

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

На правах рукописи  
УДК 539.17

**КИРАКОСЯН**  
Ваган Виулович

**ДВА ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ОБЪЕМА  
В ЯДЕРНОЙ МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИИ**

Специальность: 01.04.16—физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

ДУБНА 2010

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Джелепова  
Объединенного института ядерных исследований (Дубна)

**Научный руководитель:**

доктор физико-математических наук, профессор

В.А. Карнаухов (ЛЯП ОИЯИ)

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук, профессор

А.И. Малахов (ЛФВЭ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук

С.Б. Сакута ( РНЦ «Курчатовский институт»)

**Ведущая организация:**

НИЯУ «МИФИ», г. Москва.

Защита состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 г. в “\_ \_ \_” на заседании  
диссертационного совета Д720.001.06 при Лаборатории нейтронной физики  
им. И.М. Франка и Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова  
Объединенного института ядерных исследований  
(г.Дубна, Московская область).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2009 г.

Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

А.Г. Попеко

## Общая характеристика диссертации

### Актуальность темы исследования

При высоких энергиях возбуждения представление о компаунд-ядре, основными каналами девозбуждения которого являются испарение и деление, становится неприемлемым. Доминирующим каналом распада системы становится новый механизм взрывного типа — мультифрагментация, которая характеризуется множественным образованием фрагментов промежуточной массы ( $IMF$ ,  $2 < Z < 20$ ).

Этот процесс в реакциях с адронами средних и высоких энергий был открыт более 40 лет назад. Особый интерес к процессу мультифрагментации обусловлен исключительным многообразием данного явления, позволяющим получить информацию как о механизмах ядро-ядерных реакций с образованием фрагментов, так и о свойствах ядерного вещества в критических состояниях (при малых плотностях и больших энергиях возбуждения). Появляется возможность исследовать давно обсуждаемые предположения о возможности фазового перехода типа жидкость-газ в конечных ядрах при максимальной энергии возбуждения, когда ядро еще можно воспринимать как целое. Создано более десятка многодетекторных 4л-установок для изучения мультифрагментации на пучках тяжелых ионов и легких релятивистских частиц (протоны, пионы и т.д.).

Ожидается, что при плотностях ниже плотности ядерного насыщения ( $\rho < \rho_0$ ) и температурах  $T \leq 20$  МэВ ядерная материя ведет себя как смесь жидкость-газ подобно классическому газу Ван-дер-Ваальса, т. к. притяжение между нуклонами сменяется отталкиванием на малых расстояниях, и уравнение состояния ядерного вещества оказывается весьма похожим на таковое для газа Ван-дер-Ваальса. Следовательно, в фазовой диаграмме имеются области жидкой, газовой фазы и область неустойчивости (спинодальная область). Она занимает скромный уголок в нижней части диаграммы, примыкающий к области ядерной жидкости. Считается, что мультифрагментация происходит, когда горячее ядро после расширения за счет теплового давления попадет в спинодальную область фазовой неустойчивости. Быстрый распад системы приводит к образованию фрагментов (ядерные капельки), окруженных газом (нуклоны, альфа-частицы). Речь идет о фрагментах промежуточной массы ( $IMF$ ), к которым относятся легкие элементы от лития ( $Z=3$ ) до кальция ( $Z=20$ ). Образовавшаяся многотельная система быстро разлетается под действием кулоновских сил, то есть происходит распад ядра взрывоподобного типа — мультифрагментация, которая может быть проявлением фазового перехода жидкость-туман (жидкость-пар) в ядерном веществе. Выше критической температуры  $T_c$  находится область газовой фазы, включающая нуклоны, а при дальнейшем увеличении температуры и легкие мезоны.

При использовании пучков элементарных частиц продукты распада возникают только при дезинтеграции возбужденного, медленнодвигающегося спектатора мишени, образующегося на первой стадии реакции в результате

внутриядерного каскада. Таким образом, есть один источник, в отличие от случая использования пучков очень тяжелых ионов, когда источником фрагментов может быть как мишень, так и бомбардирующая частица. При использовании пучков элементарных частиц так же не существенны динамические эффекты, связанные со сжатием ядерного вещества и угловым моментом системы. Следовательно, процесс может быть описан в рамках термодинамики. В этом случае все фрагменты возникают при распаде только одного возбужденного спектатора мишени, энергия которого практически полностью тепловая в отличие от случая использования пучков тяжелых ионов.

Теоретическая активность в этой области очень высока. Было показано, что: «Процесс множественной эмиссии фрагментов действительно является фазовым переходом в конечных ядрах в строгом статистическом или термодинамическом смысле». Эти строки принадлежат известному эксперту в области ядерной термодинамики профессору Д.Х.Е. Гроссу. Значение фазовых переходов «жидкость – туман» и «жидкость – газ» очевидно для ядерной физики. Более того, их исследование ценно для понимания деталей динамики сверхновых. Это было важной мотивацией интереса к ядерной мультифрагментации 25 лет назад.

### **Цель и методы исследования.**

Основными задачами данной работы являются:

1. Проведение ряда методических работ по модернизации установки ФАЗА:
  - Проектирование и создание компактного  $\Delta E-E$  – телескопа-спектрометра фрагментов промежуточной массы, состоящего из цилиндрической ионизационной камеры и полупроводникового детектора.
  - Тестовые испытания и исследования различных параметров телескопов.
  - Изучение временных характеристик телескопа для достижения максимальной эффективности «совпадения» сигналов от  $\Delta E$  и  $E$  счетчиков.
  - Создание детекторного модуля из 25 телескопов-спектрометров (для повышения эффективности триггерования установки ФАЗА).
  - Проверка спектрометрических свойств пленочных сцинтилляторов (CsI) детектора множественности.
2. Проведение серии экспериментов на пучке релятивистских протонов.
3. Анализ опытных данных с помощью московско-копенгагенской статистической модели мультифрагментации. Исследование измеренного зарядового распределения фрагментов и формы спектров кинетической энергии. Оценка характеристического объема (или средней плотности) фрагментирующего ядра.
4. Анализ экспериментальных данных по выходам фрагментов промежуточной массы и оценка критической температуры для ядерного фазового перехода жидкость-газ.

### **Научная новизна и практическая ценность работы.**

1. Разработано и изготовлено 25 компактных  $\Delta E-E$  – телескопов-спектрометров фрагментов промежуточной массы, состоящих из цилиндрической ионизационной камеры и полупроводникового детектора. Они установлены на одном стандартном модуле установки максимальной компактно друг относительно друга. Конструкция ионизационной камеры выбрана таким образом, чтобы собирание заряда происходило поперек трека частиц. Это обеспечило эффективное и быстрое собирание заряда из всего объема регистрации и понизило вероятность рекомбинации при регистрации ядерных фрагментов. Стало возможно измерение корреляционной функции по относительным скоростям, в диапазоне углов между фрагментами  $10^\circ < \Theta_{rel} < 180^\circ$ . Эффективность триггерования в установке ФАЗА увеличилась в шесть раз.
2. Впервые найдено, что существуют два характеристических объема для процесса ядерной мультифрагментации. Первый получен из анализа формы экспериментально измеренного зарядового распределения фрагментов в рамках московско-копенгагенской статистической модели мультифрагментации. Доказано, что фрагменты формируются после расширения горячего ядра при объеме  $V_f = (2.6 \pm 0.2) V_0$ , что соответствует конфигурации системы на барьере фрагментации. Второй характеристический объем,  $V_f = (5.0 \pm 0.5) V_0$ , определен из анализа формы измеренного спектра кинетической энергии фрагментов. Это так называемый «объем размораживания», который соответствует размеру системы в момент разлета фрагментов за счет кулоновского отталкивания.
3. Из анализа экспериментальных данных по выходам фрагментов промежуточной массы найдено, что критическая температура для ядерного фазового перехода жидкость-газ равна  $T_c = (17 \pm 2)$  МэВ. Близкая величина получена при анализе делимости возбужденных ядер.

**Апробация работы.** Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на научных семинарах в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова Объединенного института ядерных исследований (Дубна), а также докладывались на международных конференциях.

**Публикации.** По материалам диссертации опубликовано 8 работ.

**Объем и структура диссертации.** Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения общим объемом 94 страницы, включая 36 рисунков и список цитированной литературы из 128 наименований.

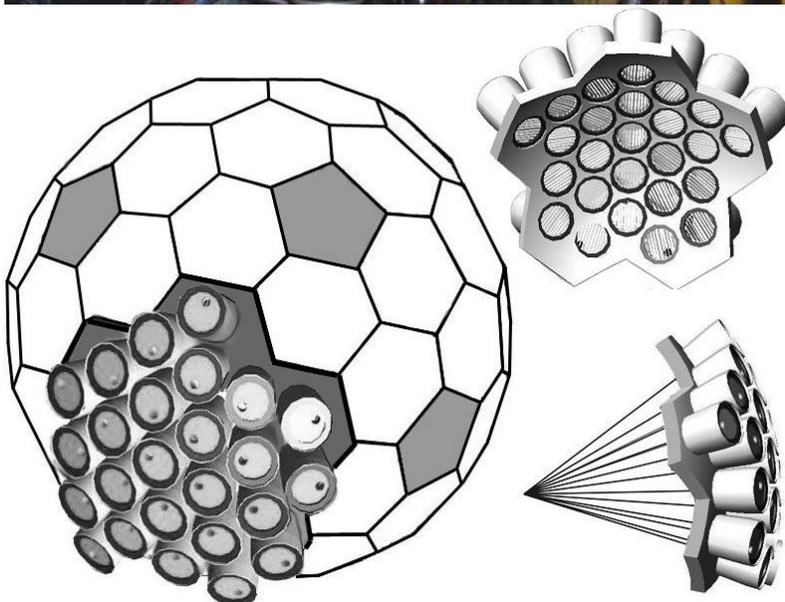
## Содержание работы

**Во введении** обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, изложены современные представления о механизме процесса ядерной мультифрагментации, дается краткий обзор по теме диссертации.

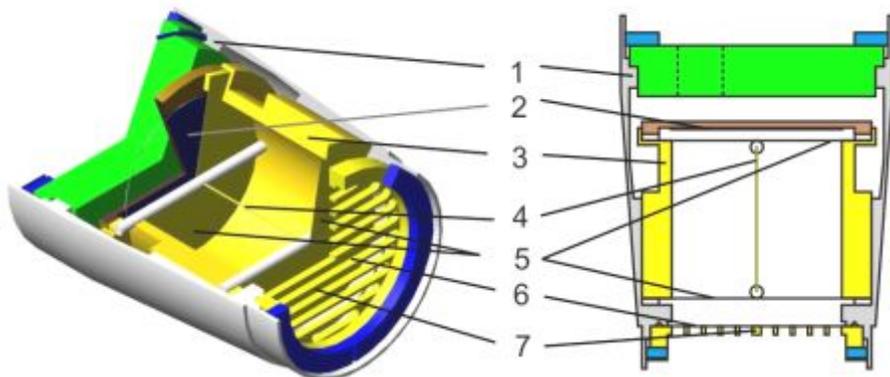
**В первой главе** дается краткий обзор моделей и подходов, используемых для описания ядерной мультифрагментации. Описывается комбинированная модель фрагментации ядер, которая используется для анализа экспериментальных данных, полученных в реакциях релятивистских протонов с ядрами золота на установке “ФАЗА”. В данном подходе первая неравновесная стадия реакции описывается в рамках модифицированной модели внутриядерных каскадов (INC). После прохождения первой стадии реакции образуется высоковозбужденное остаточное ядро, находящееся в состоянии термодинамического равновесия. Оно расширяется за счет теплового давления и распадается на нуклоны и фрагменты, которые разлетаются под действием кулоновских сил. Эта стадия процесса описывается в рамках статистической модели мультифрагментации (SMM). Все стадии ядро – ядерного взаимодействия моделируются с помощью метода Монте-Карло. Также описывается эмпирическая процедура с дополнительным сбросом энергии возбуждения и массы ядра остатка (после INC). Эта процедура позволяет достичь согласия экспериментально измеренной средней множественности фрагментов с расчетным значением, полученным в рамках комбинированного подхода.

**Во второй главе** описывается многодетекторная 4л установка “ФАЗА-2” и система сбора данных. Особое внимание уделено описанию нового телескопного модуля, разработанного и реализованного автором диссертации. Модуль состоит из двадцати пяти компактных  $\Delta E$ - $E$  – телескопов-спектрометров, компактно установленных друг относительно друга (рис. 1).

Телескопы этой конструкции состоят из двух частей - ионизационной камеры ( $\Delta E$ ) и полупроводникового детектора ( $E$ ). Корпус сделан из дюралюминия в форме усеченного конуса длиной 83 мм с диаметрами 64 мм и 54 мм соответственно. Входное окно сделано из майларовой пленки толщиной 1,5 мкм, которая крепится на сетке из латуни толщиной 2 мм и прозрачностью 74%. Ионизационная камера имеет цилиндрическую форму с размерами рабочей части 30 мм в диаметре и 35 мм в длину (рис.2).



**Рис. 1.** Вверху – общий вид установки «ФАЗА»;  
внизу слева - расположение внутренней части  
телескопного модуля в общей геометрии детекторов,  
справа схематический рисунок.



**Рис. 2.** Схема телескопа-спектрометра:

1-корпус; 2-полупроводниковый детектор;

3-катод; 4-анод; 5-пленки с золотым напылением;

6- входное окно; 7-опорная сетка.

Катод изготовлен из полированной латуни и заземлен. Анодом служит нить из золота диаметром 0,5 мм, которая укреплена на стеклянных трубках диаметром 3 мм и толщиной стенок 1 мм. Один конец анодной нити заплавлен в стеклянной трубке, а через другую трубку на анод подается напряжение (600 В). Заземление катода тщательно контролировалось, и поэтому с обеих сторон камеры установлены пленки с золотым напылением, которые тоже заземлены. Конструкция ионизационной камеры выбрана таким образом, чтобы собирание заряда происходило поперек трека частиц. Это обеспечивает низкую вероятность рекомбинации при регистрации ядерных фрагментов. Выбор толстой анодной нити был обусловлен необходимостью обеспечить эффективное и быстрое собирание заряда из всего объема регистрации. Рабочий объем заполнен фреоном (CF<sub>4</sub>) при давлении 50 Тор.

Остаточная энергия ( $E$ ) частиц измеряется полупроводниковым кремниевым детектором с рабочим диаметром 40 мм и толщиной 750 мкм, которая достаточна для полной остановки фрагментов с  $Z \geq 3$ . Используется пассивированный ионно-имплантированный планарный детектор. Корпус детектора закреплен за ионизационной камерой. Аналоговые сигналы с ионизационной камеры и полупроводникового детектора проходят через предусилители и разветвляются на два сигнала. Для усиления энергетического сигнала используется спектрометрический усилитель, импульс с которого подается на вход амплитудно-цифрового преобразователя. Для выработки строба второй сигнал проходит через быстрый усилитель и попадает на constant-fraction-дискриминатор. Для получения триггерного сигнала для зарядовых и амплитудных кодировщиков используется

логическая сумма сигналов совпадений, получаемых для каждого телескопа. На рисунке 3 показан двумерный  $\Delta E$ - $E$  спектр фрагментов. Четко просматриваются локусы с зарядом вплоть до  $Z=12$ .

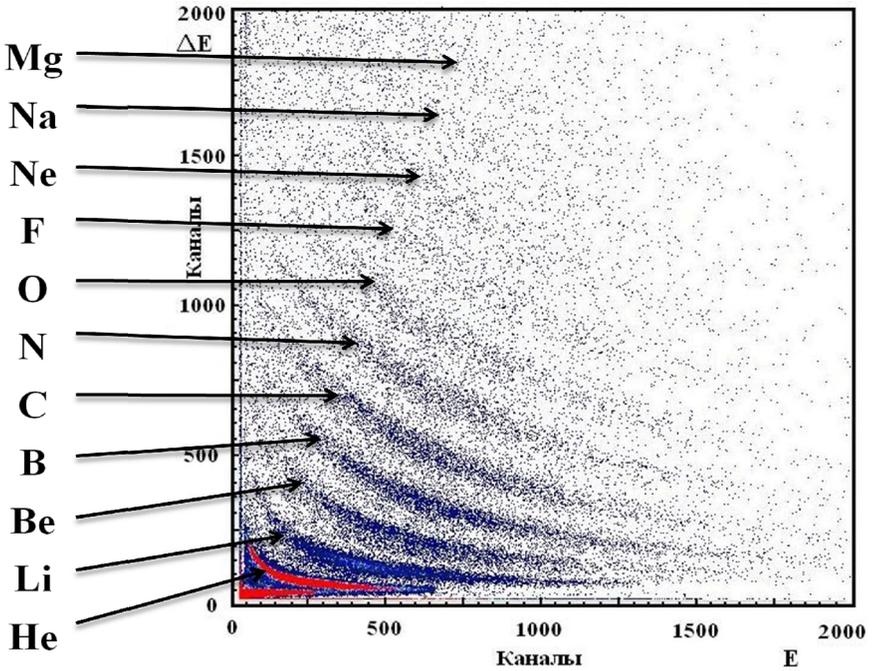


Рис. 3. Двумерный спектр сигналов  $\Delta E$ - $E$  (2000 x 2000 каналов), измеренный одним из телескопов нового модуля.

До модернизации установки в каждом событии, триггером для которого является срабатывание одного из пяти телескопов, идентификация фрагмента по заряду происходило только в одном плече совпадений (один  $\Delta E$ - $E$  телескоп и несколько из сцинтилляционных счетчиков).

После модернизации с добавлением двадцати пяти телескопов эффективность триггерования возросла в шесть раз и стало возможным идентифицировать заряд нескольких фрагментов в каждом событии. Эта модернизация повысила надежность измерений и обеспечила возможность изучения корреляционной функции по относительным скоростям в диапазоне углов между фрагментами  $10^\circ < \theta_{rel} < 180^\circ$ .

**В третьей главе** представлены результаты экспериментального изучения мультифрагментации, сопровождающей соударения  $p$ +Au при  $E = 8.1$  ГэВ. Анализ проводился с помощью статистической модели SMM. Доказано, что

для процесса характерны два объема (или плотности) системы, а не один, как в традиционном подходе.

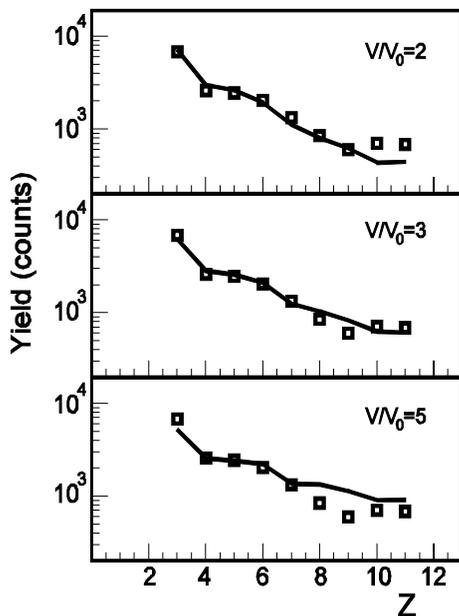
### Определение размеров системы по форме зарядового распределения фрагментов:

Форма зарядового распределения IMF зависит от размера системы в момент развала, как показано в нашей работе [1] для фрагментации в реакции  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ . Как уже было сказано, механизм реакции для легких релятивистских пучков обычно делится на две стадии. Первая стадия – быстрая, во время которой испускаются «каскадные» нуклоны и образуется возбужденный спектатор мишени. Эта стадия описывается моделью внутриядерного каскада (INC).

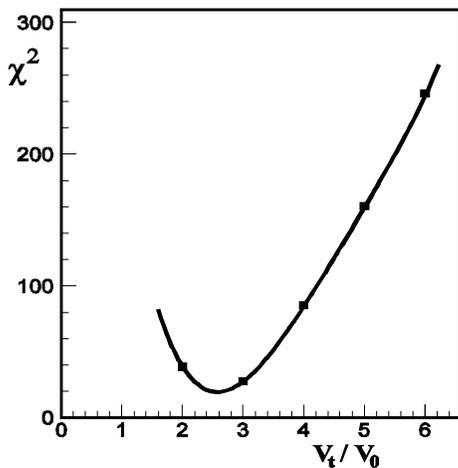
Вторую стадию описываем в рамках Статистической модели мультифрагментации (SMM). Модель позволяет рассчитать многотельный распад (объемную эмиссию) горячего и расширенного ядра.

Мы обозначаем эту комбинированную модель INC+Exp+SMM. Объем системы параметризуется в SMM в виде соотношения:  $V_t = (1 + k) V_0$ . В изначальном варианте модели, предполагалось, что  $V_t = V_0$ , таким образом, был только один параметр, связанный с размером системы. Он, в первом приближении, определяет и свободный объем ( $\approx k V_0$ ), а значит, и вклад «трансляционного» члена в энтропию конечного состояния. В рамках модели вероятность данного канала распада возбужденного ядра определяется его статистическим весом, который пропорционален экспоненте от энтропии. Энтропия рассчитывается в рамках жидко-капельной модели для горячих фрагментов. Статистическая модель мультифрагментации учитывает также вторичный распад возбужденных фрагментов, что влияет на конечное зарядовое распределение холодных фрагментов.

Рисунок 4 показывает зарядовое распределение, полученное для соударений  $p + \text{Au}$  при  $E = 8.1 \text{ ГэВ}$ . Измерение сделано для полярного угла  $87^\circ$  при условии, что детектор множественности зарегистрировал, по крайней мере, еще один фрагмент промежуточной массы. Линии получены в результате расчета по модели INC+Exp+SMM для трех значений «распадного» объема ( $2V_0, 3V_0, 5V_0$ ). Видна зависимость расчетного выхода от плотности системы. Для сравнения измеренного зарядового распределения с расчетным использовался метод наименьших квадратов. На Рис.5 показано значение  $\chi^2$  в функции  $V_t/V_0$ . Из положения минимума и формы кривой делается заключение, что объем системы в момент развала равен  $V_t = (2.6 \pm 0.3) V_0$ . Показана двойная статистическая ошибка. Это значение объема соответствует средней плотности системы в момент развала  $\rho_t = (0.38 \pm 0.04) \rho_0$ . Отметим, что характерные размеры системы практически не меняются при сортировке событий по множественности фрагментов.



**Рис. 4.** Зарядовые распределения фрагментов промежуточной массы, измеренные для соударений  $p$  (8.1 ГэВ)+ Au (символы), и рассчитанные по модели INC+Exp+SMM для различных объемов системы в момент развала.



**Рис. 5.** Значение  $\chi^2$  в функции  $V_t / V_0$ , полученное из сравнения измеренных и расчетных зарядовых распределений IMF. Наилучшему согласию модельных расчетов с экспериментом отвечает  $V_t = (2.6 \pm 0.3) V_0$ .

### Определение размеров источника из спектров кинетической энергии фрагментов:

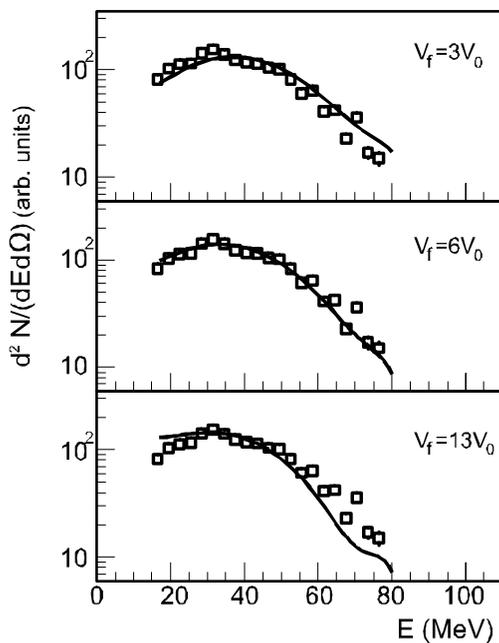
В кинетической энергии фрагментов в общем случае следует выделить четыре компонента. Первая, тепловая, связана с нагревом ядра; вторая – с ускорением в кулоновском поле системы; третья компонента появляется, если система вращается; последняя связана с коллективными потоками разного происхождения:

$$E = E_{th} + E_c + E_{rot} + E_{flow} \quad (1)$$

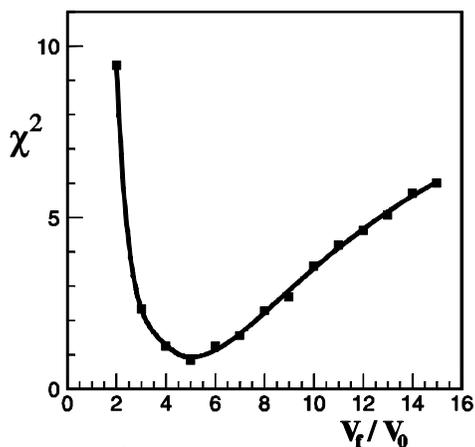
Согласно анализу, проведенному коллаборацией ФАЗА, тепловая компонента примерно в три раза меньше, чем кулоновская энергия. Вклад коллективного вращения и потока невелик для соударений  $p + Au$ . Таким образом, все определяется величиной кулоновского поля системы. А это означает, что спектр кинетической энергии любого фрагмента весьма чувствителен к размерам источника.

Ожидаемый спектр получается путем расчета многотельных кулоновских траекторий. Его стартовой точкой является размещение всех заряженных частиц для данного канала распада внутри объема  $V_f$ , отвечающего ситуации, когда фрагменты уже отделились друг от друга и могут свободно перемещаться под действием кулоновского расталкивания. Расчет кулоновских траекторий проводится для движения в течение 3000 Фм/с. К этому моменту кинетическая энергия фрагментов уже близка к асимптотическому значению. Такие расчеты являются финальной ступенью комбинированной модели INC+Exp+SMM.

На рис.6 показано сравнение измеренных и расчетных спектров ядер углерода, испускаемых под углом  $\theta = 87^\circ$  в соударениях  $p + Au$  при энергии пучка  $E_p = 8.1$  ГэВ. Для выделения мультифрагментации брались такие события, когда регистрировались, по крайней мере, два фрагмента. Расчеты были сделаны с объемом системы на этапе образования фрагментов  $V_f = 2.6 V_0$ . Объем «размораживания»  $V_f$  брался в качестве свободного параметра. Модельные спектры, показанные на рис.6, получены в предположениях, что  $V_f/V_0$  равно 3, 6 и 13. Использовался метод наименьших квадратов для определения оптимального значения  $V_f$ . Рисунок 7 показывает  $\chi^2$  в функции  $V_f/V_0$ . Из положения минимума и полуширины распределения получаем  $V_f = (5.0 \pm 0.5)V_0$ .



**Рис.6.** Спектр углерода ( $\theta = 87^\circ$ ,  $p+Au$ , 8.1 ГэВ);  
линии – расчет для указанных значений  $V_f$



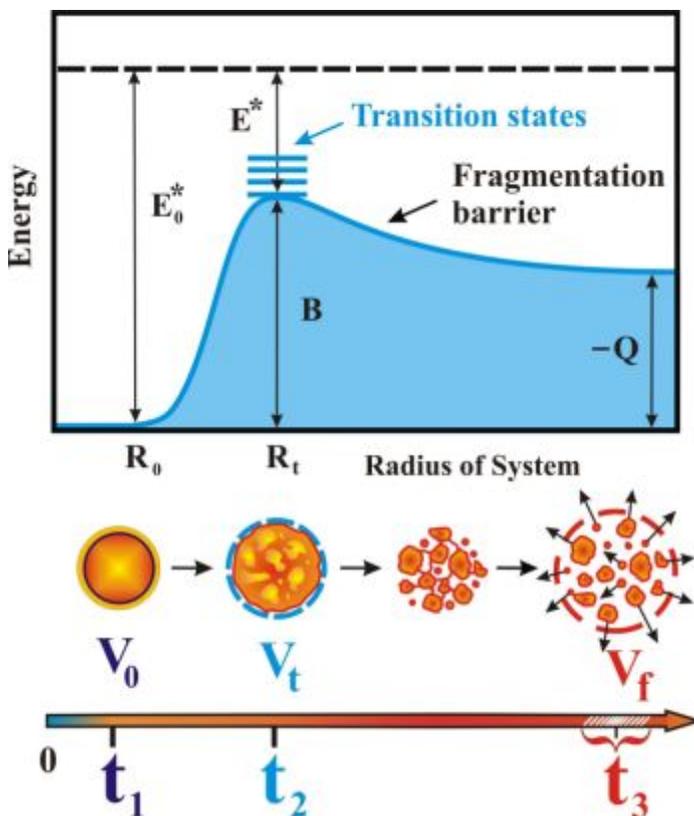
**Рис.7.** Значения  $\chi^2$  в функции  $V_f/V_0$ , полученные при сравнении измеренных и расчетных спектров кинетической энергии углерода. Выделялись события с множественностью фрагментов  $M \geq 2$ .

### Ядерная мультифрагментация и деление: сходство и различия

Существование двух характерных объемов для процесса мультифрагментации имеет прозрачный смысл. Первый объем,  $V_t$ , соответствует моменту формирования фрагментов, когда горячее ядро после некоторого расширения трансформируется в конфигурацию, в которой уже намечились «префрагменты». Это будущие фрагменты, между которыми все еще есть связи (ядерное взаимодействие). При дальнейшей эволюции системы префрагменты удаляются друг от друга под действием кулоновского расталкивания и полностью разделяются. Эта картина очень напоминает то, что происходит при обычном делении. В седловой точке ядро имеет еще достаточно компактную форму, но способ разделения уже предрешен тем, какой набор параметров деформации реализовался, что проявляется в конечном канале деления в виде явной массовой асимметрии. Ядерное взаимодействие между «будущими» осколками уменьшается по мере спуска с барьера деления и исчезает в точке разрыва. Сходство обоих процессов было впервые отмечено проф. Д. Гроссом. В работе Лопеса и Рандрупа развита теория мультифрагментации, основанная на обобщении понятия переходных состояний, введенных для деления в 1938 г. Бором и Уиллером. Теория позволяет рассчитать потенциальную энергию в функции размеров системы и числа префрагментов, давая характеристики переходных состояний и высоту барьера для фрагментации. Рассчитываются вероятности заселения переходных состояний, которые и определяют дальнейшую судьбу системы. Будучи концептуально подобна этой теории, изначальная статистическая модель мультифрагментации (SMM) использует *один* параметр, связанный с размером системы, –  $V_t$ . Фактическая величина  $V_t$  находится из сравнения измеренного зарядового распределения IMF с расчетным распределением.

В духе работы Лопеса и Рандрупа его следует называть «объемом» переходного состояния,  $V_t = (2.6 \pm 0.3) V_0$ . Поэтому используем индекс «t» - «transition state volume». Другой параметр размера фрагментирующего ядра обнаруживается в результате анализа спектров кинетической энергии фрагментов. Он отвечает объему системы в момент разрыва перемычек между префрагментами (см. рис.8), когда начинается кулоновский разлет частиц.

Таким образом,  $V_f = (5.0 \pm 0.5) V_0$  является объемом «размораживания» (freeze-out) для мультифрагментации в соударениях  $p + Au$ . Это означает, что ядерное взаимодействие еще существенно, когда объем системы равен  $V_t$ , и только когда система расширится до  $V_f$ , фрагменты свободно разлетаются под действием кулоновского расталкивания.



**Рис. 8.** Вверху: качественное представление потенциальной энергии горячего ядра в функции размеров системы. Основное состояние соответствует  $E_0^*$ ,  $B$  – барьер фрагментации,  $Q$  – выделяемая энергия. Внизу: схема процесса мультифрагментации и его временная шкала.

Вероятность каждого канала распада в статистической модели берется пропорциональной статистическому весу коллектива из  $M$  фрагментов. Это большое упрощение, тем не менее статистическая модель мультифрагментации, SMM, успешно описывает зарядовые (массовые) распределения фрагментов, образующихся в процессе тепловой мультифрагментации. Отметим еще раз, что в традиционном варианте SMM используется один параметр размера системы, называемый «объем размораживания». Ограничения такого подхода сейчас уже очевидны.

### Критическая температура – из зарядового распределения

Величина критической температуры для ядерного фазового перехода жидкость-газ определялась во многих теоретических работах разными способами. В ряде работ, к примеру, это делалось с использованием теории Хартри-Фока с силами Сфирма. Найденные значения  $T_c$  лежат в диапазоне 10 – 20 МэВ в зависимости от выбранных параметров нуклон-нуклонного взаимодействия и деталей модели. Главным источником экспериментальной информации относительно величины  $T_c$  является форма зарядового распределения фрагментов промежуточной массы. В некоторых статистических моделях процесса показано, что форма зарядового распределения  $Y(Z)$  чувствительна к величине  $T/T_c$ . Это распределение хорошо описывается популярным степенным законом  $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$ , который предсказывается в модели Фишера для классической системы вблизи критической точки. В ряде работ была дана серьезная критика применения ядерной модели Фишера. Имея это в виду, мы оценили критическую температуру  $T_c$ , используя статистическую модель SMM, которая весьма успешно описывает различные характеристики процесса мультифрагментации.

В этой модели рассматривается микроканонический ансамбль конечного состояния после процесса тепловой фрагментации горячего ядра: сумма нуклонов и возбужденных фрагментов с различной массой. Как уже отмечалось, распад возбужденного ядра происходит после некоторого расширения за счет теплового давления. Вероятность распада по данному каналу  $j$  пропорциональна его статистическому весу  $W_j$ :

$$W_j \sim \exp S_j(E_x, A_0, Z_0), \quad (2)$$

где  $S_j$  – энтропия системы в канале  $j$ . Энергия возбуждения, масса и заряд распадающегося ядра обозначены как  $E_x$ ,  $A_0$  и  $Z_0$  соответственно. Фрагменты с массовым числом  $A > 4$  рассматриваются как капли ядерной жидкости. Канал характеризуется набором множественностей фрагментов  $\{N_{AZ}\}$ , причем  $A$  и  $Z$  пробегает все значения, допускаемые законами сохранения массы и заряда. Энтропия канала получается суммированием энтропий всех частиц  ${}^A_Z$  в данном канале:

$$S_j = \sum N_{AZ} S_{AZ}, \quad S_{AZ} = - \left( \frac{\partial F_{AZ}}{\partial T} \right)_V \quad (3)$$

Свободная энергия фрагмента  $F_{AZ}$  является суммой термов: объемного, поверхностного, симметрии (зависящего от  $N-Z$ ), кулоновского и трансляционного, который связан с движением в свободном пространстве:

$$F_{AZ} = F_{AZ}^V + F_{AZ}^S + F_{AZ}^{sym} + F_{AZ}^C + F_{AZ}^t.$$

Поверхностная энергия,  $F_{AZ}^S$ , зависит от критической температуры, а это означает, что зарядовое распределение фрагментов чувствительно к величине  $T_c$ . Используется следующее выражение для  $F_{AZ}^S$ :

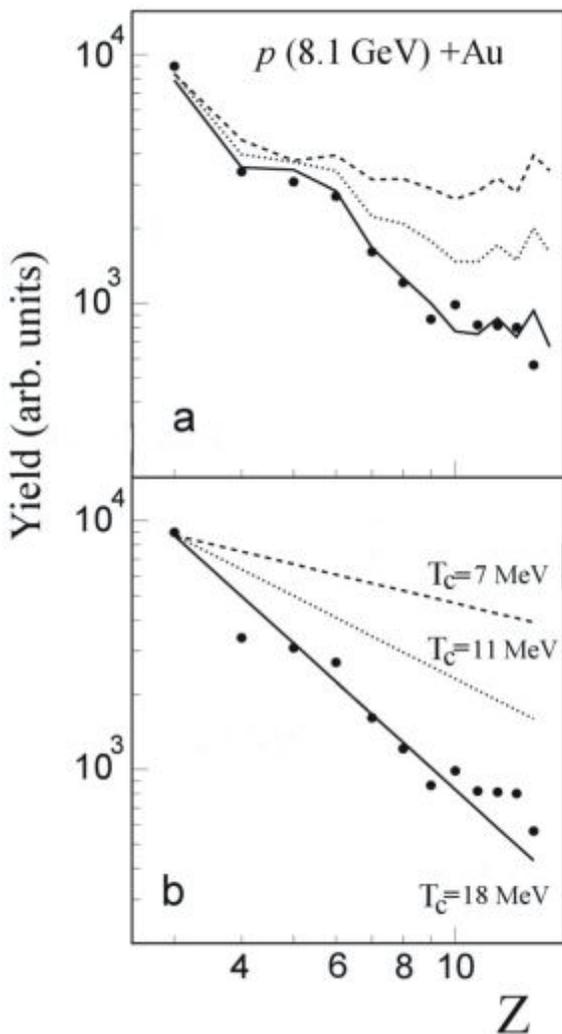
$$F_{AZ}^S = a_s(T)A^{2/3}, \quad a_s(T) = a_s(0) \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4}, \quad (4)$$

где  $a_s(T) = 4\pi r_0^2 \sigma(T)$ , а  $\sigma(T)$  – зависящий от температуры коэффициент поверхностного натяжения.

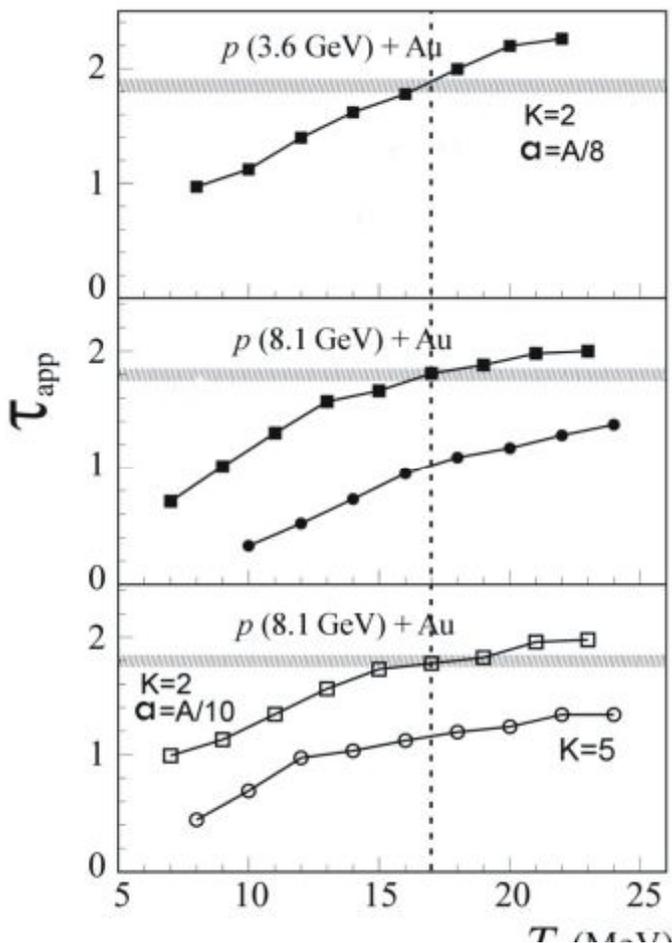
На рис.9а показано измеренное зарядовое распределение фрагментов, возникающих в соударениях  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ . Линиями даны расчетные зарядовые распределения, полученные для различных значений критической температуры. Для всех значений  $T_c$  расчеты проводились таким образом, чтобы множественность фрагментов была близка к измеренной. Средняя плотность ядра предполагалась равной одной трети от нормального значения:  $\rho = 1/3\rho_0$ . Статистическая ошибка измерений не превышает размера «точек». Из рисунка видно, что расчетные зарядовые распределения неплохо описывают эксперимент в предположении, что критическая температура,  $T_c$ , близка к 18 МэВ.

Отметим, что наилучшему согласию модельного расчета с данными отвечают следующие средние характеристики фрагментирующего ядра:  $Z=67$ ,  $A=157$ , энергия возбуждения 525 МэВ (температура ~5.2 МэВ). Теоретические кривые отходят от экспериментальных данных при уменьшении предполагаемого значения критической температуры. Из рисунка 9б очевидно, что эксперимент хорошо описывается также и степенной функцией с характерным коэффициентом наклона  $\tau_{\text{app}} \approx 1.8$ . Сравнение измеренных значений показателя степенной функции с модельными предсказаниями, полученными для различных возможных значений  $T_c$ , представлено на рис.9 а, б. Использовались данные, полученные для соударений  $p + \text{Au}$  при энергиях 3.6 и 8.1 ГэВ. Из условия наилучшего согласия модельных расчетов с экспериментом при обеих энергиях получаем, что критическая температура для ядерного фазового перехода жидкость-газ равна:

$$T_c = (17 \pm 2) \text{ МэВ.}$$



**Рис. 9.** Измеренные и расчетные зарядовые распределения фрагментов из соударений  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ : а) линии рассчитаны в модели INC+Exp+SMM в предположении, что  $T_c = 7, 11$  и  $18 \text{ МэВ}$ ; б) подгонка по степенному закону.



**Рис. 10.** Показатель степенной функции для зарядового распределения фрагментов из соударений  $p + Au$  при энергии 3.6 и 8.1 ГэВ. Измеренные значения  $\tau$  даны горизонтальной полоской. Результаты расчетов с различными значениями  $T_c$  в предположении, что справедлива формула (1), показаны черными квадратами. Черные кружки – для линейной зависимости поверхностного натяжения от  $T/T_c$ .

Этот результат, безусловно, модельно зависим. В частности, весьма существенно, какова температурная зависимость поверхностного натяжения  $\sigma(T)$ . На рис. 10 (средняя панель) приведены расчеты с использованием линейной зависимости  $\sigma$  от  $T/T_c$  так, как было сделано в серии других работ. Только здесь расчеты ведутся в рамках последовательной статистической модели, а не в упрощенном подходе, называемом приближением Фишера. Полученные при этом значения параметра  $\tau$  оказываются существенно ниже измеренных величин, что следует расценивать как указание на то, что такая параметризация нереалистична. Было проверено также, насколько чувствителен результат к величине параметра плотности уровней ядра,  $a$ . Дело в том, что фрагменты и остаточные ядра, образующиеся в процессе мультифрагментации, оказываются возбужденными. Их вторичный распад с испарением нуклонов и альфа-частиц зависит от величины параметра  $a$ . Однако изменение его даже на 20% (до  $A/10$ ) слабо влияет на вид зарядового распределения фрагментов и не меняет величину  $T_c$ , извлекаемую из анализа формы  $Y(Z)$ . Самая нижняя кривая на рис. 10 рассчитана в предположении, что параметр модели  $\kappa = 5$ , что соответствует плотности системы во время развала  $\rho = 1/6\rho_0$ . При этом расчетные величины параметра  $\tau_{app}$  существенно ниже измеренных значений при любой критической температуре. Этот результат согласуется с тем, что плотность возбужденного ядра в момент развала примерно в три раза меньше, чем  $\rho_0$ .

Полученная величина критической температуры в 2-3 раза превышает значение  $T_c$ , которое найдено в ряде работ путем анализа в рамках формализма Фишера. По-видимому, это – результат слишком упрощенного подхода в этой модели к описанию процесса. Мы посчитали, что уровень надежности определения величины критической температуры существенно возрастет, если  $T_c$  будет найдена также с помощью иного, чем фрагментация, процесса. В работе [8] это впервые было сделано путем анализа температурной зависимости вероятности деления  $^{188}\text{Os}$  с энергией возбуждения 40-110 МэВ.

#### Определение критической температуры из данных по делению

Делимость ядер определяется отношением кулоновской и поверхностной свободных энергий. Коэффициент поверхностного натяжения уменьшается с ростом энергии возбуждения, точнее, по мере приближения температуры к критическому значению. Барьер для деления возбужденных ядер становится ниже, вероятность деления увеличивается. Таким образом, измерение делимости ядра при различных энергиях возбуждения позволяет оценить, как далеко система от критической точки.

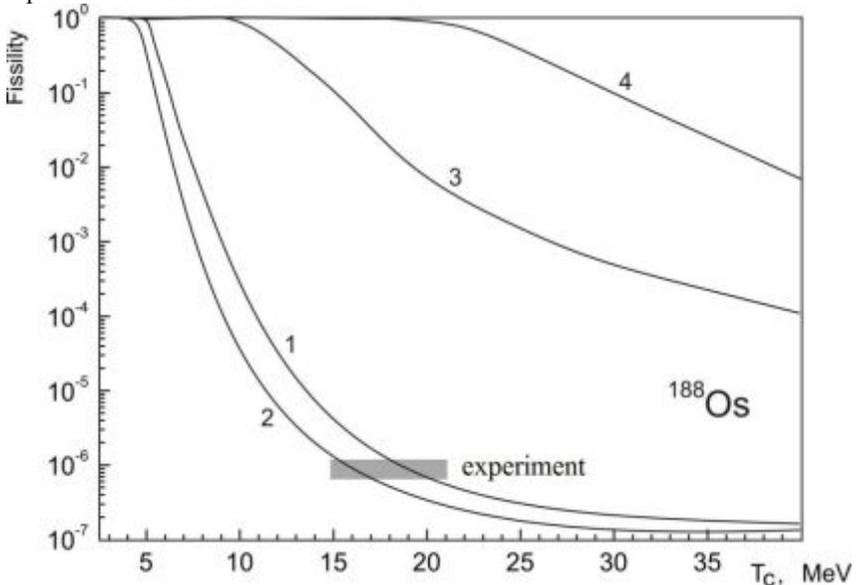
Были использованы экспериментальные данные из работ Moretto и др., где возбужденное ядро  $^{188}\text{Os}$  получалось в соударениях  $^4\text{He}$  с мишенью из  $^{184}\text{W}$ . Энергия пучка варьировалась в широком диапазоне, при этом энергия возбуждения составного ядра ( $^{188}\text{Os}$ ) менялась от 30 до 117 МэВ. Сравнение измеренных и модельно рассчитанных вероятностей деления  $W_f$  позволяет определить значение критической температуры  $T_c$ .

Результат показан на рис. 11. Здесь приведен также и расчет, сделанный с использованием иной параметризации коэффициента поверхностного натяжения.

Отметим что в работе Randrup и др. зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры для ядерной капли была получена иной, чем дается формулой (4):

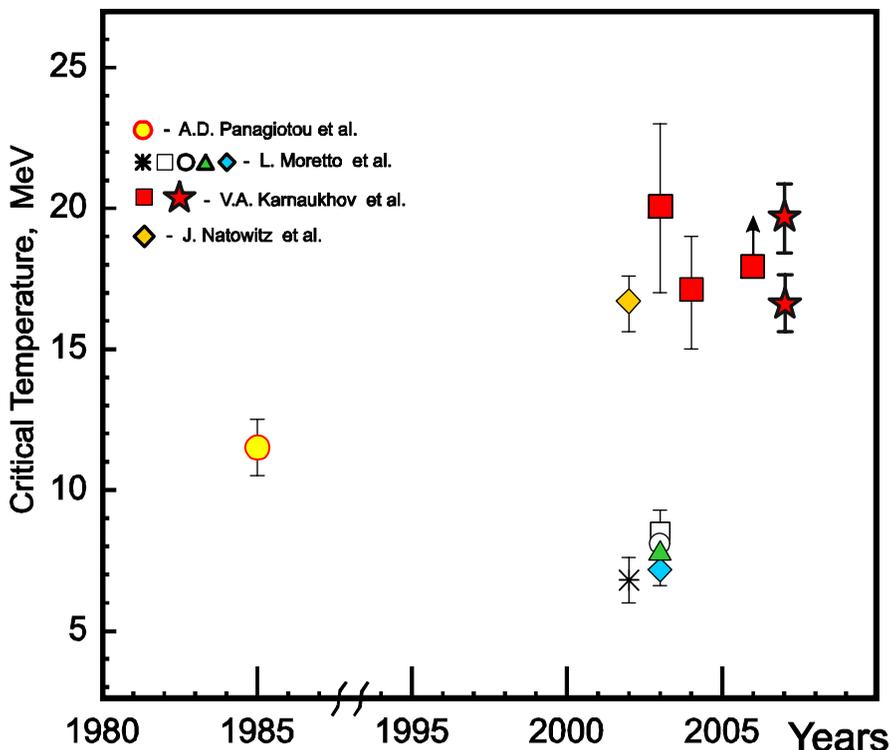
$$\sigma(T) = \sigma(0) \cdot \left(1 + 1.5 \frac{T}{T_c}\right) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1.5} \quad (5)$$

Это выражение отличается от (4), однако численно близко к нему. Это обстоятельство укрепляет доверие к уравнениям (4) и (5). При анализе делимости возбужденного ядра  $^{188}\text{Os}$  с целью установления критической температуры мы использовали все известные параметризации коэффициента поверхностного натяжения.



**Рис.11.** Вероятность деления ядра  $^{188}\text{Os}$  при энергии возбуждения 40МэВ. Расчетные значения даны в функции критической температуры для различных вариантов зависимости поверхностного натяжения от температуры: 1 – формула (4), 2 – формула (5), 3 – линейная зависимость  $(1-T/T_c)$ , 4 – квадратичная зависимость  $(1- (T/T_c)^2)$ . Экспериментальное значение показано горизонтальной полоской.

Пересечение расчетных этих кривых с полоской, отвечающей измеренному значению, дает  $T_c = (19.5 \pm 1.2)$  МэВ в первом случае и  $T_c = (16.5 \pm 1.0)$  МэВ во втором. Таким образом, этот анализ указывает, что критическая температура превышает 15 МэВ. Это согласуется со значением критической температуры, полученной коллаборацией ФАЗА из данных по ядерной мультифрагментации.



**Рис. 12.** Экспериментальные значения критической температуры для ядерного фазового перехода «жидкость-газ». Все данные получены из данных по фрагментации за исключением «звезд». Здесь критическая температура найдена из анализа делимости возбужденных ядер

На рис.12 показана история и современная ситуация на мировом «рынке» критической температуры. Большая часть экспериментальных оценок  $T_c$  сделана путем анализа зарядового (или массового) распределения продуктов ядерной фрагментации. Результаты здесь «драматически» противоречивы: значения  $T_c$ , полученные в Дубне, более чем в два раза превышают величины, полученные в Беркли (США). Причина, по-видимому, в том, что

использовались различные модели для описания процесса развала горячего ядра на фрагменты: статистическая модель мультифрагментации в первом случае и модель Фишера во втором.

Это расхождение и вынудило нас искать иной способ определения критической температуры, в котором использовались бы иные экспериментальные результаты и иная модель. Значения  $T_c$ , найденные нами путем анализа делимости горячего ядра, согласуются с тем, что получено из данных по ядерной мультифрагментации.

**В Заключении** суммируются результаты, выдвигаемые на защиту.

**На защиту выдвигаются следующие результаты.**

1. В рамках методических работ по модернизации установки ФАЗА:
  - 1.1 Создан компактный  $\Delta E$ - $E$  – телескоп-спектрометр фрагментов промежуточной массы, состоящий из цилиндрической ионизационной камеры и полупроводникового детектора.
  - 1.2 Изучены временные характеристики телескопа для достижения максимальной эффективности «совпадения» сигналов от  $\Delta E$  и  $E$  счетчиков.
  - 1.3 Создан детекторный модуль, состоящий из 25 телескопов-спектрометров. Это обеспечило повышение эффективности триггерования в установке ФАЗА в шесть раз.
  - 1.4 Исследованы спектрометрические свойства пленочных сцинтилляторов детектора множественности фрагментов (CsI), которые были изготовлены 20 лет назад. Показано, что, несмотря на гигроскопичность CsI, выбранные условия использования сцинтиллятора обеспечили неизменность его спектрометрических характеристик.
2. Выполнена серия экспериментов на пучке релятивистских протонов по измерению дифференциальных сечений образования фрагментов промежуточной массы.
3. Проведен анализ опытных данных с помощью московско-копенгагенской статистической модели мультифрагментации. Доказано, что фрагменты формируются после расширения горячего ядра и достижения первого характерного объема мультифрагментации,  $V_f = (2.6 \pm 0.2)V_0$ .
4. Второй характеристический объем,  $V_f = (5.0 \pm 0.5)V_0$ , определен из анализа формы спектра кинетической энергии фрагментов. Это так называемый «объем размораживания».
5. Из анализа экспериментальных данных по выходам фрагментов промежуточной массы найдено, что критическая температура для ядерного фазового перехода жидкость-газ равна  $T_c = (17 \pm 2)$  МэВ. Близкая величина получена при анализе делимости возбужденных ядер.

**Основные результаты диссертации опубликованы в работах:**

1. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Multifragmentation and nuclear phase transitions (liquid-fog and liquid-gas)", Nuclear Physics A734 (2004) 520-523
2. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Two characteristic volumes in thermal nuclear multifragmentation". Physical Review C 70, (2004) 041601(R)
3. A. Budzanowskia, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Phase Transitions in highly excited nuclei". Acta Physical Polonica B, No 4 Vol. 36 (2005)
4. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Spinodal decomposition, nuclear fog and two characteristic volumes in thermal multifragmentation". Nuclear Physics A749 (2005) 65c-72c
5. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Liquid-Fog and Liquid-Gas Phase Transition in Hot Nuclei". Physics of Atomic Nuclei 69, 2006, p. 1142
6. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Nuclear multifragmentation and fission: similarity and differences". Nuclear Physics A 780, 2006, p. 91
7. В. В. Киракосян и др. "Модернизированная установка ФАЗА для исследования ядерной мультифрагментации". Приборы и техника эксперимента, 2008, №2, с. 5
8. V.A. Karnaukhov, ..., V.V. Kirakosyan, ... "Critical Temperature for the Nuclear Liquid-Gas Phase Transition (From Multifragmentation and Fission)". Physics of Atomic Nuclei 71, 2008, p. 2067

Получено 1 апреля 2010 г.