулоновском поле разыгрывался в соответствии с вероятностью $P(t) \sim \exp(-t/\tau_s)$. Были проведены расчеты для среднего времени жизни ядра $\tau_s = 0, 50, 100$ и 200 Фм/с.

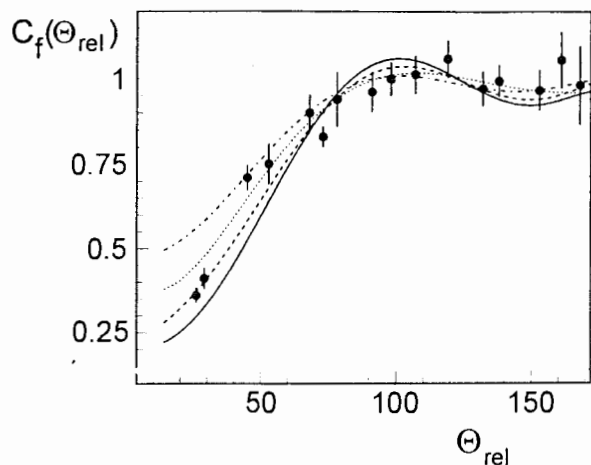


Рис.13. Сравнение измеренной (точки) корреляционной функции с расчетной при различных временах жизни τ_s распадающейся системы: сплошная, штриховая, точечная и штрих-пунктирная линии соответствуют $\tau_s = 0, 50, 100$ и 200 Фм/с:

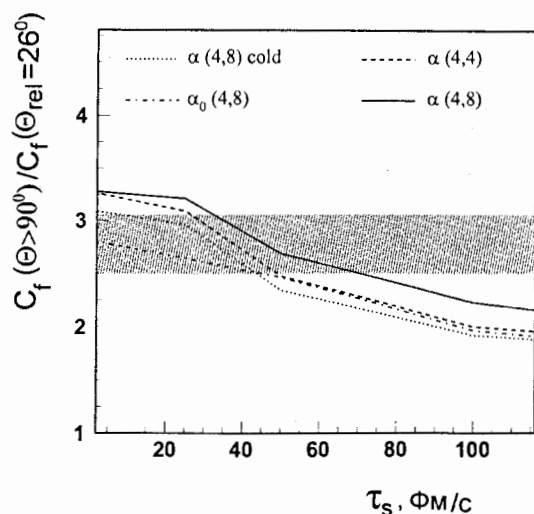


Рис.14. Отношение средней величины корреляционной функции при $\Theta_{rel} > 90^\circ$ к величине при $\Theta_{rel} = 26^\circ$.

На Рис.14 представлена зависимость величины "провала" корреляционной функции на малых относительных углах, определяемая как

отношение ее значения при $\Theta_{rel} > 90^\circ$ (среднее значение) к $\Theta_{rel} = 26^\circ$ от времени жизни τ_s . Расчеты были сделаны в рамках обсуждавшихся выше подходов: МВК+ α +СММ при двух предположениях: а) о времени вторичного развала τ_{sec} фрагментов: "мгновенного", $\tau_{sec} \ll \tau_c$ (точечная), и времени, большего кулоновского времени ($\tau_{sec} > \tau_c$, сплошная линия); б) величины развального объема, используемого для расчета кулоновских траекторий фрагментов: $V_b = 4V_0$ (штриховая линия) и $V_b = 8V_0$ (сплошная линия), где V_0 — начальная плотность ядра; и МВК+ α_0 +СММ (штрих-пунктирная линия).

Выделенная область на рисунке соответствует экспериментально измеренному отношению с ошибкой ($\pm 2\sigma$), определяющему среднее время жизни τ_s фрагментирующего ядра в $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ соударениях. В таблице 1 приведены оценки τ_s в соответствии с упомянутыми выше различными модельными предположениями (Рис.14).

Таблица 1

Модель	$\alpha(4,8)$	$\alpha(4,4)$	$\alpha(4,8)_{cold}$	$\alpha_0(4,8)$
τ_s , Фм/с	50 ± 18	37 ± 13	27 ± 17	≤ 45

Дается оценка измеренного среднего времени жизни ядра $\tau_s \leq 70$ Фм/с. Это является доказательством того, что тепловая мультифрагментация — новый (многократный) тип распада возбужденных ядер.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

1. В рамках методических работ по модернизации установки "ФАЗА" произведена замена сплошных плексигласовых световодов ДМФ на полые новой конструкции. В результате такой замены вклад фона случайных совпадений в сцинтилляционных счетчиках от черенковского излучения уменьшился с 15.2% до 1.2%. Амплитудное разрешение улучшилось с 32% до 23%.

2. Предложен γ -активационный метод измерения толщины слоя поликристаллического CsI(Tl), нанесенного на подложку большой площади ($\sim 150 \text{ см}^2$). Была измерена партия сцинтилляторов, специально изготовленных для использования в установке "ФАЗА" в ка-

честве ДМФ. С помощью сканирования β -активности удалось проследить и распределение толщины сцинтиллятора по поверхности подложки. Найдено, что в использованной методике термического испарения разброс по толщине центр-периферия (при линейном размере сцинтиллятора 140 мм) составляет $\approx 25\%$. Результаты этих измерений важны для корректного определения эффективности регистрации фрагментов в сцинтилляторе.

3. С помощью 4π -установки "ФАЗА" был исследован процесс ядерной мультифрагментации в $p+Au$ соударениях при энергиях протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ.

— Впервые получены распределения по множественности фрагментов промежуточной массы (ФПМ). Им отвечают средние значения 1.7, 1.9 и 2.1 при энергиях бомбардирующих частиц 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, соответственно.

— Измерены зарядовые распределения ФПМ. Они могут описаны степенной функцией $Z^{-\tau}$, где $\tau = 2.17, 1.9$ и 1.93 в случае энергий протонов 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ, соответственно. В случае $p(8.1 \text{ ГэВ})+Au$ соударений измерены зарядовые распределения ФПМ при различных множественностях.

— Измерены энергетические спектры (инклюзивные и эксклюзивные) фрагментов в диапазоне зарядов от $Z=2$ до $Z=14$.

— Измерены угловые распределения вылетевших фрагментов.

— Измерены угловые корреляции генетически связанных фрагментов.

4. В работе развит новый вариант комбинированного подхода для описания процесса развала высоковозбужденных спектаторов мишени в протон-ядерных соударениях. Показано, что внутриядерный каскад (МВК), обычно используемый для расчета быстрой стадии взаимодействия, сильно переоценивает выход остаточных ядер с высокой энергией возбуждения. Вследствие этого статистическая модель мультифрагментации (СММ), описывающая дальнейший процесс распада системы, дает существенно завышенные значения средней множественности ФПМ. Отсутствие согласия экспериментально измеренных средних множественностей ФПМ с расчетными приводит к идее о возможном дополнительном сбросе массы и энергии высоковозбужденным ядром-остатком во время расширения (за счет теплового давле-

ния) между быстрой, каскадной частью реакции и статистическим процессом множественного образования фрагментов. Эта идея была реализована в эмпирической процедуре, в результате которой энергия возбуждения и массовое число ядра-остатка (после МВК) уменьшались для получения средней множественности ФПМ, близкой к измеренному значению. Все расчеты проводились по-событийно. Это позволило более достоверно рассчитывать характеристики (A, Z, E^*) фрагментирующего ядра.

5. С помощью этой модели хорошо описываются зарядовые распределения ФПМ, их энергетические спектры и распределения по множественности. Это является дополнительным доказательством статистического механизма мультифрагментации на релятивистских пучках протонов, когда все характеристики процесса целиком определяются "тепловой" энергией возбуждения.

6. Получена оценка временной шкалы мультифрагментации в $p+Au$ соударениях при энергии протонов 8.1 ГэВ. Это сделано путем сравнения измеренной для генетически связанных фрагментов корреляционной функции в отношении их относительного угла с теоретической. Последняя была получена в результате расчета многотельных кулоновских траекторий с временем жизни τ_f фрагментирующего ядра в качестве параметра. При этом исследована:

— модельная чувствительность полученных результатов (использовались два варианта комбинированной модели);

— зависимость результатов от времени вторичного распада горячих фрагментов;

— чувствительность формы корреляционной функции к величине "развального объема" V_b

Впервые измерено среднее время жизни распадающегося ядра $\tau_s \leq 70$ Фм/с, что существенно меньше, чем характерное время для последовательной и независимой эмиссии фрагментов. Это является доказательством того, что исследуемый нами процесс — новый (многотельный) тип распада высоковозбужденных ядер — тепловая мультифрагментация.

7. Проведено сравнение расчетных и измеренных средних кинетических энергий ФПМ. Отмечено, что расчетные значения средних кинетических энергий фрагментов превышают измеренные в случае

$Z \geq 10$. Это интерпретируется как указание на то, что более тяжелые фрагменты формируются преимущественно в центральной области возбужденного ядра, где кулоновское поле ослаблено. Данное наблюдение представляет дополнительное свидетельство того, что мультифрагментация – процесс объемной эмиссии фрагментов.

8. Проведено детальное сравнение измеренных и расчетных спектров фрагментов углерода в зависимости от множественности ФПМ.

— Измеренные средние кинетические энергии фрагментов уменьшаются с ростом множественности, однако заметно слабее, чем расчетные значения. Возможно это связано с тем, что девозбуждение фрагментов происходит во время их ускорения в кулоновском поле, а не после того, как предполагает статистическая модель.

— Средние энергии фрагментов углерода для событий с множественностью равной 1 меньше, чем расчетные значения. В модели этому случаю отвечает испарение фрагмента с поверхности ядра-остатка. По-видимому такой вариант реализуется с меньшей вероятностью, чем в модели.

Основные результаты работы опубликованы в статьях:

1. С.П.Авдеев, ..., В.К.Родионов, ... "Установка для исследования ядерной мультифрагментации "ФАЗА"". ПТЭ, № 2 (1996) 7-14.
2. S.P.Avdeyev, ..., V.K.Rodionov, ... "Thermal multifragmentation in p+Au collisions at relativistic energies". JINR Rapid Communications, 2[82]-97, 71-80.
3. S.P.Avedeyev, ..., V.K.Rodionov, ... "Thermal multifragmentation in p+Au interactions at 2.16, 3.6 and 8.1 GeV incident energies". Eur.Phys.Journal, A3 (1998) 75-83.
4. V.A.Karnaukhov, ..., V.K.Rodionov, ... "Multifragmentation induced by light relativistic projectiles and heavy ions: similarities and differences". Yad.Fiz., No.2, 62 (1999), 1-8.
5. С.П.Авдеев, ..., В.К.Родионов, ... "Измерение толщин тонкослойных сцинтилляторов CsI(Tl)". ПТЭ, № 5 (2001) 70-73.
6. V.K.Rodionov, S.P.Avdeyev, ... "Time scale of the thermal multifragmentation in p+Au collisions at 8.1 GeV". Nucl.Phys., A700 (2002) 457-468.