

**Содержание**

- 1. Введение**
  - 2. Фрагментация на пучках легких релятивистских частиц и тяжелых ионов: сходства и различия**
    - 2.1. Множественность фрагментов промежуточной массы
    - 2.2. Спектры кинетической энергии фрагментов промежуточной массы.
    - 2.3. Массовые (зарядовые) распределения фрагментов
  - 3. Тепловая мультифрагментация**
    - 3.1. Временная шкала тепловой мультифрагментации
    - 3.2. Два характеристических объема для тепловой мультифрагментации
    - 3.3. Фрагментация на пучках протонов,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{12}\text{C}$ : сходство и различия
  - 4. Мультифрагментация и фазовые переходы в горячих ядрах**
    - 4.1. Ядерная жидкость, газ, туман и критическая температура
    - 4.2. Критическая температура из зарядового распределения ФПМ
  - 5. Деление и фазовый переход жидкость-газ**
    - 5.1. Температурная зависимость барьера деления
    - 5.2. Определение критической температуры из данных по делению
  - 6. Фазовая диаграмма для ядерного вещества**
- Литература**

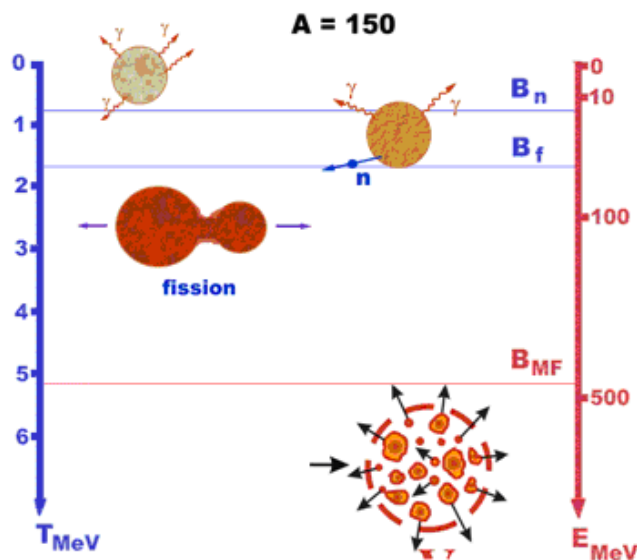
**Аннотация**

Основным типом распада горячих ядер ( $E^* \geq 3.5$  МэВ/нуклон) является мультифрагментация – многотельный тип распада с испусканием не только нуклонов, но и фрагментов промежуточной массы. Последние – тяжелее, чем альфа-частицы, но легче осколков деления. Мультифрагментация происходит, когда горячее ядро после расширения за счет теплового давления попадет в спинодальную область фазовой нестабильности. Характерное время процесса  $\sim 2 \cdot 10^{-22}$  с. Он классифицируется, как фазовый переход жидкость-туман, происходящий при температуре 5-6 МэВ. Подробно обсуждается ситуация с определением критической температуры  $T_c$  для ядерного фазового перехода жидкость – газ. Знание  $T_c$  весьма существенно для корректного написания уравнения состояния ядерного вещества. Экспериментальные данные о величине  $T_c$  противоречивы. Из анализа формы зарядового распределения фрагментов в Дубне получено  $T_c = (17 \pm 2)$  МэВ.

## Введение

Начнем с пояснения термина «горячее ядро». При низких энергиях возбуждения расстояние между уровнями ядра существенно превышает их ширину, основной способ распада – испускание гамма квантов, и они могут быть изучены методами ядерной спектроскопии. При анализе данных здесь широко используются модели ядерных оболочек. При энергиях возбуждения порядка энергии связи нейтрона,  $B_n$ , свойства отдельных уровней ядра изучаются методами нейтронной спектроскопии. При дальнейшем повышении нагрева ядра открывается канал испускания нуклонов, и для описания поведения возбужденного ядра применяются статистические (или термодинамические) подходы. На рисунке 1 эволюция типов распада с энергией возбуждения показана для ядра с массовым числом  $A = 150$ , для которого порог деления  $B_f$  составляет около сорока миллионов электрон-вольт. На шкале справа дана энергия возбуждения ядра, слева показана температура, которая связана с энергией соотношением:  $E = aT^2$  (модель ферми-газа,  $a \approx A/10$ ). По мере увеличения энергии возбуждения процесс испарения нуклонов становится все более интенсивным, число вылетевших нуклонов становится все больше и больше. Так происходит до тех пор, пока система не дойдет до порога нового способа распада – ядерной мультифрагментации. Это случается, когда температура достигнет примерно 5 МэВ. Столь нагретые ядра и называют горячими.

Ядерная фрагментация была открыта в конце тридцатых годов прошлого века при изучении космических лучей с помощью фотоэмульсий И. Гуревичем и др. в СССР и Е. Шоппером и др. в Германии [1,2]. Ими были наблюдаены необычные «звёзды», рожденные при соударении релятивистских протонов с ядрами эмульсии. Необычность заключалась в том, что испускались медленные ядерные фрагменты, энергия которых была всего 20-40 МэВ. Они тяжелее, чем альфа-частицы, но легче осколков деления. Теперь их называют фрагментами промежуточной массы (ФПМ,  $2 < Z < 20$ ). Позднее, в пятидесятых годах, это явление было наблюдаено и в экспериментах на ускорителях Н. Перфиловым, О. Ложкиным и др. [3,4]. Механизм процесса был неясен, и в течение трех

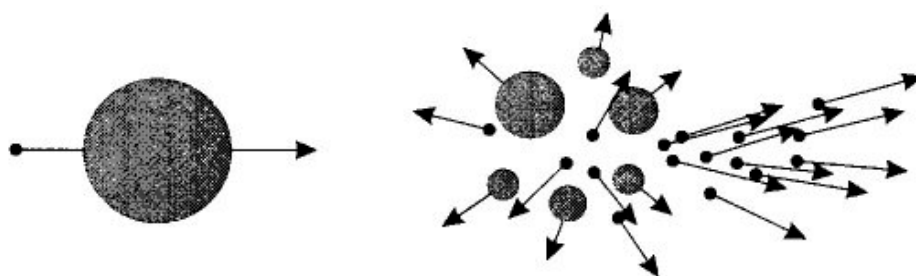


**Рис.1.** Эволюция способов распада ядер по мере возрастания энергии возбуждения. Энергия показана на шкале справа, температура ядра дана на левой шкале.

десятилетий он неторопливо изучался отдельными энтузиастами. Ситуация кардинально изменилась после 1982 года, когда Б. Якобсон (B. Jakobsson, Швеция) продемонстрировал микрофотографии «звёзд», в которых наряду с протонами и альфа частицами были ядерные фрагменты [5]. Эксперименты были проведены с пучком углерода (250 МэВ на нуклон) на линейном ускорителе Бевалак в Беркли (США). Наблюдение было сделано в то время, когда в ядерном сообществе широко обсуждалась проблема фазовых переходов. Предсказывалось, что переход типа «жидкость-газ» проявится в процессе множественной эмиссии фрагментами промежуточной массы [6].

Это стимулировало взрыв интереса к мультифрагментации в середине 80-х годов. Важные результаты были получены в инклюзивной постановке эксперимента, когда при измерении какой либо характеристики процесса делается усреднение по всем другим существенным параметрам (см. работы [7-9]). В это же время в ряде лабораторий были созданы установки с  $\pi$  геометрией для изучения этого процесса на пучках тяжелых ионов, которые весьма эффективны для получения высоко возбужденных ядер. Однако, при этом разогрев сопровождается возбуждением коллективных (или механических) степеней свободы: ядра вращаются, сжимаются, деформируются. Исследование этих динамических эффектов интересно само по себе, однако они затрудняют получение информации о термодинамических свойствах горячих ядерных систем. Картина значительно упрощается, когда используются пучки релятивистских легких частиц (протоны, антипротоны, пионы). Коллективные степени свободы при этом возбуждаются

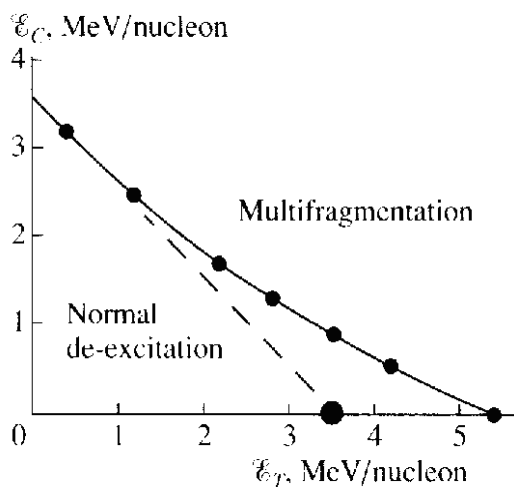
слабо, и энергия образующихся ядер оказывается практически целиком тепловой. Это дает основание называть *тепловой мультифрагментацией* развал горячего ядра, образующегося в соударениях быстрых релятивистских частиц с тяжелыми мишенями. Характеристики этого процесса целиком определяются энергией возбуждения системы. Рисунок 2 иллюстрирует, как происходят центральные соударения релятивистского протона с тяжелым ядром [10]. Проходя через мишень, протон создает внутриядерный каскад. Быстрые каскадные частицы выбиваются в переднюю полусферу, а более медленные адсорбируются спектатором (остатком) мишени, нагревая его. Таким образом, возникает горячее остаточное ядро, которое расширяется за счет теплового давления и распадается с испусканием нуклонов и фрагментов.



**Рис.2.** Картина соударения быстрого протона с тяжелым ядром

В ряде публикаций (см., например [11]) проведено сопоставление тепловых и коллективных степеней свободы в процессе многотельного развала. На Рис. 3 показана диаграмма, рассчитанная по «перколяционной» модели. Рассмотрена эмиссия ФПМ для ядер  $^{208}\text{Pb}$ , имеющих как тепловую, так «механическую» энергии возбуждения. Левый сектор диаграммы соответствует обычному способу «разрядки» - последовательному испарению нуклонов. Мультифрагментация (многотельный распад) происходит, когда система оказывается в правом секторе. Энергия компрессии также эффективна для развала ядра, как и тепловое возбуждение. Даже холодное ядро может развалиться «на куски» на стадии декомпрессии, если энергия сжатия превышает 3.5 МэВ/нуклон. В этом случае произойдет *динамическая* мультифрагментация. Влияние вращения на вероятность фрагментации было проанализировано в ряде публикаций [13]. Оно менее существенно, чем сжатие в ядро-ядерных соударениях. Реакции, вызываемые релятивистскими легкими частицами, попадают только в область, примыкающую к оси абсцисс, так как энергия возбуждения остаточных ядер почти целиком тепловая:  $E^* \approx E_t$ . Реакции с тяжёлыми ионами занимают всю диаграмму, энергия возбуждения при этом включает как тепловую, так и компрессионную части:  $E^* = E_t + E_c$ . Порог тепловой

мультифрагментации оказался несколько ниже, чем предсказывалось. Это не удивительно, т.к. использовалась слишком упрощенная модель. Реальная граница между областями «испарения» и многотельного развала указана пунктиром на Рис.3.



**Рис.3.** Расчетные области обычного испарения и мультифрагментации для возбужденного ядра  $^{208}\text{Pb}$  [11]. По оси абсцисс дана тепловая часть энергии возбуждения, по оси ординат - энергия компрессии. Большим символом показана экспериментальная оценка порога тепловой мультифрагментации спектатора мишени для соударений  $p + \text{Au}$  [12].

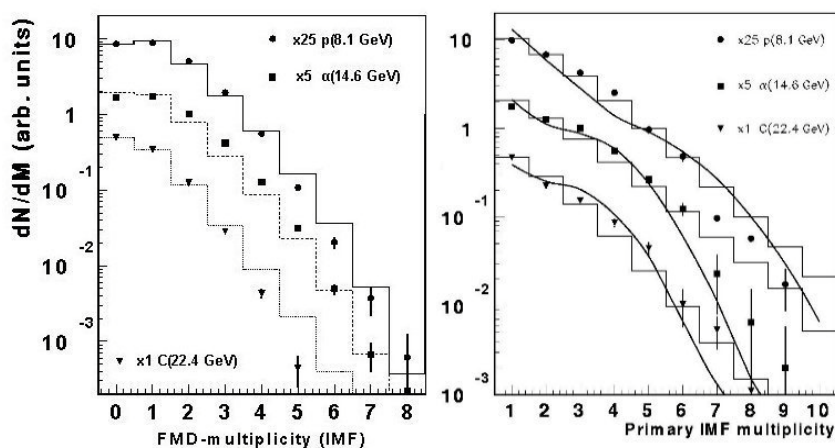
К настоящему времени в литературе появилось большое число обзоров, посвященных ядерной мультифрагментации [14-26]. Накоплено много данных в этой области исследований, и можно сравнить характеристики тепловой мультифрагментации с тем, что получается на пучках тяжелых ионов. Это сделано в следующей главе, где рассматриваются данные по множественности, зарядовым распределениям, спектрам кинетических энергий фрагментов. Статистическая теория процесса хорошо описывает основные закономерности процесса. Однако, этот подход не всегда успешен при рассмотрении ядро-ядерных столкновений, где возможен значительный вклад динамических эффектов. В главе 2 мы остановимся подробно на тепловой фрагментации. Здесь рассматриваются экспериментальные данные, касающиеся временных характеристик процесса. Именно они дают доказательство того, что фрагментация действительно многотельный процесс, который является главным типом распада ядер с энергией возбуждения превышающей порог для этого канала. Глава 3 посвящена рассмотрению ядерных фазовых переходов, наблюдаемых и гипотетических.

## 2. Фрагментация на пучках легких релятивистских частиц и тяжелых ионов: сходства и различия

### 2.1. Множественность фрагментов промежуточной массы

В дальнейшем мы используем величину  $\langle M \rangle$ , среднюю множественность фрагментов на один акт фрагментации. Эта величина связана со средней множественностью ФПМ на

одно неупругое взаимодействие,  $\langle M^* \rangle$ , простым соотношением:  $\langle M^* \rangle = \langle M \rangle [1 - P(0)]$ . Здесь  $P(0)$  равно вероятности события без испускания ФПМ. Рисунок 4 показывает примеры распределений по множественности фрагментов для соударений легких релятивистских ионов с золотой мишенью [28,29]. Экспериментальные данные (Рис.4а) получены с помощью 4 -установки ФАЗА [30,31], установленной на пучке синхрофазотрона ОИЯИ (Дубна). Установка состояла из пяти телескопов  $\Delta E \times E$ , окруженных детектором множественности фрагментов из 64 счетчиков с тонкими сцинтилляторами CsI(Tl).



**Рис.4.** а) Символы - измеренная множественность фрагментов для соударений  $p+Au$  при 8.1 ГэВ,  $^4He+Au$  при 14.6 ГэВ и  $^{12}C+Au$  при 22ГэВ [28], гистограммы-Ферми функции; б) символы - восстановленное распределение по множественности, линии – расчет по комбинированной модели INC+Exp+SMM.

Средняя множественность фрагментов невелика, она около 2, однако, более 30% событий характеризуется  $M \geq 3$ . Рост энергии во входном канале не приводит к росту  $M$ . Это проявление эффекта «предельной фрагментации», который был уже давно зафиксирован для других наблюдаемых. Энергия возбуждения остаточных ядер после внутри-ядерного каскада не растет с энергией пучка так, как предсказывает модель. Нами предложена процедура эмпирической коррекции каскадного расчета учитывающая этот эффект. Опишем кратко этот подход.

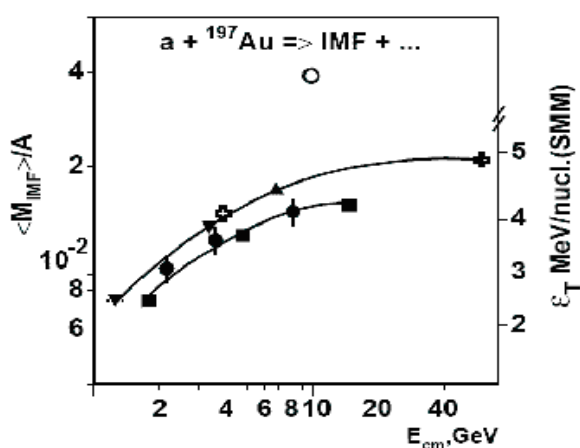
Реакции под действием релятивистских частиц обычно делятся на два этапа. Вначале бомбардирующая частица порождает в ядре-мишени адронный каскад. Частично вторичные нуклоны вылетают наружу, а более медленные из них поглощаются остаточным ядром, нагревая его. Это быстрая стадия реакции, и обычно она описывается моделью внутриядерного каскада. Мы использовали его дубнинскую версию [32,33] для того, чтобы рассчитать распределение остаточных ядер по заряду, массе и энергии

возбуждения. Второй этап, распад возбужденных остаточных ядер описывается Московско-Копенгагенской статистической моделью мультифрагментации (SMM) [19,34,35]. Согласно SMM вероятность данного канала распада определяется его статистическим весом. Объем системы на стадии формирования фрагментов записывается, как  $V_1 = (1+k)A_{MF}/n_0$ , где  $A_{MF}$  массовое число ядра,  $n_0$  ядерная плотность,  $k$  - параметр модели, который обычно берется  $k = 2$ . Такая оценка взята из эксперимента, и мы ещё вернемся к этому. Таким образом, предполагается, что ядро расширяется перед развалом за счет теплового давления. Процесс расширения занимает конечное время, за которое из горячего ядра испаряются нуклоны, унося часть энергии возбуждения. Этот эффект рассмотрен В. Фридманом в модели расширяющегося источника [41]. Мы же учитываем его, вводя эмпирические поправки в каскадный расчет согласно рецепту, описанному в работах [12,28,29]. В результате получается комбинированная модель INC+Exp+SMM, которая успешно описывает экспериментальные данные (см. Рис.4). Параметры модели подбираются так, чтобы получить среднюю множественность фрагментов близкую к экспериментальной. Расчет проводится в режиме «событие за событием». Финальной частью комбинированной модели является расчет многотельных кулоновских траекторий и получение спектров кинетической энергии фрагментов. Другие широко известные статистические модели приведены в публикациях [36-40].

В разделе 3.2 будут специально рассмотрены пространственно-временные характеристики мультифрагментации. Будет показано, что, процесс характеризуется *двумя объемами*. Первый,  $V_1$ , соответствует конфигурации системы на стадии формирования фрагментов, в переходном состоянии. Второй объем,  $V_2$ , система имеет в момент, когда фрагменты отделяются друг от друга и взаимодействуют только за счет кулоновских сил. Его называют объемом «размораживания». Ясно, что второй объем больше, чем первый.

На рисунке 5 представлены экспериментальные данные по средней множественности на один нуклон источника фрагментов,  $\langle M \rangle / A$ , для соударений  $a + Au$ . Взяты бомбардирующие частицы  $a$  в диапазоне от релятивистских протонов и  ${}^3,4\text{He}$  [12,42,43] до столь тяжелых ионов, как  ${}^{197}\text{Au}$  [44,45]. Удельные множественности даны в функции энергии пучка в системе центра масс. Следует сказать, что нет достоверных данных о массе фрагментирующих ядер за исключением случая периферических соударений  $Au + Au$  при энергии 600 МэВ на нуклон (последняя точка на Рис.5) [19]. Для фрагментации на пучках протонов с энергиями 2.16, 3.6 и 8.1 МэВ массы источников были оценены из анализа экспериментальных данных с помощью комбинированной модели упомянутой выше. В случае пучков  ${}^{40}\text{Ar}$  [46],  ${}^{36}\text{Ar}$  [47],  ${}^{129}\text{Xe}$

[48] массовые числа источников оценивались в предположении, что происходит та же потеря массы системой при подходе к моменту эмиссии фрагментов, как в реакциях на протонах с близкой энергией. Символы на Рис.5 представляют инклюзивные данные (усредненные по всем параметрам соударений) за исключением случая, показанного открытым кружком. Это - средняя множественность фрагментов, возникающих в центральных соударениях Au+ Au при энергии 100МэВ/нуклон.

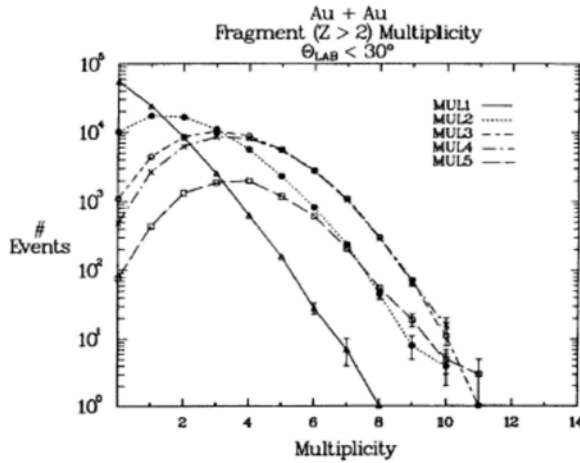


**Рис.5.** Удельная множественность ФПМ для  $a + \text{Au}$  соударений в функции энергии в системе ц.м. Закрытые кружки – для пучка протонов, квадраты – для пучка гелия, на верхней кривой – данные, полученные с пучками  $^{12}\text{C}$ ,  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{36}\text{Ar}$  и  $^{129}\text{Xe}$  (краевые реакции). Открытый кружок – для центральных соударений Au+Au. Правая шкала дает энергию возбуждения на нуклон для источников ФПМ (модельная оценка).

Инклюзивные удельные множественности для периферических ядро – ядерных соударений слегка выше, чем в случае легких релятивистских пучков. Процесс почти нечувствителен к динамике реакции. Из этого наблюдения следует, что решающим фактором является энергия, полученная остаточным ядром – источником фрагментов. Энергия оценивалась из экспериментальных данных по множественности (в результате анализа в рамках SMM) и показана на правой шкале Рис.5. Это тепловая энергия возбуждения. Она слегка больше для случая ядро – ядерных соударений, чем в случае фрагментации на пучках релятивистских протонов и альфа частиц.

Множественность ФПМ возрастает при переходе к центральным соударениям тяжелых ядер. На Рис.6 показано распределение по множественности в соударениях Au+Au при энергии 200 МэВ/нуклон. Это было сделано в 1987г. на ускорителе Бевалак (Беркли, США) с помощью одной из первых 4π-установок (Plastic Ball), предназначенных для изучения ядерной фрагментации [49]. Эта установка состоит из 815 модулей, которые являются  $E \times E$ -телескопами, использующими «медленный» и «быстрый» сцинтилляторы. Идентифицировались все заряженные частицы. На Рис.6 показано распределение по множественности ФПМ в зависимости от полной множественности заряженных частиц  $M_{cp}$ , которая меняется от  $0 < M_{cp} < 23$  (периферические соударения) до  $M_{cp} > 92$  (центральные соударения). В последнем случае максимум распределения оказывается при  $M \approx 4$ .





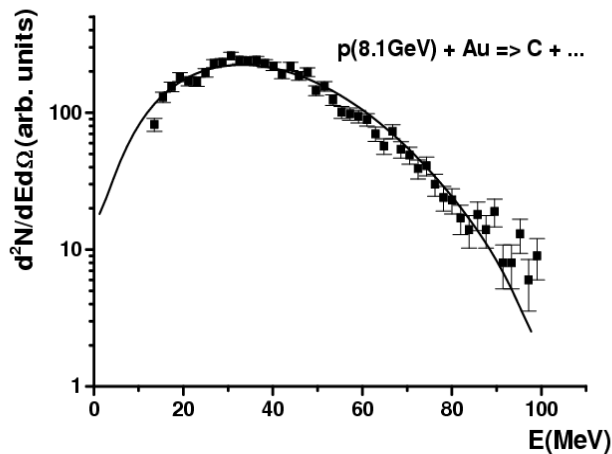
**Рис.6.** Распределение по множественности фрагментов в соударениях Au+Au при энергии 200 МэВ/нуклон, измеренное с помощью установки Plastic Ball (Беркли, США). Представлены измерения для пяти значений полной множественности заряженных частиц от Multi1 (периферические соударения) до Multi 5 (центральные соударения).

Измерения сделаны для лабораторных углов  $\theta < 30^\circ$ , что соответствует передней полусфере в системе центра масс. Экстраполяция к  $4\pi$  дает распределение с максимумом при  $M \approx 8$  со значительным числом событий, когда выпускаются 15-20 фрагментов.

Эти наблюдения были подтверждены позднее в исследованиях коллаборации FOPI. Детектор FOPI сложная установка  $\pi$  4 -геометрией, которая успешно использовалась на пучках релятивистских ядер синхротрона SIS – GSI (Дармштадт, ФРГ). Было установлено, что статистическая модель не в состоянии описать полученные результаты для наиболее «жестких» соударений, когда примерно 60% доступной энергии сосредоточено в коллективном потоке, который возникает за счет избыточного давления, вызванного экстремальным нагревом системы. Этот поток четко виден в спектрах кинетической энергии фрагментов.

## 2.2. Спектры кинетической энергии фрагментов промежуточной массы.

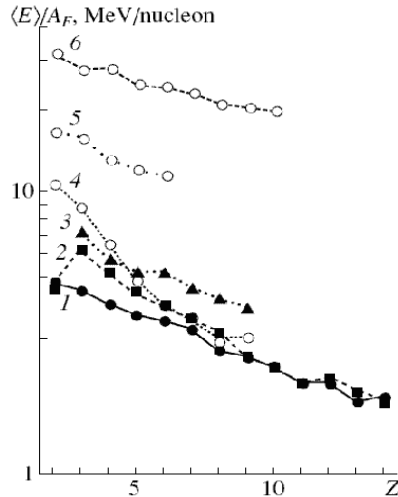
На Рисунке 7 для примера показан спектр фрагмента с  $Z=6$  (углерод) из соударений  $p + Au$  при энергии протонов 8.1 ГэВ [27]. Линией показан расчет с использованием комбинированной модели INC+Exp+SMM. Из расчета [52] следует, что около 75% кинетической энергии фрагмента приобретается за счет ускорения в кулоновском поле системы, и только четвертая часть связана с тепловым движением. Поэтому величина средней кинетической энергии чувствительна к размеру фрагментирующего ядра. Некоторые важные детали, касающиеся размеров системы в момент развала, будут рассмотрены в следующей главе. Модель рассматривает развал горячего ядра с пониженной плотностью в предположении, что скоростью расширения можно пренебречь.



**Рис. 7.** Энергетический спектр ядер углерода из соударений  $p+Au$  при энергии 8.1 ГэВ. Кривая получена в модельном расчете.

Расчет хорошо описывает экспериментальный спектр, из чего следует, что скорость расширения системы при испускании фрагмента не более 0.02 с, что соответствует средней энергии расширения не более чем 0.2 МэВ/ нуклон.

Ситуация меняется с ростом массы бомбардирующей частицы, поскольку в системе появляется коллективный поток. Это иллюстрируется Рис. 8, на котором представлена коллекция данных по средней энергии ФПМ, образующихся в соударениях различных пучков с мишенью из золота: протонов,  $^4He$  [29],  $^{36}Ar$ [53], для периферических соударений пучков золота [44] и центральных соударений  $Au+Au$  [45,54]. В случае пучков протонов и  $^4He$  были использованы прямые измерения. Для пучков  $^{36}Ar$  данные были получены из измерений «поперечных» энергий фрагментов. В случае фрагментации бомбардирующей частицы при периферических соударениях  $Au+Au$  энергии фрагментов оценивались аналогичным образом. Для центральных соударений  $Au+Au$  использовались прямые измерения энергии ФПМ и их времени пролета. В каждом случае выбирался прием, дающий энергию частицы в системе координат источника. Средняя энергия фрагментов промежуточной массы увеличивается при переходе от протонных пучков к более тяжелым пучкам. Это увеличение особенно велико в случае центральных ядро-ядерных соударениях, например для реакции  $Au+Au$ . Оно не может быть объяснено за счет того, что велик заряд источника фрагментов  $Z_s$ . По оценке  $\langle Z_s \rangle \approx 120$  в случае энергии пучка 100 МэВ/нуклон [45]. Столь высокий заряд источника фрагментов объясняет только частично увеличение кинетической энергии по сравнению с тем, что получается на протонных пучках. Основная причина роста энергии фрагментов связана с появлением радиального потока, вызванного перегревом ядерного вещества в процессе соударения.



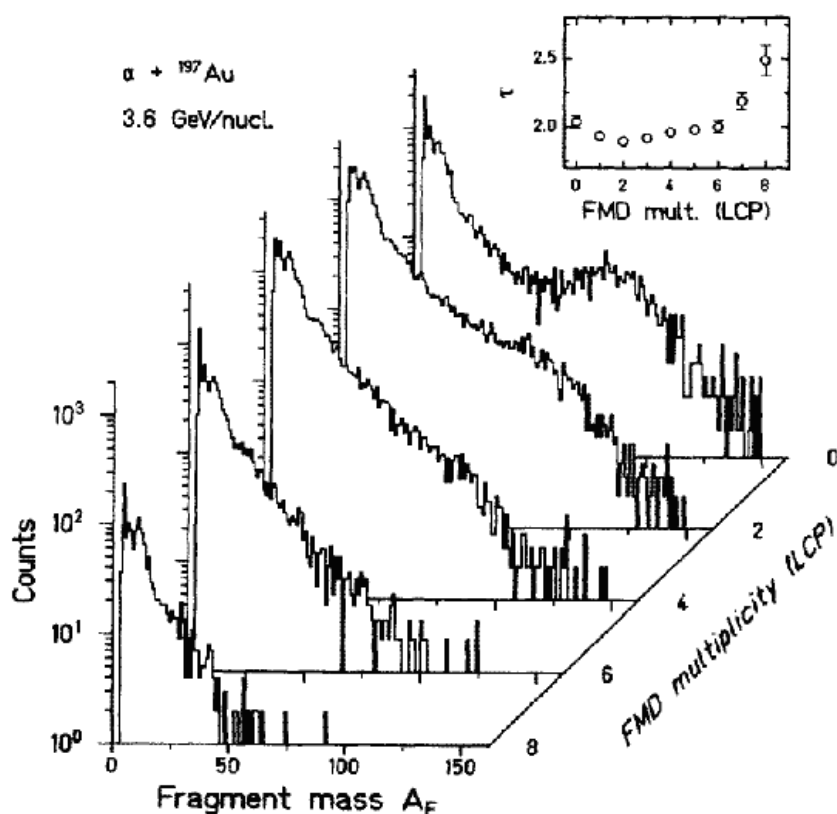
**Рис.8.** Средняя энергия на нуклон для фрагментов из реакций, вызываемых в золотой мишени различными пучками: 1 – для протонного пучка с энергией 8.1 ГэВ; 2 – пучок  ${}^4\text{He}$  с энергией 3.6 ГэВ/нуклон; 3 –  ${}^{36}\text{Ar}$ , 110 МэВ/нуклон; 4 – пучок  ${}^{197}\text{Au}$  с энергией 600 МэВ/нуклон; 5, 6 – центральные соударения Au+Au при энергиях 100 и 150 МэВ/нуклон, соответственно.

По оценке, в центральных соударениях Au+Au при энергии 150 МэВ/нуклон энергия потока равна  $19.9 \pm 0.3$  МэВ/нуклон. Это значение было получено с помощью, так называемой, «взрывной» модели [51]. Согласно анализу по этой модели, около 60% доступной в этой реакции энергии сосредоточивается в радиальном потоке. Из рисунка 8 видно, что при переходе от протонов к пучкам  ${}^4\text{He}$  и  ${}^{36}\text{Ar}$  энергии фрагментов увеличиваются, но не столь значительно. Это также приписывается коллективному потоку, но здесь он только вступает в игру.

При рассмотрении периферических соударений Au+Au (кривая 4) возникает проблема оценки вклада кулоновского поля спектатора мишени в кинетическую энергию фрагментов, возникающих при распаде горячего спектатора бомбардирующей частицы. Среднее время фрагментации горячего ядра не меньше  $50\text{-}70 \text{ fm}/c$  [12]. По прошествии такого времени взаимодействующие ядра удаляются друг от друга на  $\approx 50 \text{ fm}$ . На таком расстоянии кулоновское поле мишени сильно ослабляется, и оно не может заметно влиять на кинетическую энергию фрагментов, возникающих при распаде спектатора пучка. Сравнение кривых 4 и 2 на Рис.8 показывает, что энергии фрагментов с  $Z > 4$ , возникающих в соударениях  ${}^4\text{He}+\text{Au}$  и Au+Au, близки. Однако энергии фрагментов с  $Z = 2$  и 3 заметно больше во втором случае. Для объяснения этого в работе [27] предположено, что легкие фрагменты испускаются (по крайней мере, частично) до расширения ядра под действием теплового давления.

### 2.3. Массовые (зарядовые) распределения фрагментов

Пример массового распределения фрагментов показан на Рис.9. Спектры получены с помощью время-пролетных телескопов установки ФАЗА на пучке релятивистских частиц [55]. Измерения проведены для различной множественности  $m$  легких заряженных частиц (ЛЗЧ: пионы, протоны, дейтоны). При низких значениях множественности массовое распределение проявляет наличие двух компонент. Одна из них располагается в области массовых чисел близких к  $A \approx 80$ , это осколки деления. Эта компонента исчезает по мере роста множественности, то есть с увеличением энергии возбуждения в системе. Вторая компонента, в области легких масс, видна при всех значениях множественности. Выход фрагментов в области масс  $10 \leq A \leq 40$  хорошо описывается степенным законом,  $A^{-\tau}$ . Величина показателя степени  $\tau$  дана во вставке Рис.9 в зависимости от измеренной множественности  $m$ . Минимум для этой характеристики лежит при  $m = 2 - 4$ .

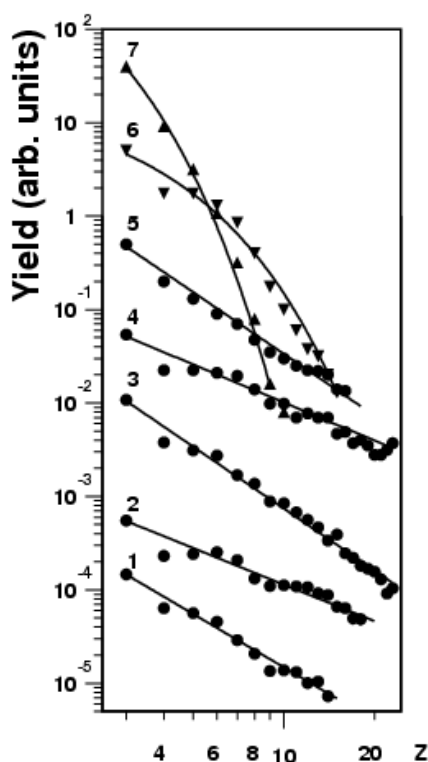


**Рис.9.** Спектры масс продуктов соударений  ${}^4\text{He}$  (14.6ГэВ)+Au, измеренные телескопами по времени пролета установки ФАЗА. Спектры даны для различных значений множественности легких заряженных частиц. Во вставке показаны значения показателя степенного закона  $\tau$ , полученные для диапазона  $10 \leq A \leq 40$

Впервые наличие минимума величины  $\tau$  было обнаружено в работах группы исследователей в международном центре GSI (Дармштадт, ФРГ) при изучении фрагментации, вызванной пучками ускоренных ядер золота (с энергией 600 МэВ/нуклон) в различных мишенях [56]. Эксперименты выполнены на спектрометре АЛАДИН [57] в «обратной» геометрии. Фрагменты распада горячего спектатора бомбардирующей

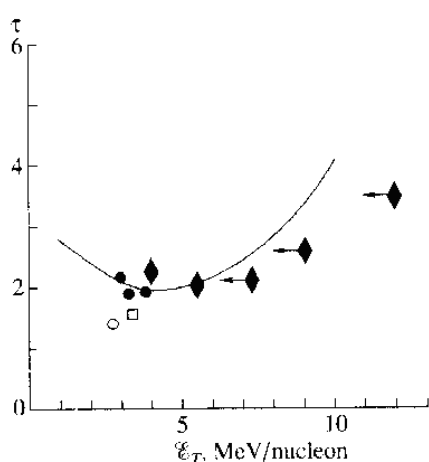
частицы (Au) идентифицировались с помощью трековой камеры MUSIC и по времени пролета. Для оценки энергии возбуждения фрагментирующего ядра использовался детектор, состоящий из 64 телескопов Si-CsI, который позволял измерять множественность ЛЗЧ, пропорциональную энергии возбуждения системы ( $E^*$ ). Было найдено, что с ростом  $E^*$  средняя множественность фрагментов промежуточной массы растет, доходит до максимума  $\langle M_{\text{ФПМ}} \rangle \approx 3$  и затем уменьшается. Величина  $\tau$  изменяется в «противофазе» и минимальна тогда, когда множественность фрагментов максимальна. Этот эффект впервые был обнаружен в экспериментах коллаборации АЛАДИН и объяснен в рамках статистической модели [19]. Отметим, что наблюдение минимума для показателя степенной функции при использовании легких релятивистских пучков дает уверенность, что и в это м случае до стигается энергия возбуждения, отвечающая максимальным значениям множественности фрагментов промежуточной массы.

На Рис.10 представлен набор зарядовых распределений фрагментов, образующихся в соударениях различных бомбардирующих частиц с мишенью Au. Инклюзивные распределения 1-4 получены на пучках протонов с энергией 8.1 ГэВ [12], ядер  $^{40}\text{Ar}$  (30 и 220 МэВ/нуклон) [58] и  $^{84}\text{Kr}$  (35 МэВ/нуклон) [59]. Распределение 5 измерено для периферических соударений Au+Au при энергии 1000 МэВ/нуклон [45]. Все распределения достаточно хорошо аппроксимируются степенным законом. Это подобие весьма примечательно. Оно наводит на мысль о ключевой роли статистических (термодинамических) подходов для описания процесса мультифрагментации.



**Рис. 10.** Форма зарядовых распределений фрагментов для реакций, вызываемых в мишени Au различными пучками: 1 –  $p$  (8.1 ГэВ); 2 –  $^{40}\text{Ar}$  (30 МэВ/нуклон); 3 –  $^{84}\text{Kr}$  (35 МэВ/нуклон); 4 –  $^{40}\text{Ar}$  (220 МэВ/нуклон); 5 –  $^{197}\text{Au}$  (1000 МэВ/нуклон, периферические соударения); 6 –  $^{197}\text{Au}$  (100 МэВ/нуклон, центральные соударения); 7 –  $^{197}\text{Au}$  (400 МэВ/нуклон, центральные соударения)

Теперь рассмотрим Рис.11, где приведены значения показателя степенного закона  $\tau$ , измеренные для крайне различных входных каналов реакций:  $p+Au$  (сплошные кружки) и  $Au+Au$  (ромбы). В первом случае использовались протоны с энергией 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ. Энергии возбуждения брались из расчета по комбинированной модели, параметры для которой выбирались из условия наилучшего согласия с измеренным значением множественности ФПМ. Во втором случае использовались периферические соударения ядер золота с энергией 600 МэВ/нуклон (коллорабация АЛАДИН). Параметр удара при взаимодействии двух ядер золота фиксировался по множественности легких заряженных частиц. Энергии возбуждения фрагментирующего ядра находились калориметрическим методом [44]. Поясним, что это такое.



**Рис.11** Показатель степенного закона  $\tau$  в функции энергии возбуждения. Линия – результат расчета с использованием статистической модели SMM. Экспериментальные данные: черные кружки – для соударений  $p+Au$  при энергиях 2.16, 3.6 и 8.1 ГэВ; ромбы – для периферических столкновений  $Au+Au$  при энергии 600 МэВ/нуклон (с отбором по параметру удара); открытые символы – для пучков  $^{40}Ar$  (30 МэВ/нуклон) и  $^{84}Kr$  (35 МэВ/нуклон) и золотой мишени.

В ряде работ использовалось следующее соотношение для нахождения «тепловой» энергии возбуждения системы:

$$E = \sum_i^{M_{cp}} K_i^{cp} + M_n \langle K_n \rangle + Q + E_\gamma \quad (1)$$

Здесь  $K_i^{cp}$  – измеренные кинетические энергии заряженных частиц, испущенных по механизму испарения в данном событии,  $M_{cp}$  – их множественность;  $M_n$  – множественность нейтронов в событии,  $\langle K_n \rangle$  – средняя кинетическая энергия нейтрона,  $Q$  – разность масс конечного и начального состояний,  $E_\gamma$  – средняя энергия, уносимая гамма-квантами. Последняя величина невелика.

При применении калориметрического метода очень важно надежное отделение частиц, испускаемых при распаде горячего ядра, от тех, которые вылетают до этого процесса. Эти последние могут иметь разную природу. Прежде всего – это каскадные нуклоны. Они характеризуются угловым распределением, в котором выделено направление вперед, и обладают более высокими энергиями, чем испарительные частицы. Каскадные частицы могут быть надежно сепарированы подбором порога регистрации.

Внутриядерный каскад сопровождается испусканием, так называемых, предравновесных нуклонов, которые появляются при девозбуждении «частично-дырочных» состояний остаточного ядра сразу после прохождения каскада. Средняя энергия предравновесных частиц больше, чем для испарительных. Но она не так велика, как у каскадных нуклонов. Третий источник нуклонов, испускаемых до многотельного развала – это испарение в процессе расширения горячего спектатора мишени. Этот третий источник – главный предмет рассмотрения модели Расширяющегося Источника Частиц (РИЧ, [12,41]). Мы полагаем, что эти частицы могут составить существенную примесь к событиям, отобранным в калориметрическом методе для измерения энергии возбуждения источника фрагментов, приводя к ее завышению. Этот эффект не был рассмотрен в работе [60], в которой неточность определения энергии оценивается, как  $\approx 15\%$  для реакций, индуцированных адронами с энергией несколько ГэВ.

Степень надежности калориметрического метода для реакций на тяжелых ионах тщательно анализировалась в [63]. Это было сделано, имея в виду характеристики 4 - установки INDRA (Каен, Франция), которая состоит из 336 модулей. Использовалась программа SIMON, чтобы генерировать события с известными свойствами, которые модельно воспроизводят соударения Xe+Sn при энергии 50 МэВ/нуклон. Эти искусственные события фильтровались в соответствии с характеристиками установки INDRA, чтобы воспроизвести реально регистрируемые наборы наблюдаемых параметров. После этого они реконструировались согласно калориметрической технике, и полученные свойства источника сравнивались с генерированными событиями. Был сделан вывод, что калориметрический метод весьма неточен, просто ненадежен. Так, оказалось, что энергия возбуждения источника  $E^*$  может быть измерена с ошибкой 10-20%, оценка вклада нейтронов проблематична. Дисперсия величины  $E^*$  не определяется вообще: «измеренные» значения в несколько раз больше истинных. Последнее заключение особенно важно для нахождения ядерной теплоемкости  $C_V$ , которая прямо связана с дисперсией энергии:

$$C_V = \frac{\sigma_E^2}{T^2} = \frac{\langle E^2 \rangle - \langle E \rangle^2}{T^2} \quad (2)$$

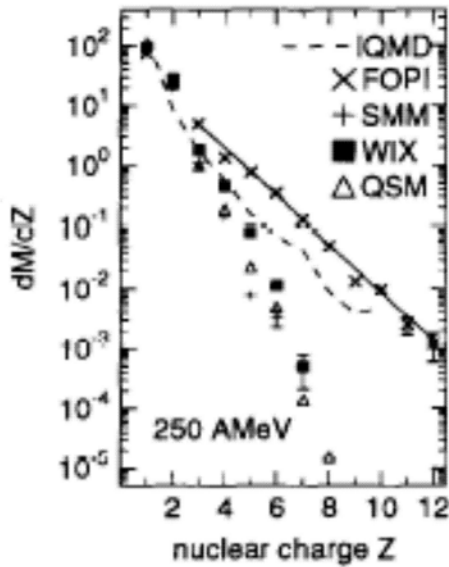
Теперь вернемся к рисунку 11. Экспериментальные величины показателя степенного закона  $\tau$  близки к расчетным значениям для энергии возбуждения ниже 7 МэВ/нуклон. Отклонения при более высоких энергиях могут быть связаны с вкладом коллективного потока даже при периферических соударениях. Но подобное поведение показателя степенного закона обнаружено и для фрагментации в соударениях  $\pi^- + \text{Au}$  при

энергии 8 ГэВ [66]. Величины  $\tau$  при этом близки к тем, что показаны ромбами на Рис.11. Коллективный поток для этой реакции оценен в [67]. Установлено, что он меньше одного МэВ/нуклон для энергий возбуждения до 10 МэВ/нуклон. Таким образом, отклонения экспериментальных данных от модельных предсказаний для мультифрагментации на пионных пучках *не может* быть связано с вкладом коллективного потока в энергию возбуждения. Вместе с тем, нельзя исключить, что на оценку величины  $E^*/A$  повлияла неучтенная примесь предравновесных частиц, испускаемых до развала горячего ядра на фрагменты. Открытые символы на Рис.11 получены при измерении зарядового распределения фрагментов при соударении  $^{40}\text{Ar}$  (30 МэВ/нуклон) и  $^{84}\text{Kr}$  (35 МэВ/нуклон) с золотой мишенью. Измеренные значения  $\tau$  меньше минимального значения, получаемого по статистической модели SMM. Но, как было отмечено в [58], это может быть объяснено повышенным выходом тяжелых ФПМ за счет реакций глубоко-неупругих многонуклонных передач. Этот фоновый для мультифрагментации эффект всегда следует иметь в виду при анализе ядро-ядерных соударений.

Обратимся снова к рисунку 10. Для центральных соударений Au +Au, зарядовые распределения (6 и 7) значительно отличаются от тех, которые мы только что обсуждали. Они хорошо описываются экспоненциальными функциями:  $Y(Z) \sim \exp(-\alpha Z)$ , параметр  $\alpha$  возрастает с энергией пучка. Статистическая модель предсказывает экспоненциальное зарядовое распределение, если тепловая энергия возбуждения превышает 10 МэВ/нуклон. Но SMM недооценивает множественность фрагментов: предсказываемые значения  $\alpha$  слишком велики.

В исчерпывающей публикации FOPI-коллораации [51] зарядовые распределения фрагментов из соударений Au +Au при энергии 150 – 400 МэВ/нуклон сравнены с расчетами по различным статистическим моделям (SMM, QSM [37], WIX [38]). Ни одна из этих моделей не описывает данные: измеренные выходы на несколько порядков величины выше, чем предсказанные для фрагментов с  $Z > 5$ . Применение микроскопической Квантово-Молекулярной Динамической модели так же безуспешно. Рисунок 12 показывает сравнение экспериментального зарядового распределения, полученного при энергии пучка 250 МэВ/нуклон, с модельными предсказаниями. Предположено, что повышенный по сравнению с расчетом выход ФПМ может быть объяснен в квази-статистическом приближении, если плотность системы в момент формирования фрагментов около  $0.8\rho_0$ , т.е. система находится вне спиноподальной области.





**Рис.12.** Сравнение измеренных зарядовых распределений (FOPI – коллаборация, сплошная линия) с расчетами по различным статистическим моделям. Представлены результаты для центральных соударений Au +Au при энергии 250 МэВ/нуклон.

Альтернативным объяснением является совершенно противоположная идея. Тепловая часть энергии возбуждения оценивается, как 20 МэВ/нуклон [51], что значительно больше энергии связи нуклонов. Такая перегретая система должна полностью испариться. В этом случае, фрагменты могут возникнуть за счет процесса коалесценции («слипания»), который может быть усилен коллективным потоком. В работе [68] такой подход оказался успешным для описания выхода фрагментов в центральных соударениях  $^{20}\text{Ne} + ^{238}\text{U}$  при энергии 0.25 – 2.1 ГэВ/нуклон.

### 3. Тепловая мультифрагментация

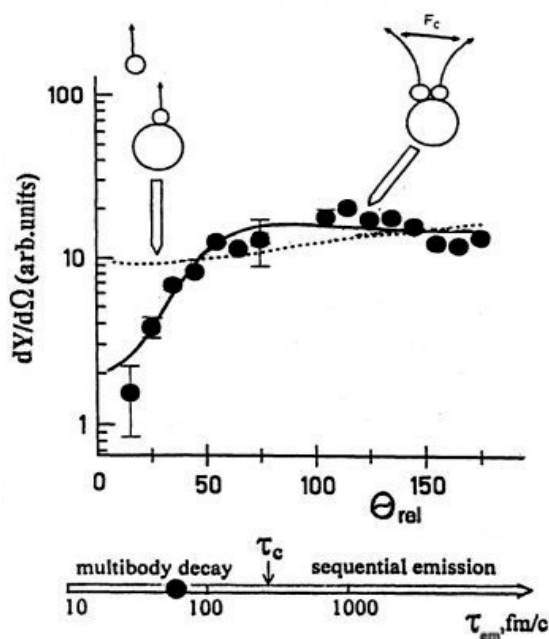
**3.1. Временная шкала тепловой мультифрагментации.** Временная шкала для вылета фрагментов является важной характеристикой процесса, позволяющей установить его механизм: есть ли это последовательное и независимое испускание ФПМ или же это – новый, многотельный распад, вероятность которого определяется полным доступным фазовым объемом. В последнем случае, все фрагменты данного события испускаются за время, не превышающее характерное кулоновское  $\tau_c \approx 10^{-21}$  с (400-500 фм/с) [69], которое является средним временем ускорения фрагментов в кулоновском поле системы. Фрагменты взаимодействуют друг с другом только за счет кулоновских сил, ускоряясь в общем поле. Таким образом, измерение времени эмиссии фрагментов  $\tau_{em}$  (среднего временного интервала между испусканием фрагментов в одном событии) является надежным способом установления природы процесса множественного испускания ФПМ. В некоторых работах используют другую величину, представляющую

временную шкалу процесса – среднее время жизни фрагментирующего ядра  $\tau_s$ .  
 Соотношение между этими величинами очень простое [52,55]:

$$\tau_{em} = \tau_s / (M - 1) \sum_{n=1}^{M-1} \frac{1}{n}. \quad (3)$$

Эти характерные времена близки друг к другу, когда средняя множественность фрагментов,  $M$ , равна 2-3, что и имеет место для фрагментации на пучках легких релятивистских ионов.

Известны два способа измерения времен эмиссии: анализ корреляций фрагментов по относительной скорости (например [70]), или в функции  $\theta_{rel}$  – относительного угла между фрагментами. В работах на установке ФАЗА использовался второй метод. Рисунок 13 показывает корреляционную функцию для относительного угла между фрагментами, возникающими в реакции  ${}^4\text{He}(14.6\text{ГэВ})+\text{Au}$  [52,55]. Корреляционная функция имеет минимум при  $\theta_{rel}=0$ , возникающий из-за кулоновского отталкивания между фрагментами из данного события. Величина этого эффекта драматически зависит от временной шкалы процесса, так как, чем больше временной промежуток между последовательно испускаемыми фрагментами, тем значительнее их разделение в пространстве, и тем слабее их кулоновское расталкивание. Кривая на Рис.13 получена в результате расчета многотельных кулоновских траекторий в предположении, что развал ядра происходит мгновенно. Детальное сравнение расчета с экспериментом приводит к заключению, что среднее время эмиссии меньше, чем  $75\text{fm}/c$ . Эта величина существенно меньше, чем характерное кулоновское время  $\tau_c$ , таким образом, тривиальный механизм последовательного испарения определенно исключается. Отметим, что первые



**Рис.13.** Измеренное (символы) и расчетные распределения относительных углов между совпадающими фрагментами из реакции  ${}^4\text{He}(14.6\text{ГэВ})+\text{Au}$ . Сплошная линия рассчитана для одновременной эмиссии фрагментов, пунктирная линия получена для независимого испарения фрагментов. Временная ось разделена на две части кулоновским временем  $\tau_c$ : многотельный распад имеет место, если  $\tau_{em} < \tau_c$ , последовательное испарение – для  $\tau_{em} > \tau_c$

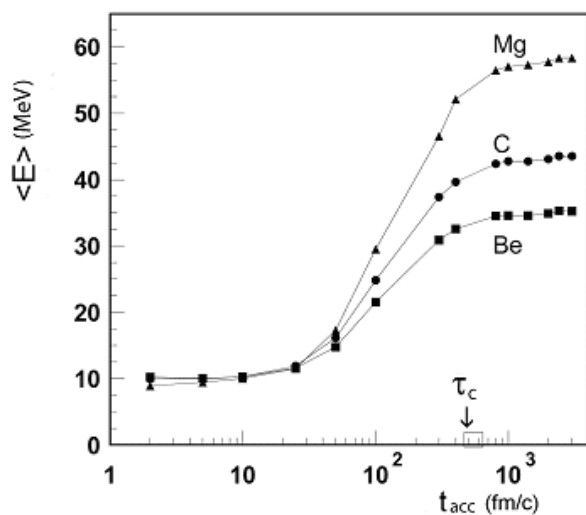
измерения времени эмиссии для тепловой мультифрагментации были проведены в Дубне [52,55], затем последовала серия работ, сделанных в США [71,72]. Имея в виду важность надежного определения пространственно-временных характеристик фрагментации, мы познакомимся более детально с исследованиями в этой области, которые осуществлены с помощью установки ФАЗА в Дубне на релятивистском пучке протонов [73].

Для получения корреляционной функции по относительному углу были измерены выходы для совпадений телескопа  $i$  и сцинтилляционного счетчика  $k$ :  $Y_{ik}=d/d\Omega_k$ . Корреляционная функция  $C_f(\theta_{rel})$  определяется, как отношение  $Y_{ik}$  к скорости счета в том же сцинтилляторе  $k$ , но при условии, что сработал «удаленный» телескоп  $j$ , для которого  $\theta_{ik}>90^\circ$ . Обе скорости счета нормированы на число срабатываний триггерных телескопов, и вклады от различных телескопов  $i$  просуммированы:

$$C_f(\theta_{rel}) = C \sum Y(\theta_{ik}) \frac{N_j}{N_i Y_{jk}} . \quad (4)$$

Здесь  $i=1-5$ ,  $k = 1-64$ ,  $C$  – константа. Ясно, что  $\theta_{ik} = \theta_{rel}$ . Нормировка в этой формуле устраняет зависимость корреляционной функции от эффективности детекторов и от угловой анизотропии по отношению к направлению пучка. Это подобно традиционной процедуре введения в корреляционную функцию «смешанных» событий, составленных из фрагментов, возникших в разных соударениях (см., например [70,71]).

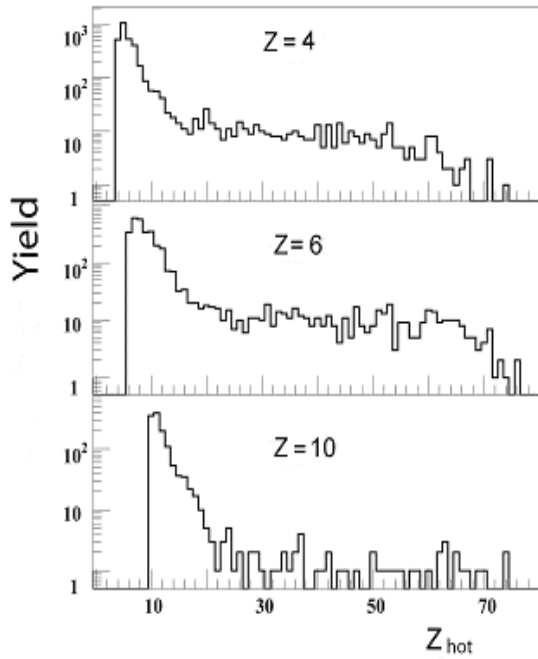
Теоретическая корреляционная функция может быть получена с помощью комбинированной модели INC+Exp+SMM. Кулоновские траектории рассчитываются для движения в течение 3000 fm/c. За такое время кинетическая энергия фрагмента становится близкой к асимптотическому значению. Это демонстрируется на Рис.14, где показаны средние кинетические энергии фрагментов Be, C и Mg, образующихся в реакции  $p(8.1\text{ГэВ})+\text{Au}$ , в функции  $t_{acc}$  – времени после старта ускорения. На оси абсцисс помечено характеристическое кулоновское время  $\tau_c$ , отвечающее моменту, когда энергия фрагментов достигает 90% от конечного значения. Из рисунка 14 видно, что большая часть кинетической энергии имеет кулоновское происхождение. Тепловая доля равна примерно 10 МэВ, что отвечает средней температуре ( $\approx 1.5 T_f$ ) в выходном канале реакции. В работе [73] была тщательно исследована модельная зависимость результатов. Во-первых, то, как полученное среднее время зависит от учета вторичного распада горячих фрагментов; во-вторых, насколько результаты чувствительны к изменению



**Рис.14.** Расчетные кинетические энергии фрагментов, возникающих в соударениях  $p(8.1\text{ГэВ})+\text{Au}$  [73]. По оси абсцисс дано время от момента развала горячего ядра.

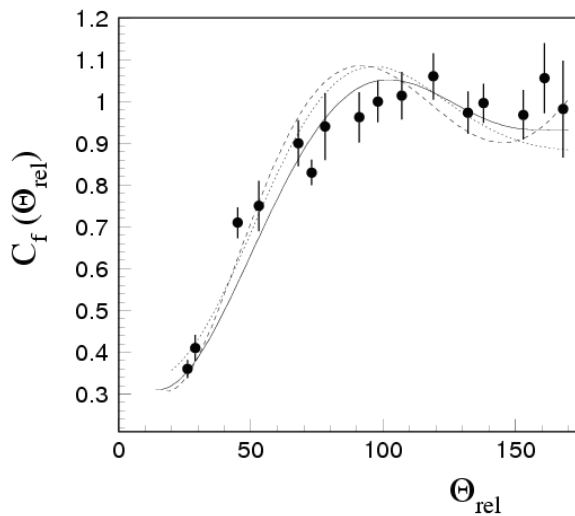
параметров комбинированной модели мультифрагментации; в-третьих, как форма корреляционной функции зависит от размеров системы в момент развала.

Рассмотрим первый вопрос. Фрагменты, возникающие при развале горячего ядра, возбуждены. Статистическая модель включает стадию девозбуждения фрагментов, чтобы получить конечные распределения холодных ФПМ, которые и регистрируются в эксперименте. Рисунок 15 иллюстрирует важность этого процесса. На нем представлены расчетные зарядовые распределения горячих первичных фрагментов, которые являются предшественниками *холодных* ФПМ с  $Z = 4, 6, 10$ . Каждое распределение имеет пик вблизи этих значений  $Z$ , сопровождающийся длинным хвостом. Было проанализировано, насколько корреляционная функция чувствительна к величине среднего времени жизни относительно вторичного развала. Результаты показаны на Рис.16. Экспериментальная корреляционная функция для фрагментов промежуточной массы (из соударений  $p+\text{Au}$  при  $E = 8.1$  ГэВ) дается здесь для событий, в которых есть хотя бы один фрагмент с  $Z \geq 6$ . Это условие было наложено, чтобы минимизировать влияние предравновесной эмиссии, которая возможно имеет место для легких фрагментов. Расчеты (сплошная и пунктирная кривые) были выполнены в модели INC+Exp+SMM при двух предположениях о величине  $\tau_{sd}$  - среднего времени вторичной дезинтеграции для фрагментов: очень короткого,  $\tau_{sd} \ll \tau_c$ , и большего, чем время ускорения,  $\tau_{sd} > \tau_c$ . В первом случае ускоряются *холодные* фрагменты так, как это предположено модели МММС [36]. Во втором варианте (сплошная линия) первичные *горячие* фрагменты (с более высокими зарядами) проходят через все кулоновское поле.



**Рис.15.** Расчетные распределения горячих первичных фрагментов, возникающих в реакции  $p+Au$  при  $E = 8.1$  ГэВ, которые являются предшественниками холодных фрагментов с  $Z = 4, 6$  и  $10$ .

Можно было ожидать, что корреляционные функции будут различаться. Из рисунка 16 видно, что различие невелико. Тем не менее, данные ближе к варианту ускорения горячих фрагментов.



**Рис 16.** Корреляционная функция в зависимости от угла между фрагментами из реакции  $p+Au$  при  $E = 8.1$  ГэВ. Линии получены путем модельного расчета в двух предположениях о среднем времени вторичной дезинтеграции:  $\tau_{sd} > \tau_c$  (сплошная линия) и  $\tau_{sd} \ll \tau_c$  (пунктирная линия). Точечная линия получена с использованием иной версии комбинированной модели, в которой заряд источника и его энергия возбуждения на 10-15% больше.

«Точечная» линия получена при использовании слегка измененной комбинированной модели (см. [73]) для варианта, когда  $\tau_{sd} > \tau_c$ . Из сравнения сплошной и точечной линий можно заключить, что неопределенность в 10-15% в величинах заряда или энергии возбуждения фрагментирующего ядра не слишком важны (см. Таблицу). Отметим, что все расчеты, представленные на Рис.16, сделаны в предположении мгновенной фрагментации.

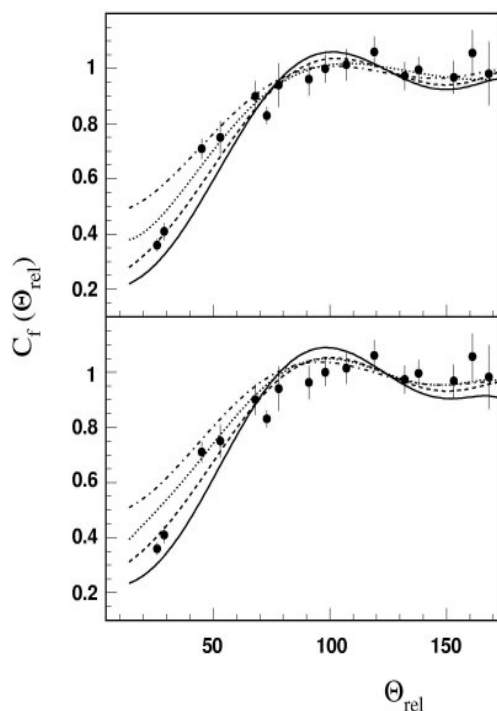
**Расчетные свойства фрагментирующих ядер из соударений  $p+Au$  при  $E = 8.1$  ГэВ**  
 $M$  - средняя множественность ФПМ,  $Z_{M \geq 2}$  и  $A_{M \geq 2}$  средние значения заряда и массового числа фрагментирующего ядра,  $E_{M \geq 2}$  средняя энергия возбуждения (в МэВ) для событий с  $M \geq 2$ .

$\langle M \rangle$	$Z_{M \geq 2}$	$A_{M \geq 2}$	$E_{M \geq 2}$	Model
3.9	72	173	901	INC+SMM
2.16	65	153	616	INC+Exp+SMM
2.05	70	168	690	INC+Exp*+SMM

Теперь сравним экспериментальные данные с расчетами, сделанными в предположении различных средних времен эмиссии. Схема расчета следующая. Для каждого фрагмента в данном событии стартовый момент для движения по кулоновской траектории выбирался случайным образом согласно вероятности распада системы:

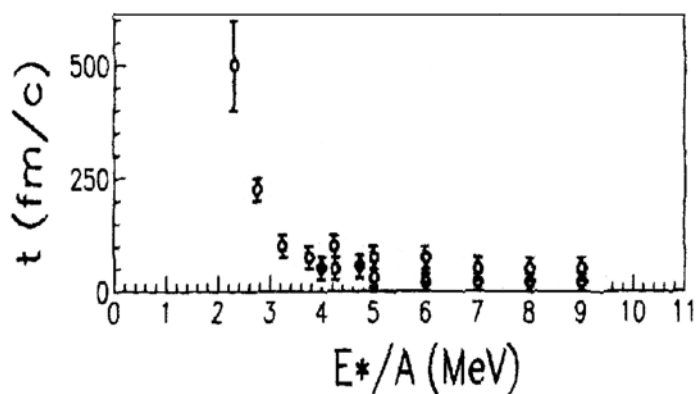
$P(t) \sim \exp(-t/\tau_{em})$ . Расчеты были сделаны для  $\tau_{em} = 0, 50, 100$  и  $200$  fm/c. Кроме того, для проверки чувствительности корреляционной функции к размеру системы, расчет кулоновских траекторий был сделан для двух размеров объема системы в момент развала:  $V_f = 8V_0$  и  $V_f = 4V_0$ . Результаты показаны на рисунке 17: подавление малых углов становится слегка слабее в случае меньшего объема из-за некоторого смещения спектра кинетической энергии в сторону больших энергий. Средние времена распада горячей системы, полученные в этих вариантах анализа, оказались равны  $(50 \pm 9)$  fm/c и  $(37 \pm 7)$  fm/c соответственно. Эти значения близки друг к другу и к расчетному среднему времени флуктуаций плотности в разреженном ядерном веществе. Поэтому  $\tau_{em}$  может быть интерпретировано, как характеристическое время для процесса формирования фрагментов (см., например, [71]). В следующем разделе мы представим другую интерпретацию этой величины.

Среднее время распада горячего ядра зависит от его энергии возбуждения. В работе [27] показано, что с увеличением энергии возбуждения время жизни ядра резко уменьшается из-за того, что открывается новый канал реакции: мультифрагментация замещает процесс испарения нуклонов и деление. Это демонстрируется рисунком 18 для случая тепловой мультифрагментации. Здесь представлены данные, полученные группами IsiS [72] и ФАЗА [52,73]. Время эмиссии дано в функции энергии возбуждения, приходящейся на один нуклон.



**Рис.17.** Сравнение измеренных корреляционных функций (символы, соударения  $p + Au$  при  $E = 8.1$  ГэВ) с расчетными в предположении различных времен распада фрагментирующего ядра. Кривые получены в предположении  $\tau_{em} = 0, 50, 100, 200$  fm/c (снизу вверх, соответственно). Расчеты сделаны в модели INC+Exr+SMM в предположении стартовых объемов для траекторных расчетов равных  $V_f = 8V_0$  (вверху) и  $V_f = 4V_0$  (внизу).

Энергия возбуждения в первом случае измерялась калориметрическим методом, во втором устанавливалась из наилучшего согласия экспериментальных данных по выходу фрагментов с расчетами с помощью комбинированной модели INC+Exr+SMM. Четко виден переход от испарения к многотельному распаду при достижении энергии возбуждения 3 МэВ/нуклон. Здесь время эмиссии резко уменьшается и стабилизируется на уровне  $\sim 50$  fm/c [74].



**Рис.18.** Измеренные времена эмиссии в функции энергии возбуждения источника: открытые значки – для  $\pi^-$  (8ГэВ) + Au [72], заполненные кружки (при  $E^*=4$  и 4.7 МэВ) – для  $p+Au$  при  $E=8.1$ ГэВ и  ${}^4He+Au$  при  $E=14.6$  ГэВ соответственно.

**3.2. Два характеристических объема в тепловой мультифрагментации.** В ряде экспериментальных работ проведена оценка характеристического объема (или средней плотности) фрагментирующего ядра. Однако, полученные значения значительно различаются. Так, в публикации [75] на основании измерения относительной скорости фрагментов (из реакции  ${}^4He(14.6 \text{ ГэВ})+Au$ ) при больших корреляционных углах найдено,

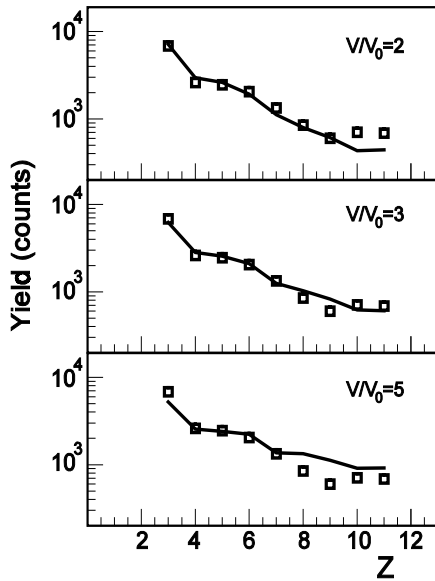
что объем системы равен  $\sim 7V_0$ . В этом анализе использовалась статистическая модель Диттера Гросса (МММС) [36]. В работе [80] получена другая величина характеристического объема,  $2.5 V_0$ , из анализа зависимости температуры системы от энергии возбуждения. В статье [65] на основании калориметрических измерений и анализа спектров кинетических энергий фрагментов утверждается, что в случае реакции Au (35 МэВ/нуклон) +Au объем системы равен  $\sim 3V_0$ . В работе [76] он поднимается до  $4.5V_0$ . Этот разброс в значениях связан с тем, что в разных экспериментах измеряются различные пространственные характеристики сложного процесса мультифрагментации. Парадокса нет. Это разъяснено в наших работах [77,78], в которых 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. Первый,  $V_t$ , реализуется на стадии формирования фрагментов, когда их принято называть *префрагментами*. Сильное взаимодействие между префрагментами еще существенно на этой стадии. Второй объем,  $V_f$ , достигается при дальнейшем расширении системы за счет кулоновского расталкивания, когда фрагменты уже удалены друг от друга настолько, что ядерным взаимодействием между ними можно пренебречь. В английских текстах в этом случае используется термин «kinetic freeze-out volume», объем «размораживания». Первый параметр,  $V_t$ , был установлен путем измерения зарядового распределения фрагментов, второй получен из формы спектров кинетической энергии. Результаты работ [77,78] обсуждаются в следующем разделе.

### 3.2.1. Определение размеров системы по форме зарядового распределения фрагментов.

Объем системы параметризуется в SMM в виде соотношения:  $V_t = (1 + k) V_0$ . В модели, в ее изначальном варианте [19], предполагалось, что  $V_t = V_f$ , 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. Для получения измеряемых зарядовых распределений статистическая модель учитывает вторичный распад возбужденных фрагментов.

Рисунок 19 показывает зарядовое распределение для ФПМ, полученное для соударений  $p + Au$  при  $E = 8.1$  ГэВ. Измерение сделано для полярного угла  $\theta = 87^\circ$  при условии, что детектор множественности зарегистрировал, по крайней мере, еще один фрагмент промежуточной массы. Ошибки не превышают размер символов.





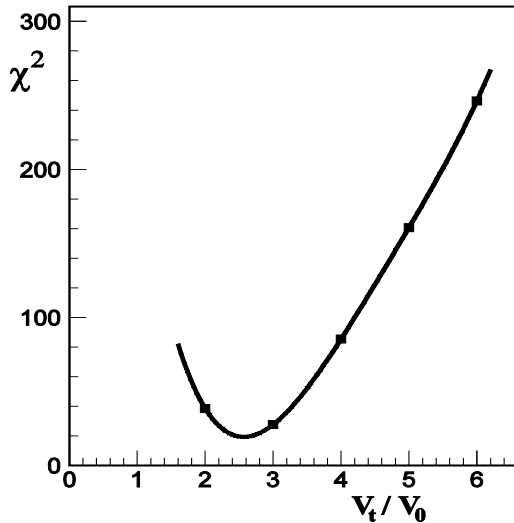
**Рис. 19.** Зарядовые распределения фрагментов промежуточной массы, измеренные для соударений  $p$  (8.1 ГэВ) + Au (символы), и рассчитанные по модели INC+Exp+SMM для различных объемов системы в момент развала.

Линии получены в расчете по модели INC+Exp+SMM для трех значений «распадного» объема ( $2V_0$ ,  $3V_0$ ,  $5V_0$ ). Теоретические распределения нормировались так, чтобы согласовать с экспериментом суммарный выход фрагментов в диапазоне  $Z$  от 3 до 11. Видна зависимость расчетного выхода от плотности системы.

Для сравнения измеренного зарядового распределения с расчетным использовался метод наименьших квадратов. На Рис.20 показан нормированный  $^2$  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  $\rho_t = (0.38 \pm 0.04) \rho_0$ . Отметим, что характерные размеры системы практически не меняются при сортировке событий по множественности ФПМ.

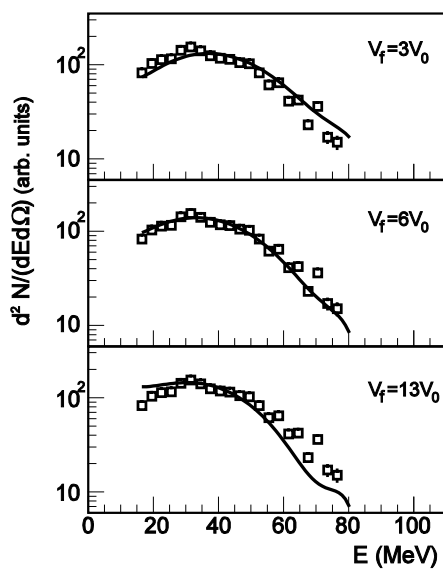
### 3.2.2. Определение размеров источника из спектров кинетической энергии фрагментов.

Кинетическая энергия фрагментов определяется тепловым движением и ускорением в кулоновском поле системы. Тепловая компонента примерно в три раза меньше, чем кулоновская компонента [73]. Вклад коллективного вращения и потока невелик для соударений  $p$ +Au [29]. Таким образом, спектр кинетической энергии весьма чувствителен к размерам источника фрагментов. Мы уже писали, что ожидаемый спектр получается путем расчета многотельных кулоновских траекторий. Его стартовой точкой является размещение всех заряженных частиц для данного канала распада внутри объема  $V_f$ . Каждой частице приписывается импульс, отвечающий температуре канала. Расчет кулоновских траекторий проводится для движения в течение 3000 fm/c.

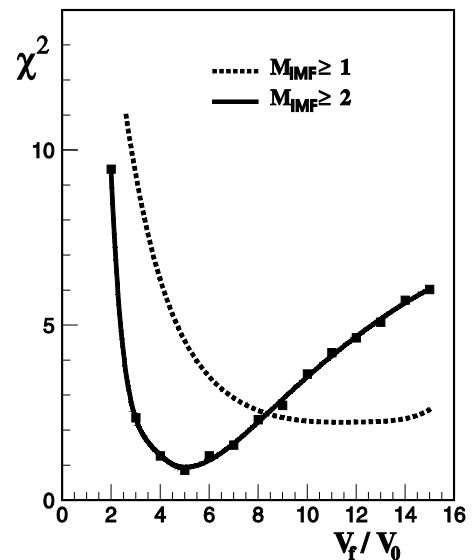


**Рис.20.** Значение  $\chi^2$  в функции  $V_f / V_0$ , полученное из сравнения измеренных и расчетных зарядовых распределений ФПМ. Наилучшему согласию модельных расчетов с экспериментом отвечает  $V_f = (2.6 \pm 0.3) V_0$ .

К этому моменту времени кинетическая энергия фрагментов уже близка к асимптотическому значению [73]. Такие расчеты являются финальной ступенью комбинированной модели INC+Exp+SMM. На Рис. 21 показано сравнение измеренных и расчетных спектров ядер углерода, испускаемых под углом  $\theta = 87^\circ$  в соударениях  $p + Au$



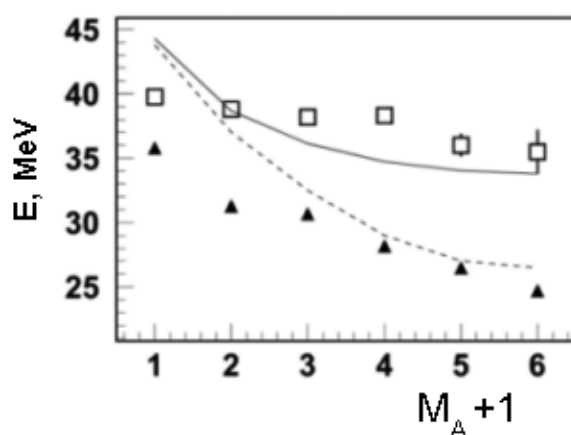
**Рис.21.** Спектр углерода ( $\theta = 87^\circ$ ,  $p+Au$ , 8.1 ГэВ); линии – расчет для указанных значений  $V_f$ .



**Рис.22.** Значение  $\chi^2$  в функции  $V_f / V_0$ , полученные при сравнении измеренных и расчетных спектров кинетической энергии углерода. Жирная линия - для событий с  $M \geq 2$ .

при  $E = 8.1$  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 получены в предположении, что  $V_f/V_0$  равно 3, 6 и 13. Использовался метод наименьших квадратов для определения оптимального значения  $V_f$ . Рисунок 22 показывает  $\chi^2$  в функции  $V_f/V_0$ . Из положения минимума получаем  $V_f = (5.0 \pm 0.5) V_0$ . Средняя плотность в момент разлета фрагментов равна  $\rho_f \approx 0.2 \rho_0$ . Систематическая ошибка является основным источником погрешности в значении объема размораживания. Она обусловлена неточностью калибровки энергетической шкалы, которая оценивается нами в 3%.

В нашей предыдущей работе [73] было получено значение  $V_f = (11 \pm 3) V_0$  путем анализа инклюзивного спектра кинетической энергии фрагментов с  $Z=6$ . Большое расхождение этой величины и только что приведенной объясняется тем, что статистическая модель SMM завышает энергии фрагментов для событий с множественностью  $M = 1$  [79]. В результате этого процедура фитирования смещает  $V_f$  к более высоким значениям. Это наблюдение было сделано в [79] и иллюстрируется рисунком 23, на котором даны основные характеристики спектра кинетической энергии фрагмента-углерода из соударений  $p + Au$  при энергии 8 ГэВ в функции множественности фрагментов  $M_A$ , регистрируемой детектором множественности фрагментов установки ФАЗА.



**Рис. 23.** Средняя энергия ( $\square$ ) и  $E_{max}$  ( $\blacktriangle$ ) для углерода в функции множественности ФПМ, реакция  $p+Au$  при энергии 8.1 ГэВ. Символы — опытные данные, линии — расчет по модели INC+Exp+SMM, сплошная линия — для средней энергии.

Видно, средняя энергия только слегка уменьшается с ростом множественности, заметно слабее, чем предсказывает теория. Особенно значительное отклонение наблюдается для  $M_A = 0$  и 1: предсказывается уменьшение средней энергии почти на 10 МэВ, на деле изменение на порядок меньше. Возможное объяснение следующее. Согласно модели, следует ожидать существование тяжелого остаточного ядра для событий с малой множественностью фрагментов. Однако, это предсказание не реализуется. Тяжелый

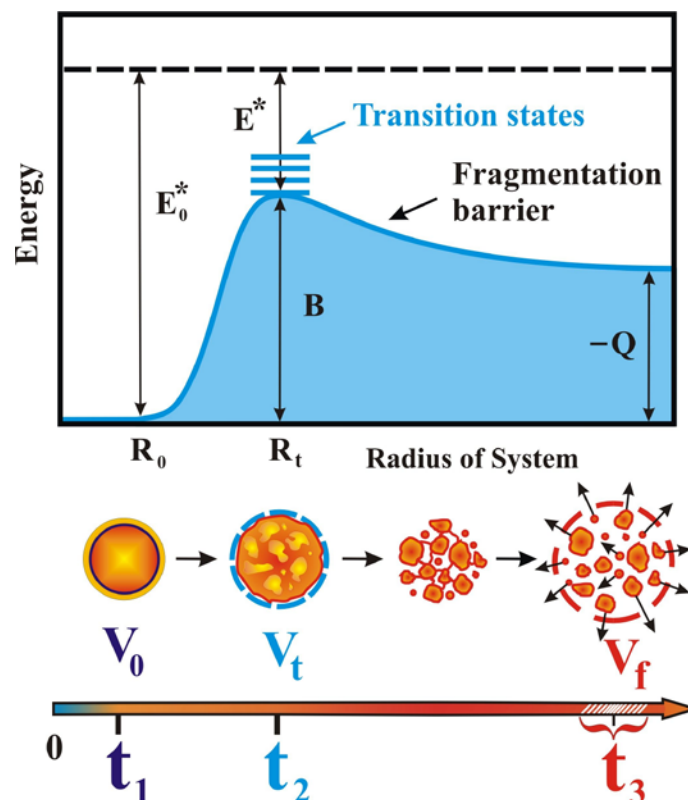
остаток разрушается каким-то образом (возможно, в результате вторичного деления), и кулоновское поле для детектированного углерода понижается.

### 3.2.3. 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 наметились «префрагменты». Это будущие фрагменты, между которыми есть перемычки (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 деления уже предрешен тем, какой набор параметров деформации реализовался по закону случая. Ядерное взаимодействие между «будущими» осколками уменьшается по мере спуска с барьера деления и исчезает в точке разрыва. Сходство обоих процессов было впервые отмечено Д. Гроссом [20,144]. В работе Лопеса и Рандрупа [81] 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 ее 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 подобной этой теории, изначальная статистическая модель мультифрагментации (SMM) использует *один* параметр, связанный с размером системы –  $V_t$  [34,35]. Фактическая величина  $V_t$  находится из сравнения измеренного зарядового распределения ФПМ с расчетным. В духе работы Лопеса и Рандрупа его следует называть «объемом» переходного состояния,  $V_t = (2.6 \pm 0.3) V_0$ . 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.24), когда начинается кулоновский разлет частиц. Таким образом,  $V_f = (5.0 \pm 0.5) V_0$  является объемом «размораживания» 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. Вероятность каждого канала распада в статистической модели берется

пропорциональной статистическому весу коллектива из  $M$  фрагментов. Это большое упрощение, тем не менее, 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.



**Рис. 24.** 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.

Величины  $V_t$  и  $V_f$  могут быть чувствительны к способу их измерения. Объем размораживания  $V_f$ , в принципе, может быть определен безмодельным образом, если известны экспериментальные данные о  $Z$  источнике и о зарядовом распределении в конечном канале. После этого следует рассчитать многотельные кулоновские траектории (с единственным подгоночным параметром  $V_f$ ), чтобы получить энергии фрагментов. Но это справедливо только в случае, когда фрагменты уже холодные после разрыва «шеек», как это полагается в модели МММС Диттера Гросса [36]. Более того, самый тяжелый фрагмент, который обычно ниже порога регистрации, также должен быть включен в траекторные расчеты. Это делается либо на модельном базисе, либо при некоторых,

достаточно произвольных предположениях. Что же касается величины  $V_t$  то кажется, что ее невозможно установить безмодельным образом. Это ключевой параметр, определяющий форму зарядового распределения фрагментов, поэтому следует найти другие «наблюдаемые», которые также чувствительны к величине  $V_t$ .

В недавней работе Кампи и др. [36] был предложен оригинальный сценарий «маленького большого взрыва», в котором фрагменты появляются на ранней стадии реакции, когда плотность и температура велики (см. также [84-85]). Это – очень интересный подход, однако он не доведен до статуса модели, выводы которой можно было бы сравнить с экспериментальными данными.

Факт существования двух характерных объемов в мультифрагментации меняет интерпретацию временной шкалы процесса (см. Рис.24). Теперь следует говорить о следующих составных частях временной шкалы:  $t_1$  – среднее время установления теплового равновесия в возбужденном спектаторе мишени;  $t_2$  – среднее время расширения системы (под действием теплового давления) до достижения переходного состояния;  $(t_3 - t_2)$  – среднее время спуска системы с вершины барьера до точки разрыва шеек. Конфигурация системы на пути к точке разрыва состоит из нескольких префрагментов, соединенных шейками. Их случайный разрыв характеризуется средним временем  $\tau_n$ , которое является важным компонентом времени эмиссии  $\tau_{em}$ . Другой составляющей  $\tau_{em}$  является среднее время для флуктуаций плотности ядра в переходном состоянии  $\tau_t$ . Таким образом,  $\tau_{em} \approx (\tau_t^2 + \tau_n^2)^{1/2}$ . Формально,  $\tau_{em}$  может быть интерпретировано, как дисперсия величины  $t_3$ :  $\tau_{em} = (\langle t_3^2 \rangle - \langle t_3 \rangle^2)^{1/2}$ . В ранних работах время эмиссии рассматривалось, как характерное время флуктуаций плотности, т.е. относилось к моменту  $t \approx t_2$ . В действительности, картина оказывается более сложной.

Каковы ожидаемые значения характеристических времен? Время термализации после внутриядерного каскада оценивается в модельных расчетах [86-87]. Получается, что  $t_1 = 10-20$  fm/c. В модели Фридмана (испарение из расширяющегося источника) рассчитано, что  $\langle t_2 - t_1 \rangle \approx 70$  fm/c [12]. Среднее время флуктуаций плотности оценивается равным 30-40 fm/c [88-90]. В теоретической работе [91] получено, что  $t_3$  равно 150-200 fm/c. Безусловно, необходимо дальнейшее исследование динамики образования фрагментов при распаде горячих ядер. И особенно важно найти способ экспериментального определения полной временной шкалы мультифрагментации ( $t_3$ ).

Отметим, что в случае обычного деления величина  $t_2$  может быть найдена из делительной ширины  $\Gamma_f$ . Так установлено, что при энергии возбуждения около 100 МэВ  $t_2 \approx 3.3 \cdot 10^4$  fm/c [92]. Величина  $t_3$  для деления оценивалась в ряде работ:  $t_3 \approx 1000$  fm/c

(см., например, [94]). Среднее время разрыва шейки может быть найдено в модели неустойчивости Рэлея, если известен радиус шейки  $R_n$ :

$$\tau_n = [1.5(R_n/\text{fm})^3]^{1/2} \cdot 10^{-22}\text{с}. \quad (5)$$

Для деления получается, что  $\tau_n \leq 300 \text{ fm/с}$ . Оценим среднее время разрыва шеек в случае фрагментации горячего ядра. Резонно предположить, что здесь  $R_n=(1-2) \text{ fm}$ . Это дает  $\tau_n$  между 40 и 115 fm/с, что близко к измеренному времени эмиссии фрагментов  $\tau_{\text{em}}$ . Сходства и различия между процессами мультифрагментации и деления подробно рассмотрены в [95]. Задолго до этой нашей работы Д.Х.Е. Гросс отмечал, что «...ядерная мультифрагментация есть результат естественной эволюции деления при увеличении энергии возбуждения».

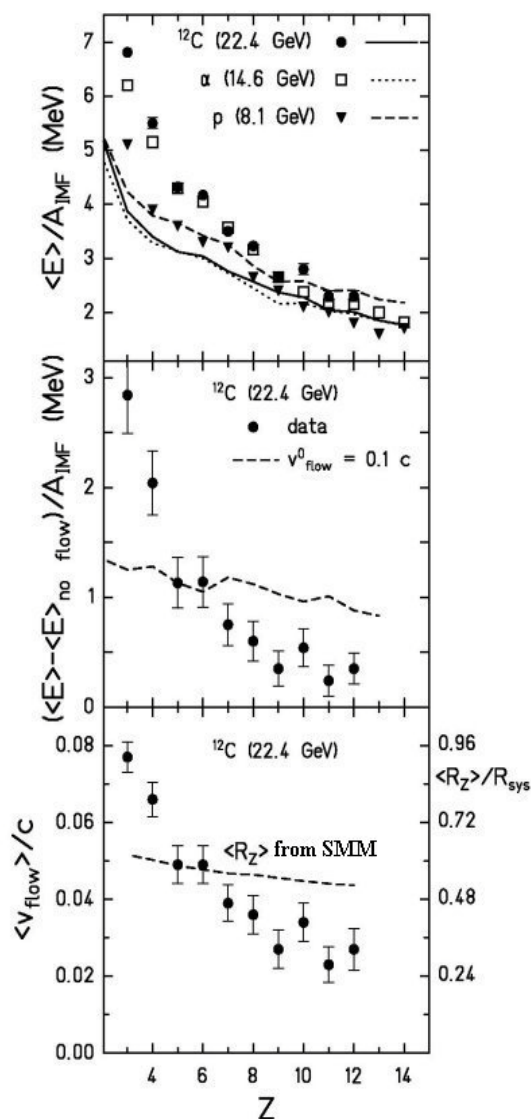
**3.3. Фрагментация на пучках протонов,  $^4\text{He}$  и  $^{12}\text{C}$ : сходство и различия.** Выше отмечалось, что статистическая модель не описывает множественную эмиссию фрагментов в центральных соударениях очень тяжелых ионов. Не исключено, что это связано со значительным коллективным потоком, который вызывается тепловым давлением [83]. В этом случае кинетическая энергия фрагментов определяется, в основном, коллективным потоком. Интересно проследить эволюцию механизма фрагментации от чисто «теплого» к такому, где проявляется возбуждение коллективных степеней свободы. Это происходит по мере увеличения массы бомбардирующей частицы. В работах [28,29] проведено «сравнительное» исследование мультифрагментации, вызываемое в золотой мишени различными релятивистскими частицами (протонами, ядрами гелия и углерода). В дальнейшем в данном разделе мы будем следовать результатам этих публикаций. Прежде всего, продемонстрировано, что во всех случаях мы имеем дело с фрагментацией горячих ядер, находящихся в тепловом равновесии. В то же время, средняя кинетическая энергия фрагментов изменяется с увеличением массы пучковой частицы: их спектр становится жестче. Это наблюдение отражено в Рис.25а, который показывает средние энергии на нуклон для фрагментов с разным зарядом. Средние энергии легких фрагментов ( $Z < 10$ ) на пучках  $^4\text{He}$  (14.6 ГэВ) и  $^{12}\text{C}$  (22.4 ГэВ) выше, чем в случае соударений  $p+\text{Au}$  при энергии 8.1 ГэВ. Расчетные значения (линии) получены с помощью модели INC+Exp+SMM. Измеренные значения близки к расчетным для реакции  $p+\text{Au}$  для фрагментов с зарядом между 4 и 9. Однако, экспериментальные значения в случае более тяжелых пучков превосходят теоретические значения. Какова причина этого?

Напомним, что кинетическая энергия фрагментов определяется четырьмя компонентами. Это – тепловое движение, кулоновское отталкивание, участие в

коллективном вращении и энергия потока:  $E = E_{th} + E_C + E_{rot} + E_{flow}$ . По оценке, вклад вращательной энергии незначителен даже в случае соударений  $^{12}\text{C} + \text{Au}$ . Поэтому предполагается, что наблюдаемый избыток кинетической энергии связан с радиальным коллективным потоком. Специальный анализ, проведенный в работе [12], показал, что для протонного пучка можно пренебречь коллективным потоком. Его появление при работе с более тяжелыми пучками связано с тем, что при этом образуются более горячие ядра, и реализуется более высокое тепловое давление.

Энергия потока может быть оценена, как разница между измеренной энергией ФПМ и рассчитанной в модели без потока. Эта разница для соударений  $^{12}\text{C} + \text{Au}$  показана на Рис.25 б. Данные получены для полярного угла  $\theta = 87^\circ$ . Подобный результат получен также и для  $\theta = 24^\circ$  и  $156^\circ$ , что доказывает, что поток имеет радиальный характер.

Пытаясь описать опытные данные, мы модифицировали код Статистической Модели Мультифрагментации, включив радиальную коллективную скорость в момент старта кулоновского ускорения фрагментов. Другими словами, скорость радиального



**Рис. 25.** (сверху вниз) а) Средние кинетические энергии фрагментов (на нуклон, при  $\theta = 87^\circ$ ), измеренные для соударений с мишенью из Au следующих пучков:  $p$  (8.1 ГэВ) ( $\blacktriangledown$ ),  $^4\text{He}$  (14.6 ГэВ) ( $\square$ ),  $^{12}\text{C}$  (22.4 ГэВ) ( $\bullet$ ). Линии рассчитаны по модели INC+Exp+SMM в отсутствии потока.

б) Энергия потока на нуклон (точки) для  $^{12}\text{C} + \text{Au}$  соударений, полученная как разница между измеренной средней энергией ФПМ и расчетной. Пунктирная линия – предсказание модели в предположении линейного радиального профиля скорости расширения системы при условии, что на поверхности ядра скорость равна  $v_{flow}^0 = 0.1 c$ .

в) Средняя скорость потока для  $^{12}\text{C} + \text{Au}$  соударений в функции заряд фрагмента и средняя радиальная координата фрагмента (правая шкала). Пунктирная линия показывает среднюю радиальную координату фрагмента в источнике согласно расчетам по SMM.

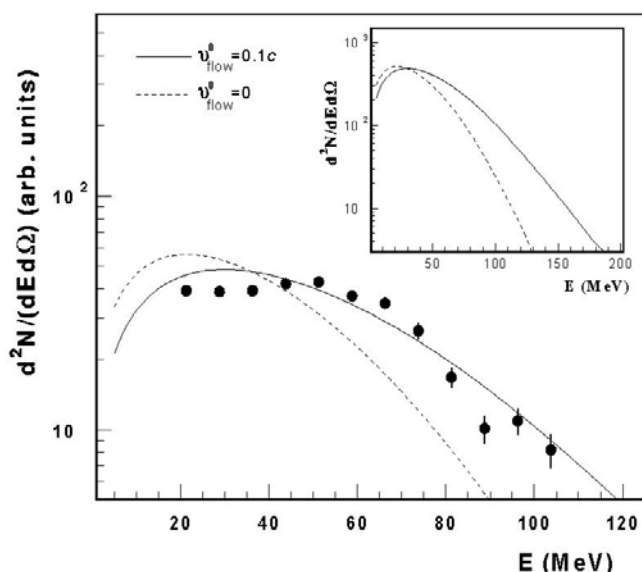


расширения была добавленная к тепловой скорости в расчете многотельных кулоновских траекторий. Делалось это «само-подобным» образом. Это фактически означает, что локальная скорость потока пропорциональна расстоянию частицы от центра тяжести системы. Справедливо следующее простое выражение для коллективной скорости частицы  $Z$  с радиальной координатой  $R_Z$ :

$$v_{\text{flow}}(Z) = v_{\text{flow}}^0 R_Z / R_{\text{sys}}, \quad (6)$$

где  $v_{\text{flow}}^0$  обозначает радиальную скорость на поверхности фрагментирующего ядра, имеющего радиус  $R_{\text{sys}}$ . Отметим, что в этом случае распределение плотности в системе изменяется по мере ее расширения «само-подобным» образом, будучи всегда фиксированной функцией относительного радиуса  $R_Z / R_{\text{sys}}$ .

На рисунке 26 приведено сравнение измеренного и расчетного спектра ядер углерода, возникающих при фрагментации спектатора мишени в соударениях  $^{12}\text{C} + \text{Au}$  при энергии 22.4 ГэВ. Расчет согласуется с экспериментом только, если предположить, что в системе есть поток со скоростью на поверхности равной  $v_{\text{flow}}^0 = 0.1c$ .



**Рис. 26.** Энергетический спектр углерода (при  $\theta=87^\circ$ ) из соударений  $^{12}\text{C}$  (22.4 ГэВ) + Au. Пунктирная кривая получена в расчете без потока, сплошная – результат расчета в предположении, что в системе есть радиальный поток, у которого скорость на поверхности ядра равна  $0.1c$ .

На примере рисунка 26 рассмотрим старую проблему о различии между температурой, отвечающей тепловому равновесию, и «кинетической» температурой, определяемой из наклона экспоненциальной части энергетического спектра частицы. Одно из объяснений дано в работе [93], в которой «кинетическая» температура связывается с ферми-движением в ядре. Рисунок 26 представляет менее «экзотическую» интерпретацию этого различия. Равновесная температура, получаемая в наших расчетах

для обсуждаемой реакции, оказывается  $\sim 6$  МэВ. В то же самое время, «кинетическая температура» в расчетах без потока равна  $T_s=14.5$  МэВ. Она определяется из формы спектра, показанного на Рис.26 пунктиром. Вид спектра формируется за счет теплового движения, кулоновского отталкивания во время объемной дезинтеграции и вторичного развала возбужденных фрагментов. Введение даже скромного радиального потока приводит к увеличению «кинетической» температуры до  $T_s = 24$  МэВ в согласии с данными.

Теперь вернемся к рисунку 25 б. Пунктирная линия получена в модельном расчете, как разница между энергией фрагментов для случая  $v_{\text{flow}}^{\circ} = 0.1c$  и  $v_{\text{flow}}^{\circ} = 0$ . Данные существенно расходятся с расчетом для Li и Be. Это может быть связано с вкладом частиц, которые испаряются на ранней стадии, до расширения системы, следовательно, ускоряются в более высоком кулоновском поле [12]. Такое объяснение подтверждается тем, что повышенная энергия фрагмента-лития наблюдается и для соударений  $p + Au$ , когда величина потока незначительна (см. Рис. 25а). Что же касается фрагментов тяжелее углерода, расчетная кривая идет выше данных и только слегка понижается с ростом заряда. Такая тенденция понятна. Средняя энергия потока пропорциональна  $\langle R^2_Z \rangle$ , а эта величина слабо варьируется с  $Z$  в коде SMM из-за того, что в модели предполагается, что фрагменты данного заряда с одинаковой вероятностью формируются в любом доступном месте объема системы. Это является следствием модельного упрощения об однородном распределении плотности в возбужденном ядре:  $\rho(r) = \text{const}$  для  $r \leq R_{\text{sys}}$ . Однако, плотность в центральной части ядра выше, чем на периферии, поэтому следует ожидать, что более тяжелые фрагменты преимущественно формируются вблизи центра системы. Это наблюдение согласуется с тем, что дает анализ средней энергии ФПМ, выполненный в [12] для фрагментации на протонном пучке. Из Рисунка 25 видно, что измеренные энергии фрагментов, возникающих в реакции  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$ , ниже теоретических значений для ФПМ, которые тяжелее Ne. Это может быть следствием того, что более тяжелые фрагменты формируются во внутренней части объема распадающегося горячего ядра, где кулоновское поле понижено.

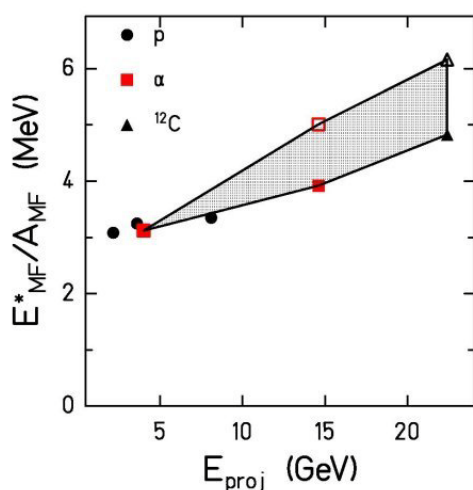
На Рис.25в приведены средние «поточковые» скорости фрагментов из соударений  $^{12}\text{C} (22.4 \text{ ГэВ}) + Au$ . Значения для Li и Be следует рассматривать, как верхние границы из-за возможного вклада предравновесной эмиссии. На правой шкале показаны соответствующие значения  $R_Z / R_{\text{sys}}$ , которые получены в предположении линейного радиального профиля скорости расширения системы. Пунктирная линия рассчитана с использованием комбинированной модели INC+Exp+SMM. Теоретические величины значительно слабее уменьшаются с  $Z$ , чем экспериментальные.

Полная энергия потока оценивается путем интегрирования «поточковой» энергии нуклона по всему объему системы в момент развала. В случае однородной по плотности системы получаем:

$$E_{flow}^{tot} = (3/10)Am_N(v_{flow}^0)^2(1-r_0/R_{syst})^5, \quad (7)$$

где  $m_N$  и  $r_0$  – масса и радиус нуклона. Для соударений  $^{12}\text{C}$  (22.4 ГэВ) + Au это дает полную энергию потока 115 МэВ, соответствующую скорости потока на поверхности ядра  $0.1c$ .

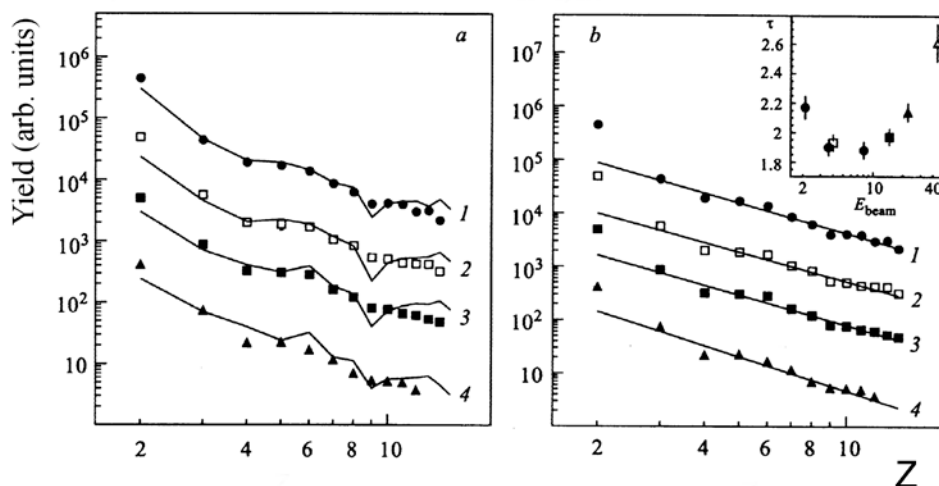
Подобный результат получается и для реакции  $^4\text{He}(14.6\text{ГэВ}) + \text{Au}$ . Энергия возбуждения фрагментирующего ядра в этих случаях, в основном, тепловая, поэтому имеет место тепловая мультифрагментация. Это отражено в Рис. 27, где полная энергия возбуждения на нуклон показана в функции энергии бомбардирующей частицы.



**Рис. 27.** Средняя энергия возбуждения (на нуклон) фрагментирующего ядра, как функция энергии бомбардирующей частицы: протоны - ●, гелий - ■, углерод - ▲. Закрытые символы отвечают тепловой части, добавление потока меняет энергию возбуждения до значений, показанных открытыми символами.

Закрытые символы соответствуют тепловой части энергии возбуждения, которая оценивалась из сравнения экспериментальных данных по множественности фрагментов и их зарядовому распределению с расчетами по комбинированной модели. Открытые символы включают и энергию потока. Тепловая энергия во всех случаях, по крайней мере, в четыре раза превышает коллективную компоненту. Появление коллективного потока за счет нагрева четко проявляется при энергии возбуждения большей 4 МэВ/нуклон. Это согласуется с результатами работы [67]. По оценке, фрагментирующие массы, в среднем, равны 158, 103 и 86 для соударений протонов (8.1 ГэВ),  $^4\text{He}$  (14.6 ГэВ) и  $^{12}\text{C}$  (22.4 ГэВ) с золотом соответственно. Отметим, что на Рис. 27 представлены инклюзивные данные (для событий с любой множественностью фрагментов). Если выделять события с множественностью фрагментов  $M \geq 2$ , то средняя энергия возбуждения фрагментирующего ядра поднимется на 0.5 – 0.7 МэВ/нуклон [73].

Было найдено, что зарядовые распределения фрагментов во всех случаях похожи и хорошо описывается комбинированной моделью INC+Exp+SMM (см. Рис. 28). Они спадают с ростом заряда и хорошо воспроизводятся степенной функцией:  $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$ . В ранних работах по мультифрагментации [6,8,96,97] такая зависимость интерпретировалась, как указание на близость к критической точке для фазового перехода *жидкость – газ* в ядерном веществе. Это заключение стимулировалось применением модели классической жидкой капли Фишера [98],



**Рис. 28.** Зарядовые распределения при полярном угле  $\theta = 87^\circ$  для  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$  (1),  ${}^4\text{He}(4.0 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$  (2),  ${}^4\text{He}(14.6 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$  (3) и  ${}^{12}\text{C}(22.4 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$  (4). На оси абсцисс показан заряд фрагмента  $Z$ . Линии на рисунке слева рассчитаны в модели INC+Exp+SMM (нормализовано при  $Z=3$ ). Линии на рисунке справа проведены в соответствии со степенным законом со значениями параметра  $\tau$ , показанными во вставке рисунка *b*.

которая была неоправданно популярна в ядерных приложениях в те годы. Она предсказывала степенной закон для массового распределения капелек (с  $\tau = 2-3$ ) вблизи критической точки для этого фазового перехода. В духе модели Фишера, данные во вставке на Рис. 28 следовало бы рассматривать, как свидетельство в пользу «критического поведения» системы. Однако, всё не так. Степенной закон согласуется с экспериментальными данными на значительном удалении от критической точки [99]. Из рисунка 28 видно, что чисто термодинамическая модель предсказывает, что зарядовое распределение имеет вид, совпадающий со степенным законом, когда температура системы равна 5 – 6 МэВ, а критическая температура  $T_c$  в этих расчетах предположена

равной 18 МэВ. Более реалистическое рассмотрение проблемы ядерных фазовых переходов дано в следующей главе.

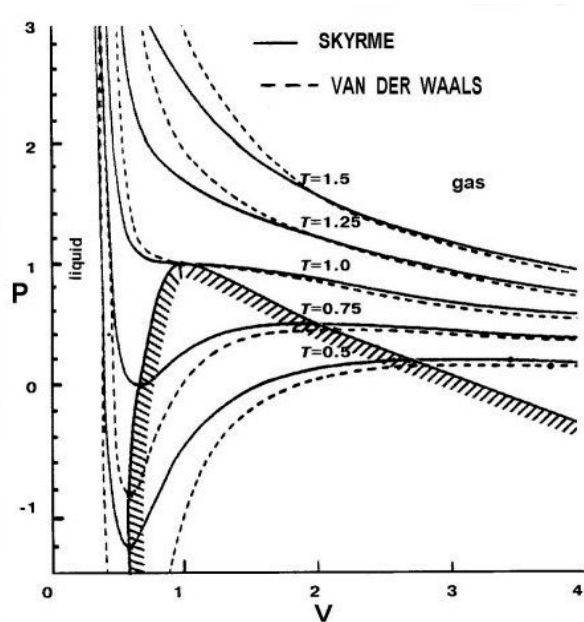
Закljučая этот раздел, отметим, что, используя набор релятивистских пучков, мы наблюдаем переход от чисто «теплового распада» спектатора мишени к более сложному механизму, когда в горячем ядре имеется коллективный нуклонный поток. Тем не менее, и в этом случае имеет место «тепловая» мультифрагментация. То, как разваливается спектатор мишени, целиком определяется степенью нагрева ядра. Зарядовое распределение фрагментов во всех рассмотренных случаях хорошо описывается статистической моделью, которая пренебрегает коллективным потоком. Скромная величина потока (порядка нескольких МэВ/нуклон) не изменяет механизма дезинтеграции горячего ядра. Коллективная часть энергии фрагмента уменьшается с ростом его заряда. Анализ экспериментальных данных приводит к интересной информации о пространственном распределении ФПМ внутри системы в момент развала. Оказывается, что более тяжелые фрагменты формируются, преимущественно, во внутренней части объема системы. Это заключение расходится с предсказанием статистической модели SMM. Отметим, что аналогичное наблюдение сделано в 1984 году в классической работе Хирша и др.[8] при изучении фрагментации ядер Kг и Хе релятивистскими протонами.

Подобное сравнительное исследование фрагментации мишени было проделано коллаборацией MULTI, работавшей на релятивистских пучках протонов,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Si}$  [100]. Использовалась установка, включавшая несколько «брэгговских» камер. Детально исследовалась эволюция энергетических спектров с увеличением массы бомбардирующей частицы. Было установлено, что кулоновский пик становится шире, спад в сторону больших энергий становится более протяженным. Угловое распределение во всех случаях показывает существование широкого пика при полярном угле  $70^\circ$ - $90^\circ$  для фрагментов с  $Z \geq 10$ . Первое указание на существование такого эффекта было получено в восьмидесятых годах в экспериментах на релятивистских протонах [101-103]. Было предложено несколько интерпретаций этого бокового пика, в том числе и интригующее предположение, что он вызван ударной волной, которая возникает при прохождении пучковой частицы через ядро мишени. Но оказалось, что есть более прозаическая и более реалистическая причина появления такой особенности. Расчетами в модели внутриядерного каскада показано [104], что переданный остаточному ядру импульс имеет поперечную компоненту, величина которой может оказаться даже больше продольной. Этот эффект был тщательно исследован в работе [105] для мультифрагментации золотой

мишени протонами с энергией 10-14.6 ГэВ. Было установлено, что каскадные расчеты, сопровождающиеся статистической моделью фрагментации, успешно описывают экспериментальные данные без привлечения каких-либо экзотических идей.

#### 4. Мультифрагментация и фазовые переходы в горячих ядрах

**4.1. Ядерные жидкость, газ, туман и критическая температура.** Одной из первых ядерных моделей была жидко-капельная, предложенная Н. Бором, К. Вайцзекером и Я.И. Френкелем в тридцатые годы прошлого века. Эта модель, после многочисленных модификаций, до сих пор активно используется. Современные ее варианты описывают атомные массы с относительной точностью  $\sim 10^{-5}$ . Модель была развита для объяснения процесса деления. До сих пор она является надежной основой для создания рафинированной теории деления. Около 30 лет назад было отмечено замечательное подобие уравнений состояния для ядерной и классической систем. Физическим основанием для этого является сходство ядерных сил и сил Ван-дер Ваальса в отношении зависимости от расстояния. В обоих случаях притяжение между частицами сменяется отталкиванием на малых расстояниях. Несмотря на громадное различие в масштабах энергетической и пространственной шкал, уравнения состояния похожи, как две капли воды. Это хорошо видно из сопоставления фазовых диаграмм для обеих систем, показанного на рисунке 29, который составлен на основе публикации [106]. Ван-дер Ваальс опубликовал свое знаменитое уравнение в 1875 году. Ста годами позже его открытие стало успешно использоваться для описания свойств ядерного вещества, которое было неизвестно ученым девятнадцатого столетия.



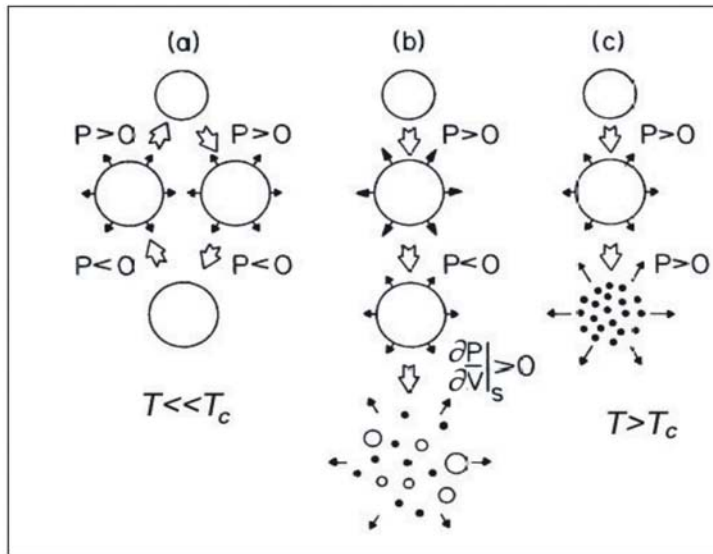
**Рис. 29.** Сравнение уравнений состояния классической системы и ядерной (с силами Скирма). По осям координат даны объем и давление в относительных (к критическим) единицах. Спинодальная область фазовой неустойчивости расположена ниже линии со штриховкой.

Рисунок 29 показывает изотермы для давления в функции объема, рассчитанные для классической системы газ-жидкость и для системы нуклонов, между которыми действуют силы Скирма с параметрами, указанными в [106]. Использовалось ядерное уравнение состояния следующего вида:

$$p = ap + bp^2 + cp^3, \quad (8)$$

где  $a = k_B T$ ,  $b = -k_B T / \rho_c$  and  $c = 2 k_B T / 6 \rho_c^2$ . Коэффициенты  $b$  и  $c$  прямо зависят от величин критической температуры  $T_c$  и критической плотности  $\rho_c$ . Поэтому *нельзя переоценить важность экспериментального определения  $T_c$* . Этому будут посвящены два следующих раздела.

Масштаб по осям на Рис.29 дан в безразмерных величинах: давление, объем и температура берутся как отношения к критическим значениям  $P_c$ ,  $V_c=1/\rho_c$  и  $T_c$ . Круто идущая часть изотерм (слева) соответствует жидкой фазе. Отметим, что классическая жидкость относительно более жесткая система, чем ядро. Газовая фаза представлена правой частью каждой изотермы, где давление плавно меняется с ростом объема. Критическая изотерма помечена  $T = 1$ , она имеет, так называемую, точку перегиба, где первая и вторая производные равны нулю. При подходе к критической точке со стороны жидкой фазы, поверхностное натяжение уменьшается и исчезает при  $T = T_c$ . При более высоких температурах существует только газовая фаза. Для темы настоящего обзора особый интерес представляет та часть фазовой диаграммы, которая находится ниже заштрихованной линии (*спинодаль*). Эта линия проходит через точки изотерм, отвечающие нулевой сжимаемости, где производная равна нулю,  $\partial P / \partial V = 0$ . В спинодальной области система имеет отрицательную сжимаемость: при фиксированной температуре давление растет с увеличением объема,  $\partial P / \partial V|_T > 0$ . Плотность здесь заметно понижена по сравнению с жидкой фазой. Спинодаль является границей области фазовой неустойчивости. Можно себе представить, что горячее ядро, расширяясь за счет теплового давления, пересекает эту границу. Любые флуктуации плотности приводят к тому, что однородная ядерная система превращается в двухфазную, состоящую из капелек (фрагменты), окруженных ядерным газом (нуклоны, дейтроны, альфа-частицы). Это конечное состояние следует назвать *ядерным туманом*. Этот термин был введен Сименсом в 1984 году [6,108], когда основные задачи исследования ядерной фрагментации только обсуждались. Рисунок 30, построенный на основе работы [108], иллюстрирует три возможных сценария дезинтеграции горячего (и сжатого) ядра в зависимости от температуры системы.



**Рис.30.** Сценарии ядерного расширения по [108]: *a*) монопольные вибрации при низкой энергии возбуждения,  $T \ll T_c$ ; *b*) взрыв, приводящий к жидко-газовой смеси (ядерный туман) при  $T < T_c$ ; *c*) взрыв с образованием газового облака при  $T \geq T_c$ ;

Для низких температур (*a*) следует ожидать монопольных вибраций, сопровождаемых испарением частиц. Амплитуда этих вибраций должна быть невелика из-за большой ядерной жесткости, давление  $P$  периодически меняет знак. Картина драматически меняется с увеличением температуры, когда система пресекает линию фазовой неустойчивости, на которой  $\frac{\partial P}{\partial V}|_S = 0$ , сценарий (*b*). После этой линии, внутри спиноподобной области, малые флуктуации плотности быстро нарастают, и однородная система расщепляется на две фазы. Нуклоны объединяются в капельки (фрагменты), окруженные газом (нуклоны, альфа-частицы), то есть, образуется *ядерный туман*. Под действием кулоновского отталкивания он взрывается и регистрируется, как мультифрагментация. Варианты (*b*) и (*c*) реализуются и в случае горячих ядер без динамического сжатия в момент их образования в ядерном соударении. В этом случае для (*b*) мы имеем тепловую мультифрагментацию. Рисунок 30(*c*) описывает судьбу очень горячего ядра с температурой, превышающей критическую для фазового перехода жидкость – газ,  $T > T_c$ . Внутреннее давление в жидкости приводит к расширению при сохранении неизменной энтропии  $S$ . Давление все время остается положительным, оно ускоряет вещество в направлении от центра системы. Внутренняя энергия переходит в значительной части в коллективный поток. По мере расширения, вещество охлаждается, но температура все время превышает  $T_c$ . Плотность стремительно падает. Система превращается в газовый сгусток, разлетающийся в пустоту. Это чистый случай ядерного фазового перехода *жидкость-газ*. Фрагменты промежуточной массы могут возникнуть даже при таких высоких температурах, благодаря процессу коалесценции из газовой



фазы (см., например [68]). Таким образом, критическая температура является ключевым параметром, определяющим механизм образования фрагментов промежуточной массы.

Величина критической температуры для конечных ядер определялась во многих теоретических работах разным способом. В публикациях [109-111], к примеру, это делалось с использованием теории Хартри-Фока с силами Скирма. 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 выход фрагментов промежуточной массы. В некоторых статистических моделях процесса показано, что форма зарядового распределения фрагментов  $Y(Z)$  чувствительна к величине  $T/T_c$ . Как уже отмечалось, это распределение хорошо описывается степенным законом  $Y(Z) \sim Z^{-\tau}$ , который предсказывается в модели Фишера для классической системы *вблизи критической точки* [98]. Причем, здесь показатель степени имеет минимальное значение. Отметим универсальность степенного закона для распределения по размеру осколков произвольного «целого» при случайном развале. Например, при ударе кирпича об стену, тот рассыпается на куски тоже в соответствии со степенным законом (!).

В работе [8] Хирш и др. утверждали, что  $T_c \cong 5$  МэВ. Они просто исходили из факта, что массовое распределение фрагментов следует степенному закону, когда протонами с энергией (80-350) ГэВ облучается мишень из криптона или ксенона. Годом позже в работе [96] были проанализированы все известные к тому времени данные, чтобы получить зависимость параметра степенного закона  $\tau$  от температуры системы. Температура  $T$  оценивалась по наклону экспоненциального «хвоста» спектра кинетической энергии фрагментов. Минимальное значение  $\tau$  было получено для  $T = (11-12)$  МэВ, которое и было объявлено критической температурой. Более поздние данные «размыли» этот минимум. Более того, стало ясно, что «температура», полученная из наклона спектра не совпадает с термодинамической температурой, которая значительно ниже (смотри дискуссию в разделе 2.3).

Более изощренное использование модели Фишера для оценки критической температуры было сделано в публикации [112]. Модель была модифицирована таким образом, чтобы учесть изменение кулоновской энергии системы, когда частица переходит из жидкой фазы в газовую. После этого были проанализированы данные о фрагментации в реакции  $\pi^- (8 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$ . В результате получено  $T_c = (6.7 \pm 0.2)$  МэВ.

Аналогичная обработка данных была проведена в [113], где исследовалась фрагментация в соударениях пучков Au, La, Kr (с энергией 1.0 ГэВ/нуклон) с углеродной мишенью. Были получены следующие значения критической температуры:  $(7.6 \pm 0.2)$ ,  $(7.8 \pm 0.2)$  и  $(8.1 \pm 0.2)$  МэВ соответственно.

Следует отметить, что в некоторых статьях термин «критическая температура» использовался не в строгом термодинамическом смысле. В работе [64] изучалась мультифрагментация в соударениях Au + Au при энергии 35 МэВ/нуклон. Средняя температура для событий с эмиссией фрагментов оказалась равной  $(6.0 \pm 0.4)$  МэВ. Измеренные зарядовые распределения были использованы для построения графиков Кампи [61], показывающих связь между вторым и третьим моментами распределений. Диаграммы Кампи имеют специфический вид в случае фазового перехода. То, что было получено в работе [64] отвечало этому случаю. Да, это фазовый переход! Но не правомочно связывать его с переходом жидкость – газ: его конечным состоянием является смесь жидкой и газовой фазы (туман). Измеренная характерная температура процесса называется иногда также «предельной температурой». Она существенно ниже, чем критическая температура для фазового перехода жидкость – газ. Это аналогично тому, что мы имеем в классической термодинамике: температура кипения воды около  $100^\circ\text{C}$ , в то время, как критическая температура для неё равна  $374^\circ\text{C}$ . На фоне букета работ с сомнительными результатами относительно величины «предельной температуры» следует отметить анализ, проведенный в публикации [115]. Сопоставлены многочисленные данные по «предельной температуре» и предложена эмпирическая процедура для оценки критической температуры на основе этой систематики. Получено, что  $T_c = (16.6 \pm 0.86)$  МэВ. Это хорошо согласуется с результатами коллаборации ФАЗА, которые рассмотрены в следующем разделе.

В ряде работ (см., например, [99,117]) была дана серьезная критика ядерных применений модели Фишера. Имея это в виду, мы оценили критическую температуру  $T_c$ , используя статистическую модель SMM, которая весьма успешно описывает различные характеристики процесса мультифрагментации. Критическая температура была определена путем анализа зарядового распределения фрагментов, возникающих при тепловой фрагментации спектатора мишени на пучках релятивистских легких ионов [130,131]. Были получены величины критической температуры, отличающиеся в 2-3 раза от тех, которые следовали из анализа с использованием модели Фишера.

**4.2. Критическая температура – из зарядового распределения ФПМ.** В этом анализе [130,131] применялась статистическая модель мультифрагментации SMM. В этой модели рассматривается микроканонический ансамбль конечного состояния после процесса тепловой фрагментации горячего ядра: сумма нуклонов и возбужденных фрагментов с различной массой. Распад возбужденного ядра происходит после некоторого расширения за счет теплового давления. Вероятность распада по данному каналу  $j$  пропорциональна его статистическому весу  $W_j$  :

$$W_j \sim \exp S_j (E_x, A_0, Z_0), \quad (9)$$

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  ${}^AZ$  в данном канале:

$$S_j = \sum N_{AZ} S_{AZ}, S_{AZ} = - \left( \frac{\partial F_{AZ}}{\partial T} \right)_V. \quad (10)$$

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

$$F_{AZ} = F_{AZ}^V + F_{AZ}^S + F_{AZ}^{sym} + F_{AZ}^C + F_{AZ}^t. \quad (11)$$

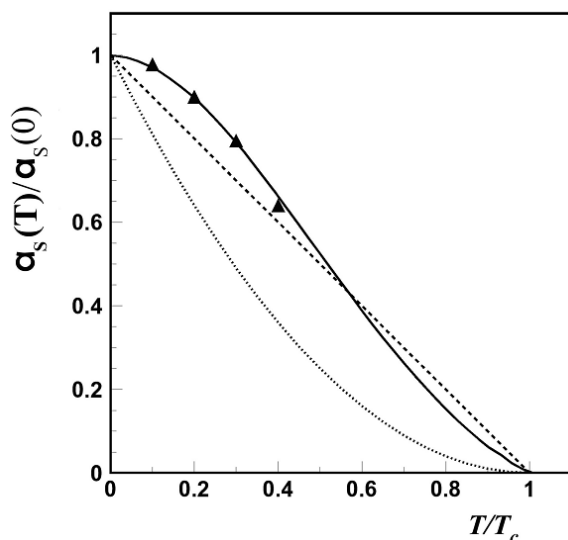
Поверхностная энергия,  $F_{AZ}^S$ , зависит от критической температуры, а это означает, что зарядовое распределение фрагментов чувствительно к величине  $T_c$ . Используется следующее выражение для  $F_{AZ}^S$ :

$$F_{AZ}^S = a_s(T) A^{2/3}, a_s(T) = a_s(0) \left( \frac{T_c^2 - T^2}{T_c^2 + T^2} \right)^{5/4}, \quad (12)$$

где  $a_s(T) = 4\pi r_0^2 \sigma(T)$ , а  $\sigma(T)$  – зависящий от температуры коэффициент поверхностного натяжения [126]. На Рис. 31 показано отношение  $a_s(T)/a_s(0)$  в функции  $T/T_c$ . Символы также взяты из расчетов, сделанных в работе [109] совершенно иным образом, чем в публикации [126]. Согласие столь различных расчетов говорит в пользу корректности полученных результатов. На Рис. 31 также две других параметризации  $\sigma(T)$ . Одна из

них – линейная,  $\sim (1 - T / T_c)$ , которая использовалась в анализе с помощью капельной модели Фишера [112-114], другая – квадратичная,  $\sim (1 - T / T_c)^2$  [23].

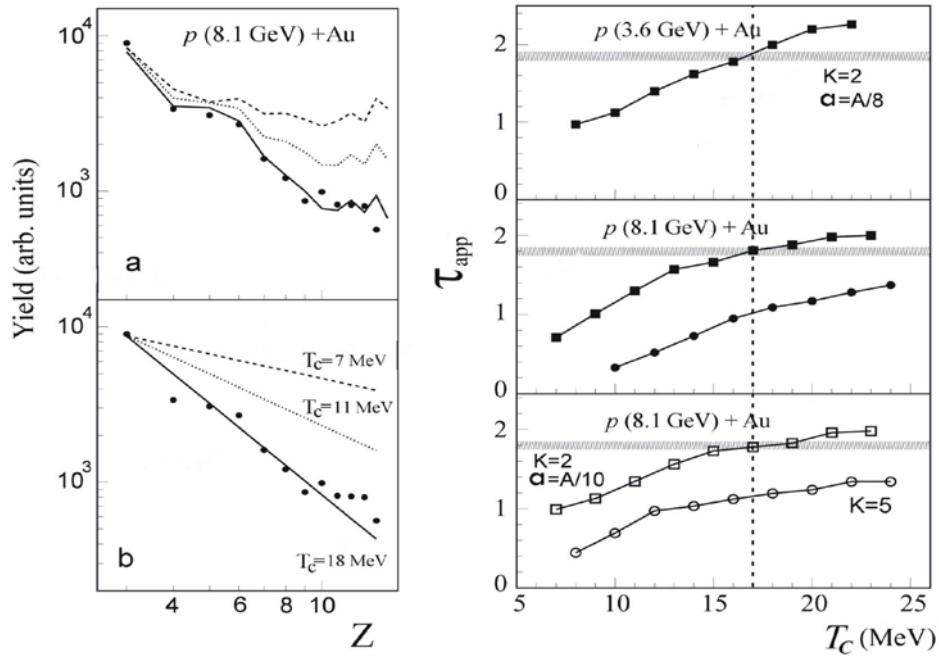
Таким образом, сравнение измеренного и расчетного зарядового распределения фрагментов является способом определения величины критической температуры для ядерного фазового перехода «жидкость – газ». Это было сделано в работах коллаборации ФАЗА при анализе данных, полученных для соударений  $p + Au$  при энергиях 3.6 и 8.1 ГэВ [130-131].



**Рис.31.** Расчетная зависимость от температуры для коэффициента поверхностного натяжения: сплошная линия проведена согласно формуле (12), штриховая и пунктирная линии соответствуют линейной и квадратичной параметризациям  $\sigma(T)$ . Символь – из теоретической работы [109].

Как уже отмечалось, протекание реакций, вызываемых релятивистскими бомбардирующими частицами, происходит в две стадии. Первая происходит быстро, за 10-20 фм/с. В течение этого времени происходит внутри-ядерный каскад, сопровождающийся выбиванием вторичных нуклонов и завершающийся образованием возбужденного остаточного ядра. Для описания этого этапа мы использовали вариант каскадной модели (INC) из работы [32]. Вторая стадия реакции описывалась статистической моделью мультифрагментации (SMM), которая рассматривает многотельный распад горячего остаточного ядра с пониженной плотностью. В наших работах учитывалась также стадия расширения остаточного ядра (Exp), в течение которой происходит дополнительная эмиссия нуклонов из горячего спектатора мишени, сопровождающаяся уменьшением его энергии возбуждения [12]. Только в этом случае модельно рассчитанная множественность фрагментов совпадет с её экспериментальным значением.

На Рис.32а показано измеренное зарядовое распределение фрагментов (точки), возникающих в соударениях  $p(8.1 \text{ ГэВ}) + Au$ . Линиями даны расчетные зарядовые распределения, полученные для различных значений критической температуры.



**Рис. 32.** Измеренные (точки) и расчетные зарядовые распределения фрагментов из соударений  $p(8.1\text{ГэВ}) + \text{Au}$ : а) линии рассчитаны в модели INC+Exp+SMM в предположении  $T_c = 7, 11$  и  $18$  МэВ; б) подгонка по степенному закону.

**Рис. 33.** Показатель степенной функции при описании зарядового распределения фрагментов из соударений  $p + \text{Au}$  при энергии  $3.6$  и  $8.1$  ГэВ. Измеренные значения даны горизонтальной полоской. Результаты расчетов с различными значениями  $T_c$  в предположении, что справедлива формула (12), показаны черными квадратами. Черные точки – для линейной зависимости поверхностного натяжения от  $T/T_c$ . Открытые квадраты получены при использовании пониженного значения параметра плотности уровней ядра, открытые кружки – для более разреженного источника фрагментов.

Для всех значений  $T_c$  расчеты по комбинированной модели INC+Exp+SMM проводились таким образом, чтобы множественность фрагментов была близка к измеренной. Важный параметр модели  $k$  брался равным 2, т.е. средняя плотность ядра предполагалась равной одной трети от нормального значения:  $\rho = 1/3\rho_0$ . Использовалось традиционное значение параметра плотности уровней:  $a = A/8$ . 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  $\sim 5.2$  МэВ). Теоретические кривые отходят от экспериментальных данных при уменьшении предполагаемого значения критической температуры. Из рисунка 32б очевидно, что эксперимент хорошо описывается также и степенной функцией с характерным коэффициентом наклона  $\tau_{\text{app}} \approx 1.8$ . В работе [131]

использовались измерения выходов для фрагментов  $Z=4-11$ , более легкие фрагменты были исключены из-за возможной примеси пред-равновесных частиц.

Сравнение измеренных значений показателя степенной функции с модельными предсказаниями, полученными для различных возможных значений  $T_c$ , представлено на Рис.32 *а, б*. Использовались данные, полученные для соударений  $p + Au$  при энергиях 3.6 и 8.1 ГэВ. Измеренные значения  $\tau_{app}$  даны в виде полосы с шириной, определяемой статистической ошибкой. Неточности расчетных значений не превосходят размеров символов. Из условия наилучшего согласия модельных расчетов с экспериментом при обеих энергиях получаем, что критическая температура для ядерного фазового перехода жидкость-газ равна:

$$T_c = (17 \pm 2) \text{ МэВ.}$$

Включение в анализ фрагментов с  $Z=3$  (Li) приводит к слегка большему значению критической температуры, однако в пределах указанной погрешности.

Этот результат, безусловно, модельно зависим. В частности, весьма существенно, какова температурная зависимость поверхностного натяжения  $\sigma(T)$ . На Рис. 33 (средняя панель) приведены расчеты с использованием линейной зависимости  $\sigma$  от  $T/T_c$  так, как было сделано в работах [112-114]. 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 и анализа формы  $Y(Z)$ . Самая нижняя кривая на Рис. 33 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 заключением, сделанным в разделе 3.2.1. в пользу того, что плотность возбужденного ядра в момент развала примерно в три раза меньше нормальной  $\rho_0$ .

Полученная величина критической температуры в 2-3 раза превышает значение  $T_c$ , которое найдено в работах [112-114] путем анализа в рамках формализма Фишера. По-

видимому, это – результат слишком упрощенного подхода в этой модели к описанию сложного 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 [116a] это впервые было сделано путем анализа температурной зависимости вероятности деления  $^{188}\text{Os}$  с энергией возбуждения 40-110 МэВ. Более детальное рассмотрение проведено в [116b]. В следующем разделе мы используем результаты, полученные в этой публикации.

## 5. Деление и фазовый переход жидкость - газ.

**5.1 Температурная зависимость барьера деления.** 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. Температурный эффект для барьера деления рассматривался во многих работах [109, 119-124]. Этот эффект настолько велик для горячих ядер, что барьер фактически исчезает при температуре 4-6 МэВ в предположении, что критическая температура  $T_c$  равна 15-18 МэВ.

Следуя традиционной жидко-капельной модели деления [125], барьер деления нагретого ядра,  $B_f(T)$ , можно представить таким образом:

$$B_f(T) = E_s(T_s) - E_s^\circ(T) + E_c(T_s) - E_c^\circ(T) = E_s^\circ(T)[(B_s-1) + 2x(T)\cdot(B_c-1)], \quad (13)$$

где  $B_s$  – поверхностная энергия в седловой точке, в единицах поверхностной энергии сферической капли;  $B_c$  – кулоновская энергия на барьере, отнесенная к кулоновской энергии сферического ядра;  $T_s$  и  $T$  – температуры в седловой точке и для исходной конфигурации. Для поверхностной энергии и параметра делимости  $x(T)$  справедливы следующие выражения[119]:

$$E_s^\circ(T) = E_s^\circ(0)\sigma(T)/\sigma(0) [n(0)/n(T)]^{2/3},$$

$$x(T) = \frac{E_c^\circ(T)}{2E_s^\circ(T)} = x(0) \frac{n(T)\sigma(0)}{n(0)\sigma(T)}, \quad (14)$$

где  $\sigma(T)$  и  $n(T)$  –коэффициент поверхностного натяжения и усредненная ядерная плотность при данной температуре. Для упрощения расчетов барьера деления можно воспользоваться следующими соотношениями:

$$B_f(T, T_s) = B_f(T_s) + \Delta B_f, \quad \text{где} \quad \Delta B_f = E_s^0(T_s) - E_s^0(T) + E_c^0(T_s) - E_c^0(T) \quad (15)$$

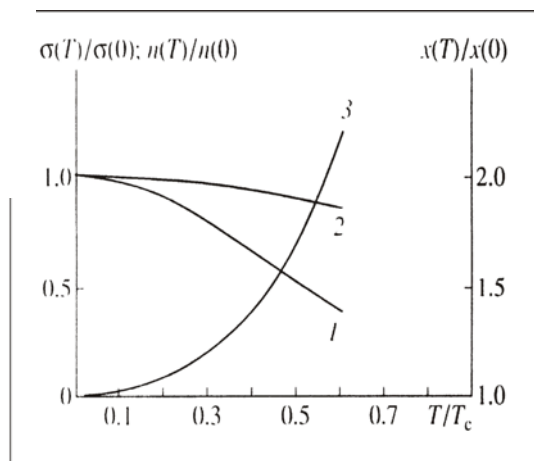
Здесь  $B_f(T_s)$  – барьер деления, рассчитанный в предположении  $T_s=T$ . В этом случае значения  $B_s$  and  $B_c$  определяются только деформацией в седловой точке, которая зависит от параметра делимости  $x(T)$ . Все эти величины рассчитаны Никсом [125] в широком диапазоне ядер. Значение  $\Delta B_f$  легко находится, если мы знаем поверхностную и кулоновскую энергии сферической капли. Для  $\sigma(T)$  обычно применяется аппроксимация (12). В соответствии с [119] для величин  $E_s^0(0)$  и  $x(0)$  использовались следующие соотношения:

$$E_s^0(0) = 17,9439 \cdot \gamma \cdot A^{2/3} \text{ MeV}, \quad x(0) = \frac{Z^2 / A}{50.88 \cdot \gamma}, \quad \gamma = 1 - 1.7826 \cdot \left[ \frac{N - Z}{A} \right]^2 \quad (16)$$

Сауер и др. [109] исследовали термодинамические свойства ядра, используя приближение Хартри-Фока с силами Скирма. Было получено уравнение состояния, которое отвечает критической температуре для ядерного фазового перехода жидкость-газ  $T_c \approx 18$  МэВ. Было найдено, что температурная зависимость средней ядерной плотности описывается следующим соотношением:  $n(T) = n(0)(1 - \alpha T^2)$ , где  $\alpha = 1.26 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-2}$ . Используя результаты [109], это соотношение переписывается таким образом:

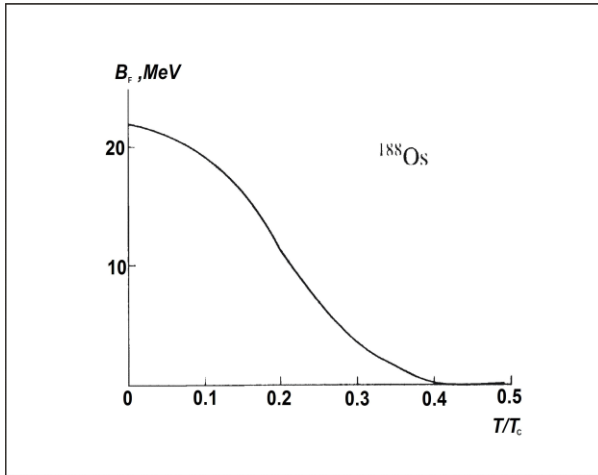
$$n(T) = n(0)(1 - 0.4T^2/T_c^2). \quad (17)$$

Рисунок 34 показывает относительные значения  $\sigma(T)$ ,  $n(T)$  и  $x(T)$  в зависимости от величины  $T/T_c$ . Ядерная делимость драматически возрастает с ростом  $T/T_c$ . Барьер для деления практически исчезает на полпути к критической температуре, что видно на Рис.35. На этом рисунке показана зависимость жидко-капельного барьера деления возбужденного ядра  $^{188}\text{Os}$  от  $T/T_c$ . Это ядро было выбрано для расчета потому, что для него имеются экспериментальные данные о делимости в широком диапазоне температур (Моретто и др.[129]).



**Рис. 34.** Температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения (1), средней ядерной плотности (2) и параметра делимости (3). На оси абсцисс дана температура в единицах критической температуры  $T_c$ .





**Рис.35.** Жидко-капельный барьер для деления  $^{188}\text{Os}$  в функции  $T/T_c$

**5.2. Определение критической температуры из данных по делению.** В работе [129] возбужденное ядро  $^{188}\text{Os}$  получалось в соударениях пучка  $^4\text{He}$  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. При максимальной энергии пучка значителен вклад прямых реакций, и оценка энергии возбуждения делящегося ядра весьма затруднительна. Поэтому в дальнейшем анализируются экспериментальные данные, полученные для энергии возбуждения 40 МэВ. В этом случае, поперечное сечение реакции  $^4\text{He} + ^{184}\text{W}$ , приводящей к составному ядру, близко к полному поперечному сечению, и энергия возбуждения для  $^{188}\text{Os}$  легко определяется из энергии пучка [127]. Сравнение измеренных и модельно-рассчитанных вероятностей деления  $W_f$  позволяет определить значение критической температуры  $T_c$ .

Вероятность деления (делимость) связана с измеренным поперечным сечением для деления  $\sigma_f$  следующим образом:

$$W_f = \sigma_f / \sigma_R, \quad (18)$$

где  $\sigma_R$  – полное поперечное сечение реакции. Главным способом распада составного ядра в соударениях  $^4\text{He} + ^{184}\text{W}$  является множественное испарение нейтронов. Заметим, что греческая буква  $\sigma$  очень популярна в ядерной физике. Эта буква используется для обозначения поперечных сечений реакций различного типа, а также для коэффициента поверхностного натяжения, т.е. энергии, приходящейся на единицу поверхности. Средняя вероятность деления в нейтронном каскаде из  $x$  ступеней может быть рассчитана с помощью следующего соотношения:

$$W_f = 1 - \prod_{i=1}^x \left[ 1 - \frac{\Gamma_f(A_i, Z_i, E_i^*)}{\Gamma_{\text{tot}}(A_i, Z_i, E_i^*)} \right]. \quad (19)$$

Отношение  $\Gamma_f / \Gamma_{\text{tot}}$  называется относительной делительной шириной в  $i$ -той ступени каскада. Согласно статистической модели ядерных реакций величина  $\Gamma_f$  рассчитывается следующим образом:

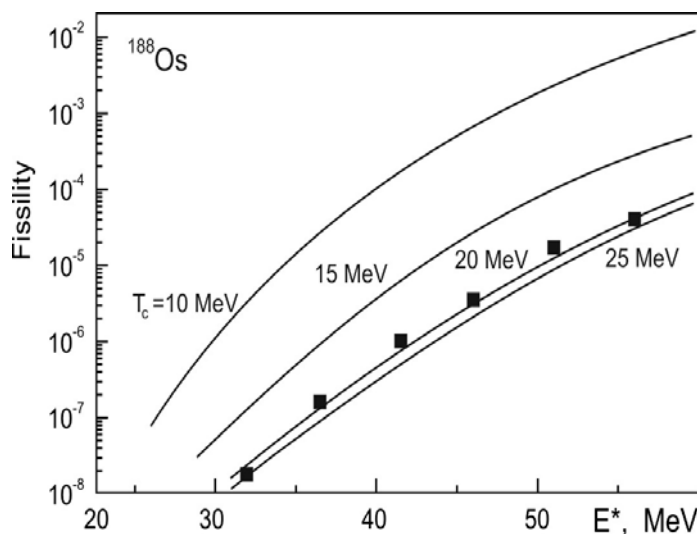
$$\Gamma_f(E_i^*, I_i) = \frac{1}{2\pi \cdot \rho(U_i)} \int_0^{U_i - B_{fi}} \rho_s(U_i - B_{fi} - \varepsilon) d\varepsilon. \quad (20)$$

Здесь  $U$  обозначает тепловую часть энергии возбуждения  $E^*$ ,  $\rho(U)$  плотность уровней,  $B_{fi}$  -барьер деления в  $i$ -той ступени, когда температура ядра равна  $T_i$ . Индекс  $s$  используется для обозначения «седловой» конфигурации в процессе деления. Для нейтронной ширины справедливо следующее выражение:

$$\Gamma_n(E_i^*, I_i) = \frac{2(2S_n + 1)m_n}{\pi^2 h^3 \rho_i(U_i)} \int_0^{U_i - B_{ni}} \sigma_n(E_n) \rho_i(U_i - B_{ni} - E_n) E_n dE_n \quad (21)$$

Здесь  $B_{ni}$ ,  $E_n$ ,  $S_n$  обозначают энергию связи, кинетическую энергию и спин нейтрона;  $m_n$  его масса,  $\sigma_n(E_n)$  – поперечное сечение захвата нейтрона в «обратной» реакции. Вклад заряженных частиц в процесс испарения невелик (несколько процентов), тем не менее, он принимался во внимание. Для расчета плотности уровней  $\rho(U)$  использовалась модель Ферми-газа.

Рисунок 36 дает сравнение измеренной и расчетной делимости ядра  $^{188}\text{Os}$  в функции энергии возбуждения. Расчет сделан в предположении, что поверхностное натяжение описывается выражением (12).

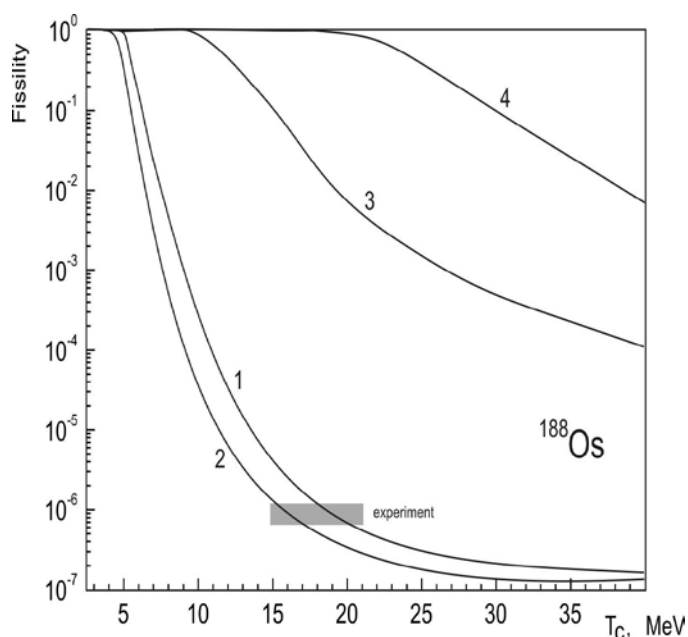


**Рис. 36.** Вероятность деления ядра  $^{188}\text{Os}$  в зависимости от энергии возбуждения: символы – измеренные величины [129], кривые – расчет в предположении, что критические температуры для фазового перехода жидкость-газ равны указанным значениям.

Первого взгляда на Рис.36 достаточно, чтобы прийти к выводу: экспериментальные данные о делимости возбужденного ядра  $^{188}\text{Os}$  хорошо воспроизводятся модельным расчетом в предположении, что критическая температура заведомо выше, чем 15МэВ. Конечно, этот результат, как говорят, «модельно зависим». В первую очередь, он чувствителен к тому, как изменяется коэффициент поверхностного натяжения с температурой. Формула (12) успешно использовалась в большом числе работ, в которых анализировались экспериментальные данные по делению и по ядерной мультифрагментации. Эта формула была получена в 1983 году [126]. Восемью годами позже, в работах [128], зависимость коэффициента поверхностного натяжения от температуры для ядерной капли была исследована с использованием иного, чем в [126] метода. Было получено следующее выражение:

$$\sigma(T) = \sigma(0) \cdot \left(1 + 1.5 \frac{T}{T_c}\right) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1.5} \quad (22)$$

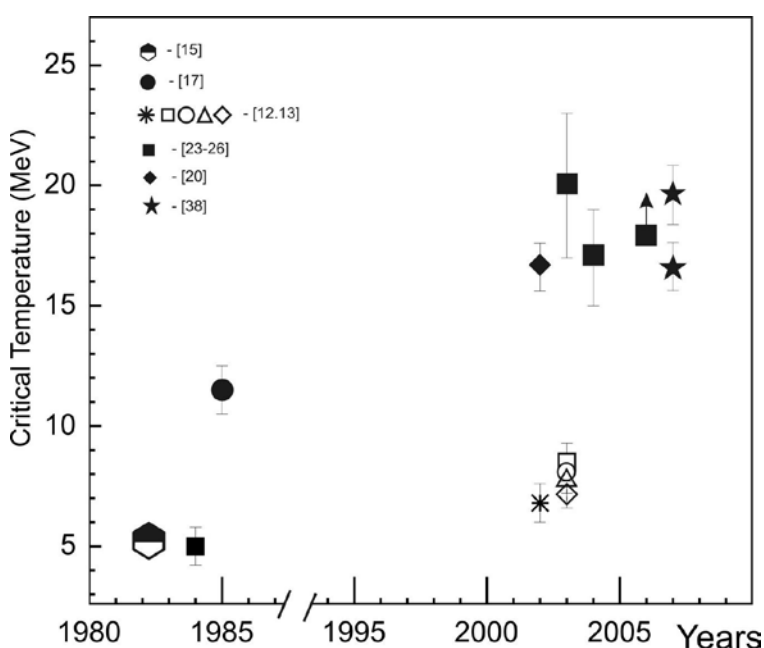
Оно отличается по форме от уравнения (12), однако численно близко к нему. Это обстоятельство укрепляет доверие к уравнениям (12) и (22). При анализе делимости возбужденного ядра  $^{188}\text{Os}$  с целью установления критической температуры мы использовали все известные параметризации коэффициента поверхностного натяжения. Результат демонстрируется на Рис. 37, который взят из нашей работы [116].



**Рис.37.** Вероятность деления ядра  $^{188}\text{Os}$  при энергии возбуждения 40МэВ. Расчетные значения (кривые) даны в функции критической температуры для различных вариантов зависимости поверхностного натяжения от температуры: 1 – формула (12), 2 – формула (22), 3 – линейная зависимость  $(1-T/T_c)$ , 4 – квадратичная зависимость. Экспериментальное значение показано горизонтальной полоской.

Беглого взгляда на Рис.37 достаточно, чтобы отвергнуть линейную и квадратичную зависимость поверхностного натяжения от  $T/T_c$ . В обоих случаях расчетные делимости  $^{188}\text{Os}$  в сотни раз превосходят измеренное значение. Формулы (12) и (22) в равной мере могут быть использованы для описания экспериментальных данных по вероятностям деления возбужденных ядер. Кривые 1 и 2 получены с использованием этих формул с критической температурой в качестве свободного параметра. Пересечение 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 для ядерной мультифрагментации. Учет возможного влияния оболочечных эффектов на вероятность деления мало меняет конечный результат.

В заключение 4 и 5 глав этого обзора мы приводим Рис.38, показывающий историю и современную ситуацию на мировом «рынке» критической температуры, и подводим итог многочисленным усилиям в этой сфере, начиная с 1982 года. 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 оценки, сделанные 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.

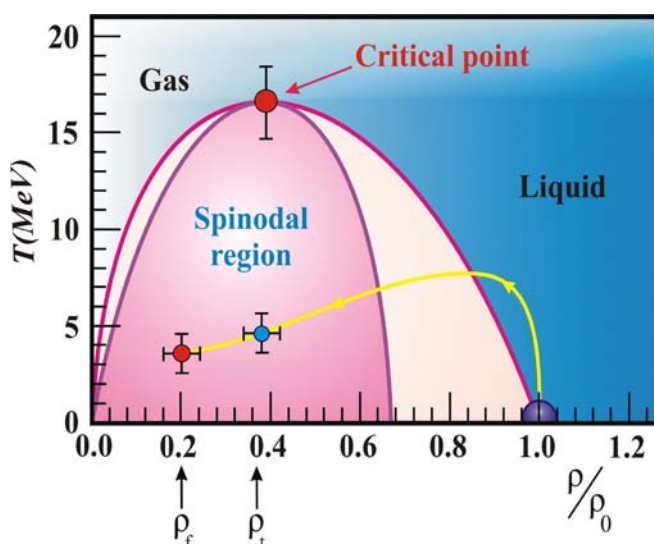


**Рис. 38.** Экспериментальные значения для критической температуры ядерного фазового перехода «жидкость-газ». Все данные получены из данных по фрагментации за исключением последних (по годам) «звезд». Здесь критическая температура найдена из анализа делимости возбужденных ядер.

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

## 5. Фазовая диаграмма для ядерного вещества

На Рис. 39 показана спиноподальная область фазовой неустойчивости, которая построена на основе экспериментальных данных, полученных в Дубне. По оси абсцисс дана барионная плотность в единицах нормальной ядерной плотности  $\rho/\rho_0$ , по оси ординат – температура. Контуры спиноподальной области очерчены в соответствии с расчетами, сделанными в классической работе [109]. Точки, отвечающие моменту образования фрагментов и их окончательному отделению друг от друга, находятся при плотностях  $\rho_t$  и  $\rho_f$  [78]. Соответствующие температуры были определены из сопоставления экспериментальных данных по зарядовому распределению фрагментов и спектров их кинетических энергий с расчетами по статистической модели мультифрагментации. Критическая температура для ядерного фазового перехода «жидкость-газ»  $T_c$  является «вершиной» спиноподальной области [131].



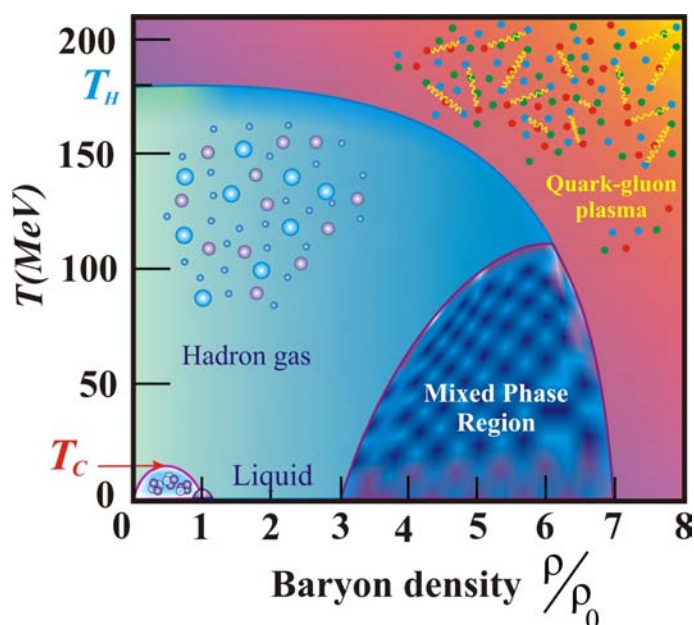
**Рис. 39.** Область спиноподальной неустойчивости для ядерной системы в координатах температуры и барионной плотности. Экспериментальные точки получены в Дубне в рамках проекта ФАЗА. Линия со стрелкой показывает путь ядра от нормального состояния до точки формирования фрагментов при  $\rho = \rho_t$  и их полного разделения при  $\rho = \rho_f$ .

Все процессы традиционной ядерной физики, отвечающие температурам, не превышающим 2 МэВ, разыгрываются слегка правее области фазовой неустойчивости. Линия со стрелкой, выходящая из точки при  $T=0$  и  $\rho=\rho_0$ , отвечает одному из вариантов развития событий, когда протон с энергией 8.1 ГэВ проходит через ядро золота. Реакция  $p(8.1\text{ГэВ}) + \text{Au}$  активно исследовалась в Дубне группой ФАЗА и привела к получению экспериментальных точек, показанных на Рис.39. Развал горячего ядра на фрагменты

после попадания в спиновальную область – наиболее вероятный механизм ядерной мультифрагментации [24,97,133-138]. В ряде работ было показано, что в этом процессе проявляются специфические «сигналы» фазового перехода первого рода.

Спиновальная область – это только часть ядерной фазовой диаграммы. На Рис. 40 показана более полная диаграмма в виде, предложенном в 1984 году в работе Гудмэна и др. [62]. Снова по осям барионная плотность и температура, только диапазон изменения этих величин на порядок больше, чем на Рис.39. Спиновальная область занимает скромный уголок в нижней части диаграммы, примыкающий к области ядерной жидкости. Выше критической температуры  $T_c$  находится область газовой фазы, включающей нуклоны, а при дальнейшем увеличении температуры и легкие мезоны.

На оси ординат показана и вторая критическая температура –  $T_H$ . Это – температура Хагедорна, величина которой оценивается равной  $\approx 175$  МэВ. Если в результате ядерного соударения создается система с температурой превышающей  $T_H$ , то произойдет множественное рождение пи-мезонов. Образуется система, состоящая из плотно упакованных в пространстве нуклонов и мезонов. Кварки уже не будут «заперты» внутри адронов, а будут свободно перемещаться по всей системе, обмениваясь глюонами. Произойдет переход в новое состояние ядерной материи – кварк-глюонную плазму. То же самое может случиться и при меньших температурах, но при значительных уплотнениях.

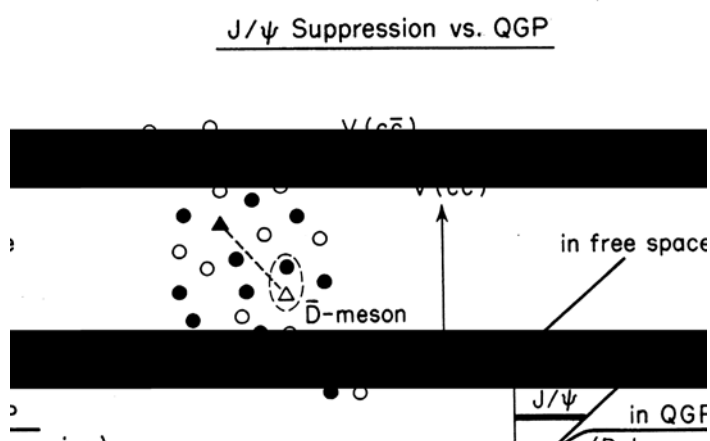


**Рис. 40.** Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества. На оси ординат показаны две критических температуры:  $T_c$ , для фазового перехода жидкость-газ, и температура Хагедорна,  $T_H$ , соответствующая переходу в кварк-глюонную плазму.

Граница между адронной материей и кварк-глюонной плазмой (КГП) проходит дугой по диаграмме от точки  $T_H$  на оси ординат до точки, отвечающей барионной плотности примерно в шесть-семь раз большей нормальной. К этой границе примыкает область

«смешанной фазы» [157], где ожидается проявление кварковой структуры адронов в ядерных взаимодействиях.

Идея о возможном существовании кварк-глюонной плазмы существует не один десяток лет. Был выбран убедительный «сигнал», по которому можно было судить о переходе в это состояние в процессе соударения ядер с релятивистскими энергиями. Предсказывалось, что будет подавлен выход мезона  $J/\psi$ , состоящего из  $c$  и  $\bar{c}$  кварков. Это произойдет за счет экранирования  $c$  и  $\bar{c}$   $c$ -кварков друг от друга легкими кварками, которые образуются в изобилии. Это иллюстрируется рисунком 41, который показывает случай, когда  $\bar{c}$ -кварк перехватывается  $d$ -кварком с образованием  $\bar{D}$ -мезона. Из-за эффекта экранирования меняется вид потенциала для системы  $c\bar{c}$ : рост потенциала с увеличением расстояния между кварками сменяется насыщением при энергии, не превышающей массы  $J/\psi$  мезона. Рисунок взят из доклада японского физика Нагамия на конференции, состоявшейся в 1988 году, когда были уже получены первые экспериментальные результаты, указывающие на подавление вероятности образования этого мезона в соударениях релятивистских тяжелых ионов. В этих работах использовались пучки  $^{16}\text{O}$  энергией 200 ГэВ на нуклон, полученные на ускорителе в ЦЕРН (Женева), и мишень из урана-238 [152]. Доклад был воспринят с энтузиазмом! Исследования были продолжены большими коллективами при участии сотен экспериментаторов и теоретиков.

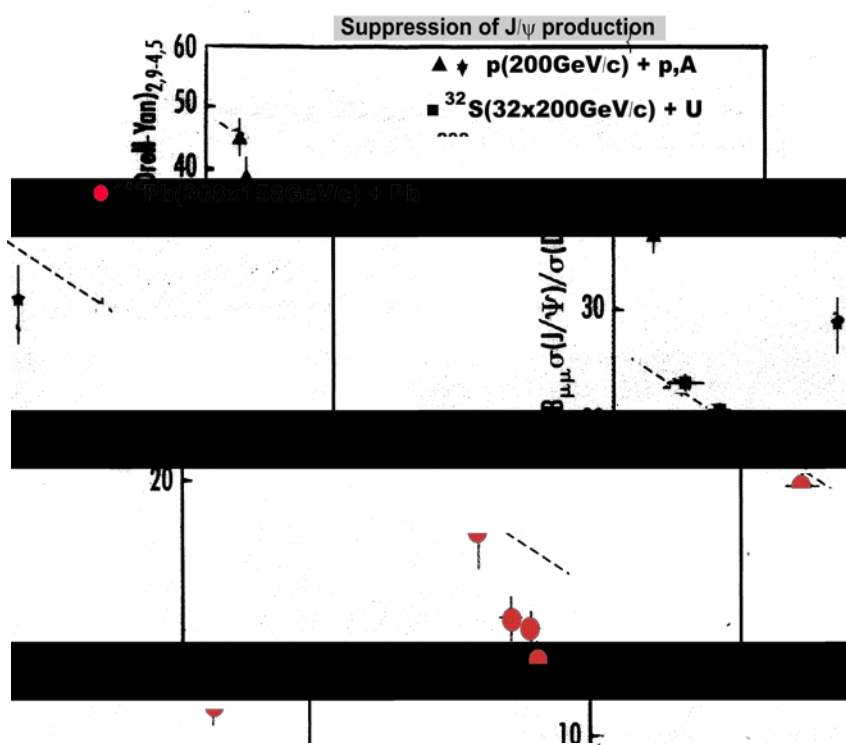


**Рис. 41.** Потенциал для системы, состоящей из  $c$  и  $\bar{c}$  кварков в свободном пространстве и в случае появления кварк-глюонной плазмы.

Была осуществлена серия работ с использованием более тяжелых пучков, где ожидаемые эффекты должны быть больше. Использовались такие экзотические пучки, как свинец  $^{212}\text{Pb}$ , ускоренный в ЦЕРН до энергии 150 ГэВ на нуклон. Экспериментальная методика обеспечивала надежное выделение  $J/\psi$  мезонов и определение того, как меняется их выход в зависимости от параметра соударения двух ядер свинца. Ожидалось, что

предсказанный эффект экранирования в состоянии плазмы приведет к значительному подавлению выхода мезонов при центральных соударениях.

Рисунок 42 показывает итог этих экспериментов, изложенный на одной из конференций по проблеме кварк-глюонной плазмы, которая состоялась в 2004 году [153]. На оси абсцисс дана толщина вещества мишени, которую проходит мезон, выходя из зоны взаимодействия. Выход по мере перехода от периферических соударений к центральным соударениям действительно уменьшается. Но это объясняется поглощением  $J/\Psi$  мезонов за счет соударений с нуклонами мишени. Линия, на которой лежат почти все экспериментальные точки, получена в расчетах, которые никак не используют каких либо экзотических механизмов вроде образования кварк-глюонной плазмы. Ожидания по поводу наблюдения нового состояния ядерной материи не оправдались. Однако некоторое отклонение последних точек от расчетной линии оставляет надежду для оптимистов. Пессимист (или реалист) скажет, что, как показали последние теоретические оценки, если ядерная система переходит в состояние плазмы, она пребывает в нем  $\sim 10$  fm/c, т.е. примерно  $3 \cdot 10^{-22}$  секунды. Т.е. это переходное состояние вроде составного или компаунд-ядра, и его не обязательно помещать на ядерной фазовой диаграмме. Таким образом, многолетний шторм сотен физиков проблемы кварк-глюонной плазмы не принес убедительного успеха в попытках зарегистрировать новое экзотическое состояние ядерного вещества.



**Рис.42.** Выход  $J/\Psi$  мезонов (в относительных единицах) в функции толщины ядерного вещества мишени. Первые точки получены на протонных пучках с энергией 200ГэВ, последние с помощью ядер свинца с энергией 158 ГэВ на нуклон.

Ядерные фазовые переходы жидкость-туман и жидкость-газ, изучаемые с использованием процесса мультифрагментации, возможно не столь фундаментальны, но



они заведомо существуют. В ряде работ по фрагментации детально исследовались специфические «сигналы», характерные для фазового перехода первого рода. Прежде всего, напомним наблюдение группой АЛАДИН (ГСИ, Дармштадт) плато в зависимости ядерной температуры от энергии возбуждения (калорическая кривая) [118]. Это стимулировало поток работ других групп (см., например [139]). Были проанализированы другие сигналы: флуктуации энергий возбуждения фрагментирующего ядра от события к событию [65,136,140,141], флуктуации в распределении масс фрагментов (диаграмма Кампи) [161,64], повышенная вероятность событий с появлением фрагментов с одинаковой массой и др.

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 [144]. 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 [6] и активно обсуждается в наши дни [154-156] .

Автор благодарен за совместную и успешную работу коллегам по проекту ФАЗА: С.П. Авдееву, А.С. Ботвине, А. Будзановскому, В. Карчу, В. Киракосяну, Е.А. Кузмину, Е. Норбеку, Х. Ойшлеру, В.К. Родионову и П.А. Рукояткину. Дискуссии с профессорами В. Траутманном, В. Райсдорфом и Ж. Ришаром были чрезвычайно плодотворными.

В течение многих лет наши исследования поддерживались Российским фондом фундаментальных исследований (Гранты № 93-02-3755, 96-02-18952, 00-02-16608, 03-02-17263, 06-02-16068) и грантом Полномочного представителя Польши в Объединенном институте ядерных исследований. Автор признателен К.П. Мариновой за помощь при подготовке рисунков.

## Литература

- [1] Gurevich I.I. et al., Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1938. V. 18. P. 169.
- [2] Schopper E., Naturwissenschaftler. 1937. V. 5. P. 557.
- [3] Lozhkin O.V., Perfilov N.A., Zh. Eksp. Teor. Fiz. 31. 1956. V. 31. P. 913.
- [4] Perfilov N.A., Lozhkin O.V. and Shamov V.P., Sov. Phys. Usp. 1960. V. 38. P. 345.
- [5] Jacobson B. et al., Z. Phys. A. 1982. V. 307. P. 293.
- [6] Siemens P.J., Nature. 1983. V. 305. P. 410.
  
- [7] Finn J. E. et al., Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P.1321.
- [8] Hirsh A.S. et al., Phys.Rev. C. 1984. V. 29. P. 508.
  
- [9] Avdeichikov et al., Yad. Fyz. 1988. V.48. P.1736.
  
- [10] Murata J., PhD Thesis. KEK, 1999.
- [11] Desbois J. et al., Z. Phys. A. 1987. V. 328. P.101.
- [12] Avdeyev S.P. et al., Eur. J. Phys.A. 1998. V. 3, P. 75.
- [13] De Paula L. et al., Phys. Lett. B. 1991. V. 258, P.251.
- [14] Hüfner J., Phys. Rep. 1985.V.125. P.129.
- [15] Lynch W.G., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1987. V.37. P. 493.
- [16] Moretto L.G. and Wozniak G.J., Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1993. V.44. P. 379.  
Moretto L.G. et al., Phys. Rep. 1997. V. 287. P. 249.
- [17] Guerreau D., Nucl. Phys. A.1994. V.574. P. 111c.
- [18] Qugnon J., Yad. Fyz. 1994. V.57. P. 1705.
- [19] Bondorf J. et al., Phys. Rep. 1995. V. 257. P. 133.
- [20] Gross D.H. E., Phys. Rep. 1997. V. 279. P. 119.
- [21] Tamain B. and Duraund, Session LXVI, Les Houches, Elsevier, Amsterdam. 1998. P. 295.
- [22] Bonasera A., Bruno M., Dorso C.O. and Mastinu P.F., Rivista del Nuovo Cimento. 2000. V. 23. P.1.
- [23] Richert J. And Wagner P., Phys. Rep. 2001. V.350. P.1.
- [24] Borderie B., J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2002. V. 28. P. R217.
- [25] Chomaz P., Colonna M. and Randrup J., Phys. Rep. 2004. V.389. P. 263.
- [26] Napolitani P. et al., Phys.Rev.C. 2004 V. 70. P. 054607.
- [27] Karnaukhov V.A. et al., Yad. Fyz. 1999. V.62. P.272.
- [28] Avdeyev S.P. et al., Phys. of Atom. Nuclei. 2001. V. 64. P. 1549;  
Phys. Lett. B. 2001. V. 503. P. 256.
- [29] Avdeyev S.P. et al., Nucl. Phys. A. 2002.V.709. P.392.
- [30] Avdeyev S.P. et al., Nucl. Instrum. Meth. A. 1993. V. 332. P. 149.
- [31] Авдеев и др., ПТЭ. 1996. т. 39. С. 7;  
(Instr.Exp.Techn. 1996. V. 39. P.153).
- [32] Toneev V.D. et al., Nucl. Phys. A. 1990. V. 519. P. 463c.
- [33] Amelin N.S. et al., Yad. Fyz.. 1990. V. 52. P. 272.
- [34] Bondorf J.P. et al., Nucl. Phys. A. 1985. V. 443. P. 321;  
Nucl. Phys. A. 1985. V.444. P.460.
- [35] Botvina A.S. et al., Yad. Fyz. 1985. V. 42. P. 1127.
- [36] Gross D.H.E., Rep. Progr. Phys. 1990. V. 53. P. 605.
- [37] Конопка J. et al., Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 2085.
- [38] Randrup J., Comput. Phys. Commun. 1993. V. 77. P. 153.
- [39] Toke J., Jun Lu and Schröder W.U., Phys.Rev. C.2003. V. 67. P.034609;  
Toke J., Jun Lu and Schröder W.U., Phys.Rev. C.2003. V. 67. P.044307.
- [40] Sobotka L.G., Charity R.J.,Toke J., and Schröder W.U., Phys.Rev. Lett. 2004. V. 93. P.132702.
- [41] Friedman W.A., Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 667.

- [42] Avdeyev S.P. et al., JINR Rapid Comm. 1997. V. 82. P.71.
- [43] Foxford E.R. et al., Phys. Rev.C. 1996. V.54. P. 749;  
Moreley K.B. et al., Phys. Rev. C. 1996. V.54. P. 737.
- [44] Schüttauf A. et al., Nucl. Phys. A.1996. V. 607. P. 457.
- [45] Hsi.W.C. et al., Phys. Rev. Lett. 1994.V.73. P. 3367.  
Kunde G.J. et al., Phys. Rev. Lett. 1995. V.74. P. 38.
- [46] Trockel R. et al.,Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 729.
- [47] de Souza R.T. et al., Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 6.
- [48] Bowmann D.R. et al., Phys. Rev. C. 1992. V. 46. P.1834.
- [49] Jacak B.V., Nucl.Phys. A. 1988. V.488. P. 325c.
- [50] Baden A. et al., Nucl. Instr. Meth. A. 1982. V. 203. P. 189.
- [51] Reisdorf W. et al., Nucl. Phys. A.1997. V.612. P.493
- [52] Shmakov S. Yu. et al., Phys. At. Nucl. 1995. V.58. P.1635.
- [53] de Souza R.T. et al., Phys. Lett. B. 1993. V. 300. P. 29.
- [54] Jeong S.C. et al., Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72. P. 3468.
- [55] Lips V. et al., Phys. Lett. B. 1994. V. 338. P. 141.
- [56] Ogilve C. et al., Phys. Rv. Lett. 1991. V.67. P. 1214.
- [57] ALADIN collaboration , GSI Report. 1989. 02-89.
- [58] Milkau U. et al. Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. R1242.
- [59] Milkau U. et al. Z. Phys. A. 1993. V. 346. P. 277.
- [60] Lefort T. et al. Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 064603.
- [61] Campi X. Nucl. Phys. A. 1989.V. 495. P. 259c.
- [62] Goodman A.L., Kapusta J.I. and Mekjian A.Z. Phys.Rev.C.1984. V.30. P.851.r
- [63] Vient E. et al. Nucl. Phys. A. 2002. V. 700. P. 535.
- [64] D'Agostino M. et al. Nucl.Phys. A. 1999. V. 650. P. 329.
- [65] D'Agostino M. et al. Nucl.Phys. A. 2002. V. 699. P. 795.
- [66] Beaulieu L. et al. Phys. Lett. B. 1999. V. 463. P. 159.
- [67] Lefort T. et al. Phys. Rev. C. 2000. V.62. P. 031604.
- [68] J Gosset et al. Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 629.
- [69] Shapiro O. and Gross D.H.E. Nucl.Phys.A. 1994. V.573. P. 143.
- [70] Bowman D.R. et al. Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 818.
- [71] Wang G. et al. Phys. Rev. C. 1998. V. 57 P. R2786.
- [72] Beaulieu L. et al., Phys.Rev.Lett . 2000. V. 84, P. 5971.
- [73] Rodionov V.K .et al. Nucl. Phys. A. 2002. V.700. P. 457.
- [74] Durand D. Nucl. Phys. A. 1998. V. 630. P. 52c.
- [75] Bao-An Li et al. Phys. Let. B. 1994. V. 335. P.1.
- [76] Bracken D.S. et al. Phys. Rev. C. 2004. V.69. P. 034612.
- [77] Karnaukhov V.A. et al. Phys. Rev. C. 2004. V. 70, P. 041601(R)
- [78] Karnaukhov V.A. et al. Nucl. Phys. A. 2005. V. 749. P. 65c.
- [79] Oeschler H. et al. Particles and Nuclei, Lett. 2000. No 2[99], P. 70.
- [80] Natowitz J.B. et al. Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P.031601(R).
- [81] Lopez J.A. and Randrup J. Nucl. Phys. A. 1989. V. 503. P.183; Nucl. Phys. A. 1990. V. 512. P.345.
- [82] Campi X. et al. Phys.Rev. C. 2003. V. 67. P. 044610.
- [83] Dorso C. and Randrup J. Phys. Lett. B. 1993. V. 301. P. 328.
- [84] Srachan A. and Dorso C. Phys. Rev. C. 1997. V 55. P. 775.
- [85] Dorso C. et al. Phys. Rev. C. 2004. V. 69, P.034610.
- [86] Cassing W. Z. Phys.A. 1987. V. 327. P. 447.
- [87] Borderie B. Preprint Orsay/IPNO-DRE-92-03.
- [88] Curtin M.W., Toki H. and Scott D.K. Phys. Lett. B. 1983. V.123. P.289.
- [89] Wang G. et al. Phys.Rev.C. 1996. V.53. P. 1811.
- [90] Norenberg W., Papp G. and Rozmej P. Eur. Phys. J. A. 2002. V.14. P.43.

- [91] Baran V. et al. Nucl. Phys. A. 2002. V.703. P. 603.
- [92] Goldenbaum F. et al. Phys.Rev. c. 1999. v. 82. p. 5012.  
Karamyan A.S. et al. Eur.P.J. A. 2003. V.17. P.49.
- [93] Odeh T. et al. Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P.4557.
- [94] Möller P. et al. Preprint Los-Alamos National Lab/LA-UR-87-011.
- [95] Karnaukhov V.A. et al. //Nucl. Phys. A 2006. V. P. 91.
- [96] Panagiotou A.D. et al. // Phys. Rev. C.1985. V. 31. P. 55.
- [97] Porile N.T. et al. Phys. Rev. C 1989. V. 39. P.1914.
- [98] Fisher M.E. Physics. 1967. V. 3. P. 255.
- [99] Schmelzer J., Roepke G. and Ludwig F. Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P.1917.
- [100] Tanaka K.H. et al. Nucl. Phys. A. 1995. V.583. P. 581;  
Murakami T. et al. Proc. of 10 Conf. Nucl. Reac. Mech., Varenna 2003,  
Universita degli study di Milano, suppl. No 122. P.541
- [101] Remsberg L.P., Perry D.G. Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 361.
- [102] Fortney D.R., Porile N.T. Phys. Lett. B. 1978. V. 76. P. 553.
- [103] Urbon J. et al. Phys. Rev. C. 1980. V. 21. P. 1048.
- [104] Gudima K.K. and Toneev V.D. Phys.Lett. B. 1978. V. 73. P.293.
- [105] Hsi W.-C. et al. Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. R13.
- [106] Jaqaman H., Mekjian A.Z. and Zamick L. Phys, Rev. C. 1983. V. 27. P. 2782.
- [107] Borcea C. et al., Nucl. Phys. A. 1984. V. 415. P.169.
- [108] Siemens P.J. Nucl. Phys. A. 1984. V. 428. P. 189c.
- [109] Sauer G., Chandra H. and Mosel U. Nucl. Phys. A. 1976. V. 264. P.221.
- [110] Zhang Feng Shou Z.Phys.A.1996. V. 356.
- [111] Taras S. et al. Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 014602.
- [112] Elliott J.B. et al. Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 042701.
- [113] Elliott J.B. et al. nucl-ex /2005004v1 (2002).
- [114] Kleine Berkenbusch M. et al. Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 022701.
- [115] Natowitz J. et al. Pys. Rev. Lett. 2002. V.89. P. 212701.
- [116] a) Karnaukhov V.A. Phys. At. Nucl. 1997. V. 60. P.1625;  
b) Cherepanov E.A., Karnaukhov V.A., arXiv:nucl-th/0703101, Mar 2007
- [117] Reuter P.T. and Bugaev K.A. Phys. Lett. B. 2001.V. 517. P. 233.
- [118] Pochodzalla J. et al. Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 1040.
- [119] Hasse R.W. and Stocker W. Phys. Lett. B. 1973. V. 44. P. 26.
- [120] Iljinov A.S. et al. Z. Phys. A. 1978. V. 287. P. 37.
- [121] Pi M. et al. Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 773.
- [122] Bartel J., Quentin P. Phys. Lett. B. 1985. V. 152. P. 29.
- [123] Brack M. et al. Phys. Rep. 1985. V. 123. P. 275.
- [124] Garcias F. et al. Z. Phys. A: At. Nucl. 1990. V. 336. P. 31.
- [125] Nix J. Nucl. Phys. A. 1968. V. 130. P. 241.
- [126] Ravenhall D.G. et al. Nucl. Phys. A. 1983. V. 407. P.571.
- [127] Moretto L. G. , Proc. 3rd Symp. Phys. Chem.of Fission, Rochester,  
NY, 1973, IAEA, Vienna. 1974.V.1. P.329.Γ
- [128] Randrup J. and de Lima Medeiros E., Nucl. Phys. A1991. 529 V. 529. 115;  
de Lima Medeiros E. and Randrup J., Phys. Rev. C 1992. V. 45 . 372.
- [129] Moretto L.G. et al., Phys. Lett. B. 1972. V 38. P. 471.
- [130] Karnaukhov V.A. et al. Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 011601(R).
- [131] Karnaukhov V.A. et al. Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 520.
- [132] Ogul R., Botvina A.S. Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 051601.
- [133] Guarnera A. XXXIII Winter Meeting on Nucl. Phys., Bormio, 1995;  
Preprint GANIL P95-05, 1995, Caen.
- [134] Lee S.J., Mekjian A.Z., Phys. Rev. C . 1997. V.56. P. 2621.
- [135] Baran V. et al. Nucl. Phys. A. 1998. V. 632. P. 287.

- [136] D'Agostino M. et al. *Phys Lett. B.* 2000. V. 473. P. 219.
- [137] Norbeck E. et al. *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 607. P. 105.
- [138] Beaulieu L. et al. *Phys. Rev. C.* 2002. V. 64. P. 064604.
- [139] Natowitz J. et al. *Phys. Rev. C.* 2002. V.65. P. 034618.
- [140] Moretto L.G. et al. *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 041601(R).
- [141] Rivet M.F. et al. *Nucl.Phys.A.* 2005. V.749. P. 73c.
- [142] Chomaz P., Gulminelli F. *Nucl. Phys. A.* 2005. V.749. P.3c.
- [143] Pichon M. et al. *Nucl. Phys. A.* 2005. V.749. 93c.
- [144] Gross D.H.E. *Nucl. Phys.A.* 1993. V.553. 175c.
- [145] Jaqaman H.R. and Gross D.H.E. *Nucl. Phys.A.* 1991. v. 524. p. 321.
- [146] Bugaev K.A. et al. *Phys Rev. C.* 2000. V. 62. P. 044320.
- [147] Greiner W. and Stöcker H. *Pour la Science.* Mars 1985.
- [148] Migdal A.B. *J. Exp. Theo. Phys.* 1971. V.61. P.2209;  
*Rev. Mod. Phys.* 1978. V.50. P.107.
- [149] Weise W. and Brown G. *Phys. Lett. B.* 1975. V.58. P. 300.
- [150] Lee T.T. *Rev. Mod. Phys.* 1975. V. 47. P. 267.
- [151] Avdeyev S.P. et al. *Nucl.Phys.A.* 1982. V.381. P.419.
- [152] Nagamia S. *Nucl. Phys. A.* 1988. V.488. P. 3c.
- [153] Ricatti L. *Nucl. Phys. A.* 2004. V. 734. P. 28c.
- [154] Botvina A.S. and Mishustin I.N. *Phys. Lett. B.* 2004. V.584. P. 233.
- [155] Margueron J. et al. *Phys. Rev.C.* 2004. V. 70. P. 02801.
- [156] Botvina A.S. and Mishustin I.N. *Phys. Rev.C.* 2005. V. 72. P. 048801.
- [157] Sissakian A.N. et al. *Письма в ЭЧАЯ.* 2008.т. 5. №1148. P. 8.