

P15-2011-58

В. А. Карнаухов

ГОРЯЧИЕ И КИПЯЩИЕ ЯДРА
(К 100-летию открытия Э. Резерфорда)

Доложено на юбилейном совещании ОИЯИ, посвященном 100-летию открытия атомного ядра Э. Резерфордом, Дубна, 10–11 марта 2011 г.

Карнаухов В. А.

P15-2011-58

Горячие и кипящие ядра
(К 100-летию открытия Э. Резерфорда)

В работе дается изложение доклада автора на юбилейном совещании ОИЯИ, посвященном 100-летию открытия атомного ядра Э. Резерфордом. Рассмотрены свойства ядер с энергией возбуждения, сравнимой с полной энергией связи.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2011

Karnaikhov V. A.

P15-2011-58

Hot and Boiling Nuclei
(To the Centenary of E. Rutherford's Discovery)

The paper is the report given by the author at the JINR meeting devoted to the centenary of the atomic nucleus discovery by E. Rutherford. The properties of nuclei with the excitation energy comparable to the total binding energy are considered.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2011

Атомное ядро было открыто в 1911 г. Э. Резерфордом при изучении рассеяния альфа-частиц в тонкой золотой фольге. Анализ движения частиц показал, что они взаимодействуют с совершенно необычными объектами: их размер составляет несколько ферми (это в десятки тысяч раз меньше атомного радиуса), а плотность вещества в них поражает воображение — сотни миллионов тонн в кубическом сантиметре. В настоящее время ядерная физика — обширная наука. Ниже мы рассмотрим свойства ядер с энергией возбуждения, сравнимой с полной энергией связи.

1. ЧТО ТАКОЕ ГОРЯЧЕЕ ЯДРО?

Начнем с пояснения термина «горячее ядро». При низких энергиях возбуждения расстояние между уровнями ядра существенно превышает их ширину, основной способ распада — испускание гамма-квантов, которые изучаются методами ядерной спектроскопии. При анализе данных 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 открывается канал испускания нуклонов и для описания поведения возбужденного ядра применяются статистические (или термодинамические) подходы. На рис. 1 показана эволюция типов распада с ростом энергии возбуждения для ядра с массовым числом $A = 150$, для которого порог деления B_f составляет примерно сорок миллионов электронвольт. На шкале справа дана энергия возбуждения ядра, а 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 растет. 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*.

Мультифрагментация — многотельный процесс развала горячего ядра с испусканием нуклонов, альфа-частиц, фрагментов промежуточной массы (ФПМ, $Z > 2$). Это основной способ распада горячих ядер. Для иллюстрации этого утверждения рассмотрим рис. 2. На нем показаны распределения по массе фрагментов, возникающих при соударении пучка ${}^4\text{He}$ (14 ГэВ) с зо-

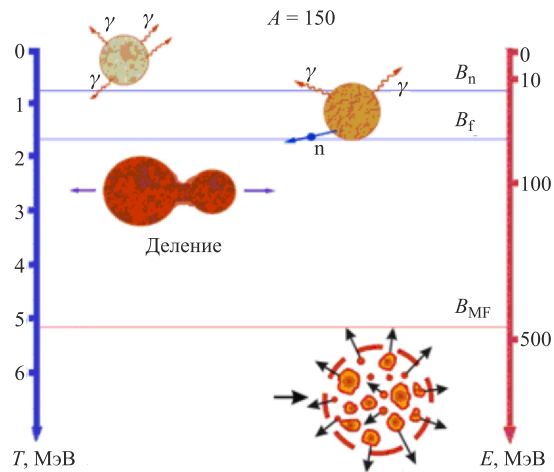


Рис. 1. Эволюция способов распада ядра по мере возрастания энергии возбуждения; температура дана на левой шкале

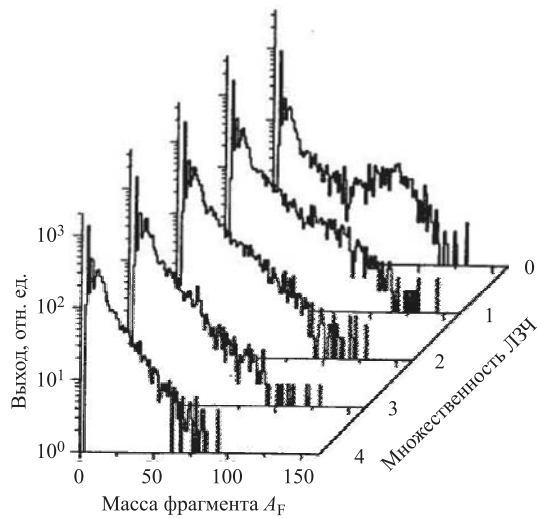


Рис. 2. Распределение фрагментов по массе при соударении релятивистских ядер гелия с золотой мишенью. Форма спектров меняется с увеличением энергии возбуждения ядра: деление (пик при $A \approx 80$) полностью замещается мультифрагментацией

лотой мишенью. Измерения сделаны в 1993 г. с помощью установки ФАЗА и опубликованы в журнале «Physical Review Letters». Распределения даны раздельно для случаев с различной множественностью легких заряженных ча-

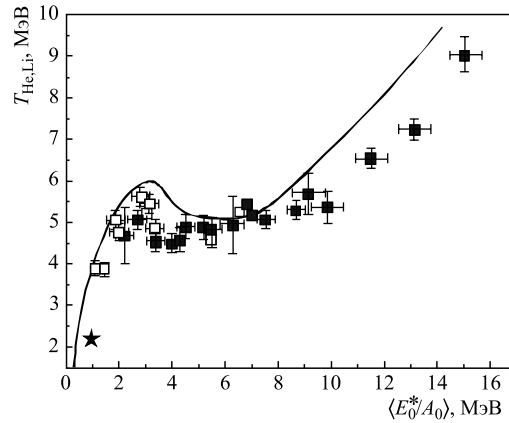


Рис. 3. Зависимость температуры от энергии возбуждения ядра: символы — экспериментальные данные; линия рассчитана с использованием статистической модели мультифрагментации (SMM)

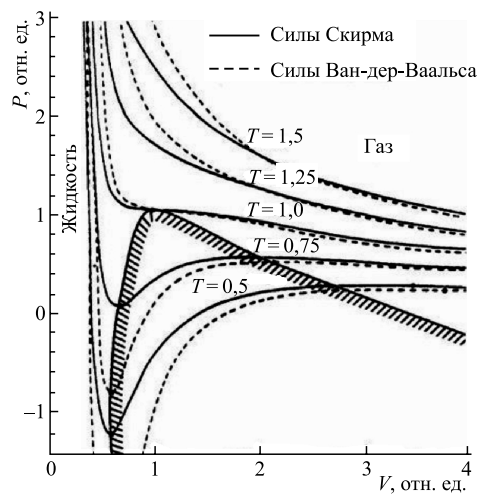
стиц (ЛЗЧ). Чем больше их множественность, тем выше энергия возбуждения ядра. Видно, что вначале активно происходит деление возбужденного ядра, дающее максимум массового распределения при $A \approx 80$. С увеличением множественности вклад деления падает и основным типом распада становится мультифрагментация, для которой спектр масс близок к «степенному»: $Y(A) \sim A^{-x}$ (где $x = 2-3$).

Процесс множественной эмиссии фрагментов промежуточной массы похож на *кипение* обычной жидкости: температура системы остается постоянной, несмотря на подвод дополнительной энергии возбуждения. Это видно на рис. 3, где приведена зависимость температуры от энергии возбуждения ядра, впервые измеренная в 1995 г. в известном научном центре GSI (Дармштадт, Германия): температура достигает 5–6 МэВ и стабилизируется. Открывается канал мультифрагментации, добавляемая энергия идет на образование фрагментов промежуточной массы. Линия (см. рис. 3) получена с использованием московско-копенгагенской статистической модели мультифрагментации (SMM), созданной за десять лет до этого. Она, по существу, является развитием капельной модели для сильно возбужденных ядер и успешно описывает их дезинтеграцию. Процесс образования горячих ядер, т. е. быстрая стадия реакции, описывается специальной моделью. Для этого весьма популярна модель внутриядерных нуклонных каскадов (Тонеев В. Д., Гудима К. К. и др.). Отметим, что нами установлена необходимость введения эмпирических поправок в каскадные расчеты для того, чтобы адекватно описать образование горячих ядер в соударениях релятивистских легких ионов с тяжелыми мишенями.

2. О РАЗОГРЕТОЙ ЯДЕРНОЙ ЖИДКОСТИ

В этой модели ядро представляется как заряженная капля (ферми-жидкость), имеющая поверхностное натяжение и очень высокий коэффициент упругости. При бомбардировке частицами и их поглощении ядерная капля нагревается. Степень нагрева характеризуется температурой T . К примеру, при захвате медленного нейтрона ядро нагревается до $T \approx 0,5$ МэВ. Нагретое ядро испаряет нейтроны, протоны, альфа-частицы, испускает гамма-лучи. Спектр кинетических энергий вылетающих нейтронов определяется классическим распределением Максвелла, и средняя энергия испаряющихся частиц равна $1,5T$. Это обстоятельство используется для нахождения температуры ядра (наряду с другими приемами). Энергия испаряющихся заряженных частиц больше, чем у нейтронов, за счет действия кулоновских сил отталкивания со стороны ядра.

В рамках капельной модели успешно описываются основные характеристики холодных ядер (масса, энергия связи, энергии отделения частиц), дается объяснение процессу деления тяжелых ядер. Продолжение параллели между ядерным веществом и жидкостью наводит на мысль о возможности фазового перехода жидкость–газ в ядре. Физическим основанием аналогии между ядерным веществом и классической жидкостью служит то, что молекулярные и ядерные силы сходным образом зависят от расстояния. Молекулы, сближаясь, испытывают притяжение, которое затем сменяется отталкиванием (силы Ван-дер-Ваальса). Ядерные силы ведут себя аналогично, хотя и в совершенно ином масштабе энергий и расстояний. В результате уравнения состояния ядерной жидкости и обычной жидкости получаются весьма похожими. Удивительная универсальность законов природы! Это иллюстрирует рис. 4.



На рис. 4 приведены изотермы для зависимости давления от объема (или обратной плотности) для газа Ван-дер-Ваальса и ядерного вещества, связанного силами Скирма. Столь различные системы представлены на одном рисунке благодаря тому, что давление, объем и температура выражены в безразмерных величинах — в виде отношений к критическим значениям давления, объема и температуры: P_c , $V_c = 1/\rho_c$ (ρ — плотность), T_c . Изотермы показаны в диапазоне температур от $0,5 T_c$ до $1,5 T_c$.

Жидкой фазе соответствуют резко идущие вниз участки изотерм в левой части рис. 4, причем минимум по давлению при данной температуре глубже для классической жидкости (т. е. ее сжимаемость меньше). Газовой фазе отвечает та часть рисунка, где давление плавно падает с увеличением объема. Средняя изотерма соответствует критической температуре T_c для фазового перехода жидкость–газ. При достижении критической температуры поверхностное натяжение исчезает, система становится однофазной, газовой. Для ядерного вещества $T_c = 15\text{--}20$ МэВ, или $\approx 2 \cdot 10^{11}$ К. Подробнее об этом важном параметре ядерного вещества будет сказано ниже.

Теперь обратим внимание на участки изотерм, где давление растет с увеличением объема (отрицательная сжимаемость). Область, которая охватывает эти участки изотерм, называется спиноподальной; плотность вещества здесь значительно ниже, чем у жидкости. Для этого состояния характерна фазовая нестабильность системы. Случайные флуктуации плотности приводят к тому, что однородная система практически мгновенно разваливается на смесь двух фаз — капельки, окруженные газом (нуклоны, альфа-частицы). Может ли ядро оказаться в этой области?

Может! Если ядро нагреть до температуры примерно 8 МэВ, то оно попадет в эту область фазовой нестабильности! Расширяясь под действием теплового давления, система будет перемещаться по фазовой диаграмме так, как показано на рис. 5. Спокойный процесс испарения, характерный для теплых ядер, сменяется бурным «выкипанием» ядерной жидкости. Быстрый распад системы на две фазы означает появление капелек (ядра-фрагменты от

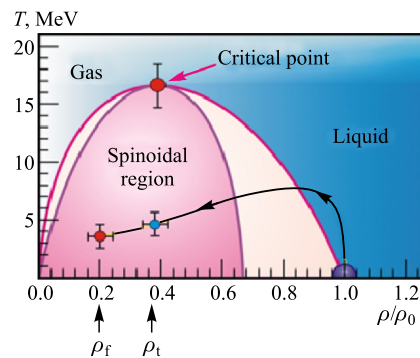


Рис. 5. Спиноподальная область фазовой диаграммы: ρ/ρ_0 — плотность ядра в единицах нормальной ядерной плотности; T — температура. Путь горячего ядра, образующегося в соударении релятивистского протона (дейтрона) с тяжелой мишенью, показан стрелкой. Экспериментальные точки получены в Дубне с помощью установки ФАЗА [4]

лития до кальция), окруженных газом. Это — своеобразный *ядерный туман*. Такой термин был введен Ф. Сименсом (Техасский А&М университет, США) в 1984 г., но был вскоре забыт и возрожден нами пятнадцатью годами позже. Обычный туман — неустойчивое состояние: он или конденсируется в росу, или испаряется. Другая судьба у ядерного тумана: он состоит из заряженных частиц, которые разлетаются под действием кулоновских сил. Так происходит распад ядра взрывного типа — мультифрагментация. Это *фазовый переход жидкость–туман*.

3. ЯДЕРНАЯ ФРАГМЕНТАЦИЯ И МУЛЬТИФРАГМЕНТАЦИЯ

Реакция ядерной фрагментации была открыта еще до войны в опытах с космическими лучами, которые проводились в Советском Союзе (И. И. Гуревичем и др.) и в Германии (Э. Шоппером). Процесс казался удивительным: при соударении частиц очень высокой энергии с мишенью (ядра Ag и W в фотоэмульсии) вылетали относительно медленные легкие ядра. В 1950-х гг. ядерная фрагментация была обнаружена в экспериментах на ускорителях, дававших пучки протонов с энергией в несколько сотен МэВ (О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов).

С тех пор это явление неспешно исследовалось в течение трех десятков лет, однако механизм процесса оставался непонятным. Ситуация кардинально изменилась в начале 1980-х гг., когда было обнаружено, что происходит множественное испускание ядрами фрагментов промежуточной массы. Это было сделано шведским физиком Б. Якобсоном с помощью фотоэмульсий, облученных пучком углерода (250 МэВ/нуклон) на ускорителе Bevalac в Беркли. После этого появилась серия работ, где развивалась идея о связи множественной эмиссии фрагментов с фазовым переходом жидкость–газ в ядерном веществе. Последовал настоящий бум в данной области исследований. В различных лабораториях мира было создано около дюжины сложных, многодетекторных установок, специально предназначенных для изучения этого процесса. Одним из таких приборов является установка ФАЗА на пучке нуклотрона — сверхпроводящего синхротрона ОИЯИ. Многодельный характер распада горячих ядер обусловил необходимость работать, как говорят, в 4π -геометрии, когда одновременно регистрируются частицы, вылетающие из ядра в любом направлении. Современные ускорители дают практически неограниченные возможности для получения пучков заряженных частиц с различными массами и энергиями — протонов, ядер гелия, тяжелых ионов. Здесь мы подходим к вопросу о том, какие ускоренные пучки наиболее адекватны задаче изучения термодинамики горячих ядер.

4. КАК ПОЛУЧИТЬ ГОРЯЧИЕ ЯДРА?

Вначале для этой цели широко использовались реакции, вызванные пучками тяжелых ионов (от углерода до золота) с энергиями в десятки и сотни МэВ/нуклон. Однако нагрев тяжелыми ионами сопровождается значительным сжатием ядра, его сильным вращением и деформацией. В результате только часть энергии, поглощаемой ядром, превращается в тепловую энергию. Возбуждение коллективных степеней свободы сказывается на распаде горячего ядра и затрудняет получение информации о его термодинамических характеристиках.

Картина становится значительно проще, если в качестве бомбардирующей частицы использовать легкое ядро (протон, дейтрон, гелий), ускоренное до энергии в несколько тысяч МэВ. Рис. 6 иллюстрирует, как происходят центральные соударения релятивистского протона с тяжелым ядром. Проходя через мишень, протон создает внутриядерный нуклонный каскад. Быстрые каскадные частицы вылетают в переднюю полусферу, а более медленные адсорбируются остатком мишени, нагревая его. Таким образом, возникает горячее остаточное ядро, которое расширяется за счет теплового давления и распадается с испусканием нуклонов и фрагментов.

Использование релятивистских легких частиц — уникальный способ получения горячих ядер, энергия возбуждения которых практически целиком тепловая. Это обеспечивает наиболее чистые условия для изучения ядерной термодинамики при высоких температурах. Именно такой способ нагрева был выбран в Дубне, чтобы с помощью установки ФАЗА изучить тепловую мультифрагментацию, при котором сжатием и вращением возбужденного ядра можно пренебречь.

Особенностью такого способа получения горячих ядер является значительный разброс энергии возбуждения. На рис. 7 показано, что дает каскадная модель для случая соударения дейтронов с энергией 4,4 ГэВ с тонкой золотой фольгой. Энергии возбуждения остаточных ядер распределены от нуля до 4,5 МэВ/нуклон. На начальном участке спектра энергии возбуждения происходит испарение нуклонов. Далее, после достижения примерно

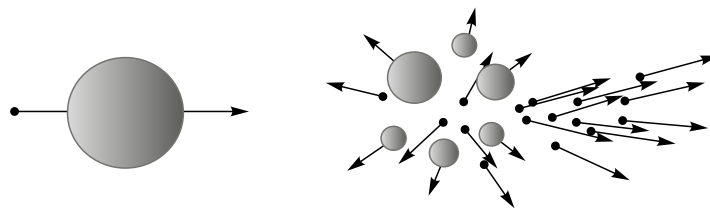


Рис. 6. Центральное соударение быстрого протона с ядром: вперед вылетают каскадные частицы, а разогретый остаток разваливается с испусканием фрагментов и нуклонов

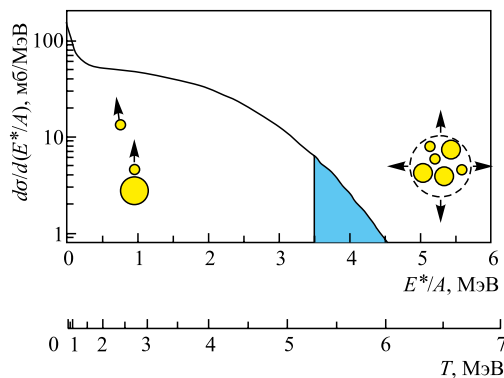


Рис. 7. Распределение энергии возбуждения E^*/A после внутриядерного каскада, который возникает при соударении релятивистских дейтронов с тяжелой мишенью (золото)

3,5 МэВ/нуклон, основным способом распада становится многотельный распад — мультифрагментация. Среднее значение массы фрагментирующего ядра 150–170. Таким образом, пороговая энергия возбуждения составляет 500–600 МэВ. Эта величина сравнима с полной энергией связи ядра.

5. УСТАНОВКА ФАЗА

Это экспериментальное устройство было задумано еще в 1985 г. Далее были многочисленные чертежи, сделанные в конструкторском бюро Лаборатории ядерных проблем, виртуозная работа мастеров опытного производства под руководством В. Г. Сазонова, сборка и наладка установки ФАЗА в зале выведенных пучков синхрофазотрона ЛВЭ и, наконец, первый выход на релятивистский пучок гелия-4 в 1993 г. С тех пор — многочисленные эксперименты и модернизации установки. Сейчас мы работаем с установкой ФАЗА-3 на пучке «сверхпроводящего» нуклотрона. Современный вид установки дан на рис. 8.

Вакуумная камера установки ФАЗА имеет сферическую геометрию (диаметр 100 см). В центре находится мишень из золота толщиной в 0,5 мкм. Золото — популярный материал для мишени благодаря химической чистоте и возможности изготовить из него очень тонкую фольгу. А столь тонкая мишень необходима, чтобы не исказить энергетический спектр фрагментов, имеющих небольшой пробег в веществе. Мишень (60 × 60 мм) укреплена на вольфрамовых проволочках толщиной в 25 и 8 мкм.

Вокруг мишени расположены детекторы двух типов. Первый тип детекторов — тридцать телескопов-спектрометров, в которых с помощью ионизационной камеры определяется dE/dx — удельная ионизация частицы, вылетающей из мишени. За камерой располагается полупроводниковый детектор, измеряющий полную энергию частицы E . Зная dE/dx и E , можно однозначно найти заряд частицы Z . На рис. 9 показан результат, полученный

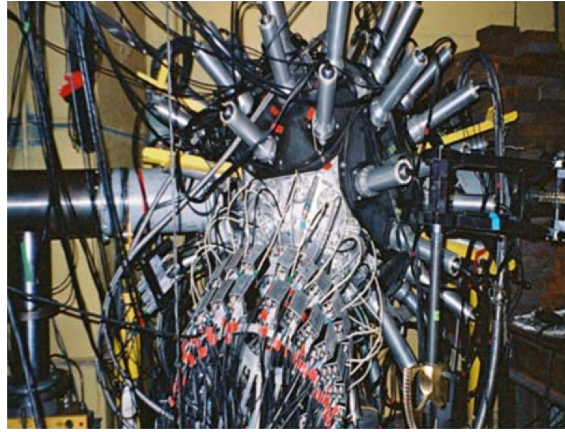


Рис. 8. Общий вид установки ФАЗА-3

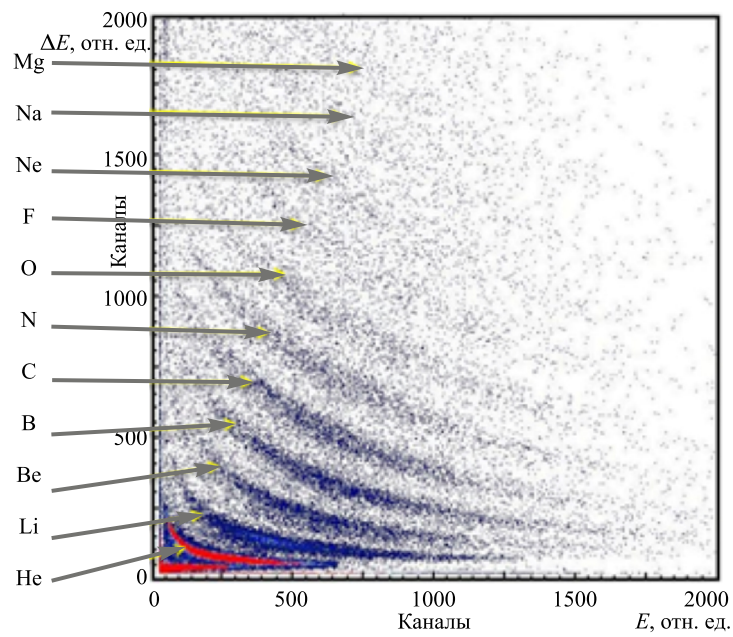


Рис. 9. Двумерный спектр фрагментов из соударений дейтронов (4,4 ГэВ) с тонкой золотой фольгой. Каждому элементу от гелия до магния отвечает свой локус; спектры кинетической энергии фрагментов могут быть определены весьма надежно

в одном из экспериментов. Каждое событие дается точкой в координатах ΔE и E . Четко разделяются случаи регистрации фрагментов с различными значениями Z .

Второй тип детекторов — 62 сцинтилляционных счетчика с пленками CsI(Tl). Они составляют детектор множественности фрагментов, который одновременно определяет число и пространственное распределение частиц. Вся информация с детекторов установки записывается в память многопроцессорного вычислительного комплекса для последующего анализа и обработки.

6. КАКОВА ПЛОТНОСТЬ ФРАГМЕНТИРУЮЩЕГО ЯДРА?

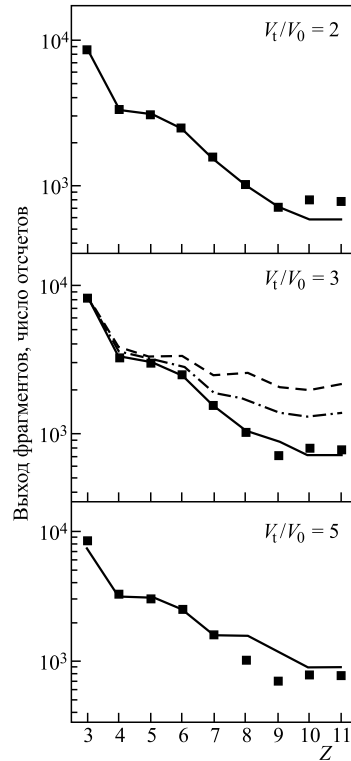
Действительно ли горячее ядро под действием теплового давления расширяется, попадает в область фазовой неустойчивости и только после этого распадается на фрагменты? Это было предположение теории. Эксперимент не только подтвердил его, но и доказал, что процесс мультифрагментации имеет два характерных значения плотности (или объема), как это показано на рис. 5, полученные в экспериментах с установкой ФАЗА.

Первое из них ρ_t примерно в три раза меньше, чем плотность холодных ядер: $\rho_t = (0,38 \pm 0,04)\rho_0$. Это значение получено из анализа того, как быстро выход фрагментов падает с увеличением их массы.

На рис. 10 даны зарядовые распределения фрагментов, измеренные нами при соударении протонов с энергией 8,1 ГэВ с ядрами золота. Проведено сравнение измеренной зависимости с расчетными кривыми, полученными с использованием теоретической модели, о которой упоминалось выше. В качестве параметров в нее входят объем горячего ядра (или его плотность) и критическая температура для фазового перехода жидкость–газ. Значения этих важных характеристик находятся из условия наилучшего описания измеренных распределений с расчетом. Так получена величина ρ_t . Именно такую плотность имеет горячее ядро на вершине барьера мультифрагментации. Это аналогично тому, как формирование осколков ядерного деления происходит на вершине барьера процесса. При этом между фрагментами еще действуют ядерные силы. Окончательное разделение фрагментов случается при достижении второго характеристического значения плотности системы ρ_f , когда ядерное взаимодействие между фрагментами уменьшается уже настолько, что им можно пренебречь, по сравнению с кулоновским отталкиванием. Для этого значения плотности есть специальный термин «плотность размораживания» (freeze out density).

По результатам наших измерений $\rho_f = (0,2 \pm 0,04)\rho_0$, т. е. радиус системы увеличивается примерно в 1,7 раза в момент, когда фрагменты отделяются друг от друга окончательно. Приведенная величина найдена из анализа формы спектра кинетической энергии фрагментов. На первый взгляд такое

Рис. 10. Зарядовое распределение фрагментов, образующихся при соударении протонов (8,1 ГэВ) с золотой мишенью: символы — результаты измерений в Дубне; линии — модельный расчет в предположении, что объем системы V_t в момент образования фрагментов в 2, 3 или 5 раз больше, чем у холодного ядра. Критическая температура для фазового перехода жидкость–газ взята 18 МэВ (сплошная линия), 11 МэВ (штрих-пунктирная) и 7 МэВ (штриховая)



утверждение кажется парадоксальным: какая связь между энергией частиц и размером их источника? Дело в том, что кинетическая энергия фрагментов на 80 % связана с ускорением в кулоновском поле источника (горячего ядра). Чем компактнее система, тем выше кулоновская энергия, и наоборот. Нами установлено, что тепловая компонента не превышает 20 %.

На рис. 11 приведены спектры кинетической энергии углерода — продукта фрагментации мишени в реакции $p(8,1 \text{ ГэВ}) + \text{Au}$. Измерения сделаны для фрагментов, вылетающих из мишени под углом 90° к направлению пучка, чтобы уменьшить искажения спектра, вызванные движением источника частиц. Спектры имеют типичную форму: есть нарастающая часть, максимум в районе кулоновского барьера для углерода и спадающая часть спектра. Наклон спектра в этой части при достаточном удалении от максимума определяется температурой горячего ядра. Проведение теоретического расчета формы спектра — достаточно сложная задача: она требует рассмотрения того, как система, состоящая из двух десятков заряженных частиц, разлетается под действием сил кулоновского расталкивания. Такая многотельная задача была успешно решена П. Акишиным, И. Пузыниным и С. Виницким

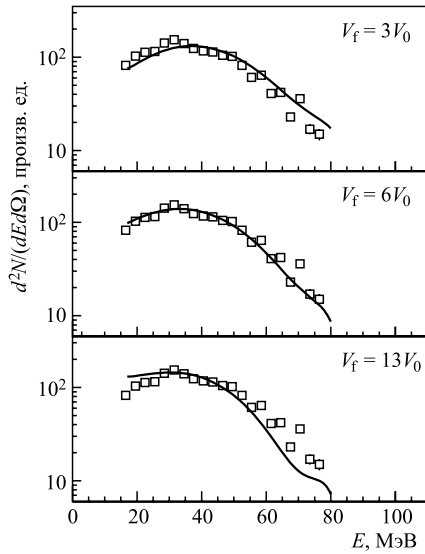


Рис. 11. Спектры кинетической энергии углерода, возникающего при фрагментации мишени из золота протонами с энергией 8,1 ГэВ. Линии получены путем расчета многотельных кулоновских траекторий для фрагментов. Объем системы в момент развала V_f берется в качестве параметра

(ОИЯИ). Предложенный ими код был использован для получения расчетных спектров кинетической энергии фрагментов, приведенных на рис. 11.

Из условия наилучшего описания измеренных спектров получено, что фрагменты полностью отделяются друг от друга, когда горячая система по объему превышает исходное ядро в пять раз.

На рис. 12 показана полная картина эволюции горячего ядра от момента возникновения до развала на куски. Верхняя часть рисунка показывает, как

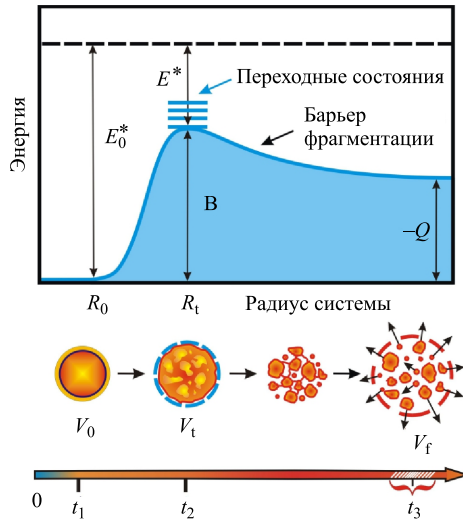


Рис. 12. Вверху: качественное представление потенциальной энергии горячего ядра в функции размера системы. Основное состояние соответствует $E_0^* = 0$; V — барьер фрагментации; Q — выделяемая энергия. Внизу: схема процесса мультифрагментации и его временная шкала

меняется потенциальная энергия горячего ядра в зависимости от его размеров. Начальный участок временной шкалы (t_1) короткий, за это время ядро-мишень разогревается. Расширяясь под действием теплового давления, система «взбирается» на вершину потенциального барьера для многотельного развала. Это происходит к моменту t_2 . При этом достигается первый характеристический объем V_t . Здесь происходит формирование фрагментов. Они уже наметились, но еще сильно связаны друг с другом. Расширение ядра продолжается, система «скатывается» с вершины барьера, и к моменту t_3 шейки между фрагментами рвутся, образуется конечное состояние реакции. Таким образом, t_3 — полная временная шкала процесса. Это — важная характеристика тепловой фрагментации, которая до сих пор не измерена. Однако определена дисперсия величины t_3 . Это средний временной промежуток между вылетом отдельных фрагментов — *время эмиссии* τ_{em} . Как это делается, описано в следующем разделе.

7. ВРЕМЯ ЭМИССИИ ФРАГМЕНТОВ

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? В последнем случае все фрагменты данного события испускаются за время, не превышающее характерное $\tau_c \approx 10^{-21}$ с (400–500 фм/с), которое ввел проф. Д. Х. Е. Гросс — известный эксперт в данной области физики (Берлин). Эта характеристика называется «кулоновским временем» и является средним временем ускорения фрагментов в кулоновском поле системы. Фрагменты при этом взаимодействуют друг с другом только за счет электромагнитных сил, ускоряясь в общем поле. Таким образом, измерение времени эмиссии фрагментов τ_{em} является надежным способом установления природы процесса множественного испускания ФПМ.

Столь короткие промежутки времени невозможно измерить прямым образом. Однако это можно сделать путем анализа корреляций фрагментов по относительному углу θ_{rel} или по относительной скорости v_{rel} . Вначале в наших работах использовался первый метод. Рис. 13 (из публикации 1995 г.) показывает корреляционную функцию по относительному углу между фрагментами, возникающими в соударениях пучка ${}^4\text{He}$ с золотой мишенью при энергии 14,6 ГэВ. Отметим, что корреляционная функция пропорциональна выходу пар фрагментов при относительном угле θ_{rel} (или относительной скорости v_{rel}). Она имеет минимум при $\theta_{rel} = 0$, возникающий из-за кулоновского отталкивания между генетически связанными фрагментами. Величина этого эффекта драматически зависит от временной шкалы процесса: чем больше временной промежуток между последовательно испускаемыми

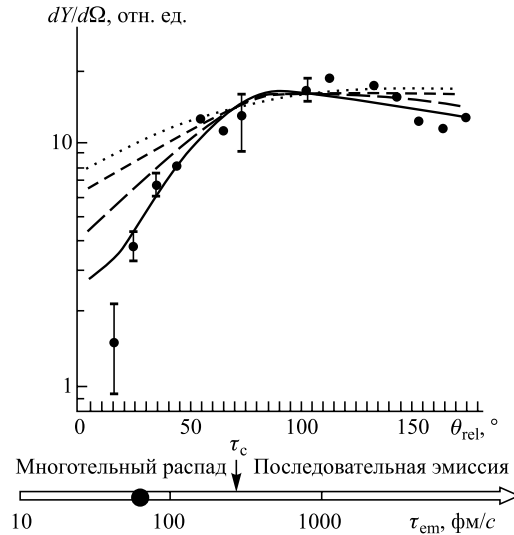


Рис. 13. Распределение относительных углов между фрагментами из реакции ${}^4\text{He} + \text{Au}$ при энергии 14,6 ГэВ: сплошная линия рассчитана для случая одновременной эмиссии; штриховые и пунктирные линии — для независимого испарения фрагментов с временем эмиссии 100, 400, 800 фм/с. Временная ось разделена на две части кулоновским временем τ_c : многотельный распад имеет место, если $\tau_{\text{em}} < \tau_c$, а последовательное испарение — для $\tau_{\text{em}} > \tau_c$

фрагментами, тем значительнее их разделение в пространстве и тем слабее кулоновское расталкивание.

Кривые из рис. 13 получены в результате расчета многотельных кулоновских траекторий в предположении различных средних времен развала ядра. Детальное сравнение расчета с экспериментом приводит к заключению, что среднее время эмиссии фрагментов не превышает 70 фм/с. Эта величина существенно меньше, чем характерное кулоновское время τ_c . Таким образом, тривиальный механизм последовательного испарения определенно исключается. Отметим, что первые измерения времени эмиссии для тепловой мультифрагментации были проведены в Дубне, затем последовала целая серия работ, сделанных в США.

На рис. 14 приведен другой пример: показана корреляционная функция по относительной скорости для генетически связанных фрагментов, возникающих при взаимодействии с золотой мишенью дейтронов при энергии 4,4 ГэВ. По существу, это зависимость выхода пары фрагментов с данной относительной скоростью от ее величины. Картина аналогична той, что показана на рис. 13: выход сильно подавлен для пары фрагментов, летящих

в одном направлении и с близкими скоростями. Кривые получены с использованием комбинированной модели, включающей расчет внутриядерного каскада, вызываемого пучком в мишени. Развал горячего остаточного ядра описывается статистической моделью мультифрагментации с последующим расчетом траекторий всех фрагментов, движущихся в общем кулоновском поле. Результат зависит от того, каково среднее время эмиссии фрагментов, и оно находится из условия наилучшего согласия данных с расчетом. Таким способом найдено, что среднее время эмиссии фрагментов τ_{em} не превышает 40 фм/с ($1,33 \cdot 10^{-22}$ с). Столь короткий промежуток времени трудно представить: за это время свет пройдет расстояние, равное трем-четырем диаметрам самого тяжелого из известных ядер.

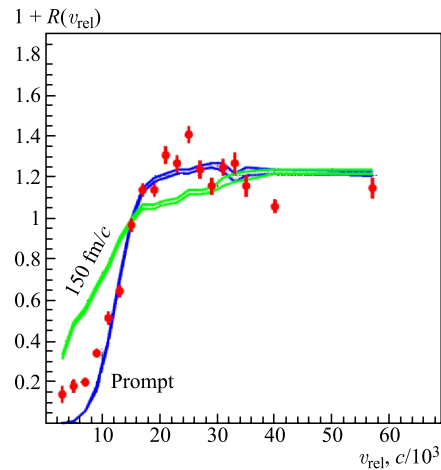


Рис. 14. Корреляционная функция по относительной скорости фрагментов, испускаемых при соударении дейтронов с золотой мишенью при энергии 4,4 ГэВ (из публикации группы ФАЗА в 2010 г.)

8. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ДЛЯ ЯДЕРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ

Этот раздел следует начать с упоминания имени Д. И. Менделеева. Он был всемирно известным химиком, физиком и изобретателем. Главная его научная слава связана с открытием периодического закона для химических свойств элементов. Но здесь мы вспоминаем Дмитрия Ивановича в связи с другим открытием, которое относится и к физике.

Между 1859 и 1861 гг. молодой Д. И. Менделеев (рис. 15) находился в «научной командировке» в Гейдельберге и работал в собственной маленькой лаборатории. Эта «командировка» была очень успешной.

Менделеев изучал явление капиллярности для различных жидкостей, поэтому свойства поверхностного натяжения в зависимости от температуры были в центре его внимания. В 1860 г. он пришел к выводу, что существует такое специфическое значение температуры, выше которого пар не может быть превращен в жидкую фазу, как бы мы ни повышали давление. Менделеев назвал это значение *температурой абсолютного кипения жидко-*

сти. Сейчас используется термин *критическая температура* для фазового перехода жидкость–газ.

Почему Менделеев использовал термин «абсолютное кипение»? Известно, что температура кипения зависит от внешних условий (от давления над поверхностью), поэтому она не является определенной характеристикой данной жидкости. К примеру, на уровне моря вода кипит при $100\text{ }^\circ\text{C}$, но при все более низкой температуре, если мы забираемся на гору. А критическая температура для воды точно равна $374,2\text{ }^\circ\text{C}$. Спирт кипит (на уровне моря) при $78,3\text{ }^\circ\text{C}$, но критическая температура для него существенно более высокая — $243\text{ }^\circ\text{C}$.

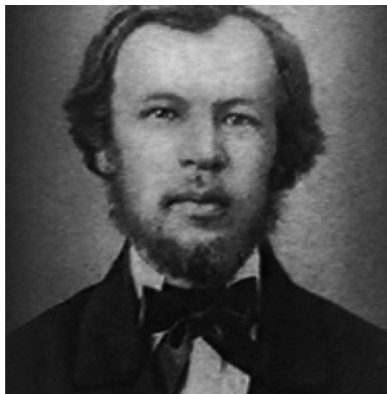


Рис. 15. Д. И. Менделеев в период открытия критической температуры

Выше уже упоминалась критическая температура для фазового перехода жидкость–газ в ядерном веществе. Это важный параметр в жидкокапельной модели ядра, которая была предложена восемьдесят лет назад Н. Бором, Дж. Уилером и Я. И. Френкелем. Модель активно используется и сейчас, ее модер-

низированный вариант позволяет рассчитать атомные массы с высокой точностью и эффективно используется в теории деления.

Пока не удалось *непосредственно* измерить ядерную критическую температуру. Однако эта характеристика может быть определена путем анализа вероятностей мультифрагментации и деления горячих ядер. На рис. 10 показано измеренное зарядовое распределение фрагментов промежуточной массы ($2 < Z < 20$), возникающих при соударении релятивистских протонов с тонкой золотой фольгой (проект ФАЗА). Линии получены по модели, в которой критическая температура является параметром. Из условия наилучшего согласия результатов теории и эксперимента определено значение ядерной критической температуры $T_c = (17 \pm 2)\text{ МэВ}$, или $\approx 2 \cdot 10^{11}\text{ }^\circ\text{C}$.

Обзор всех экспериментальных данных по ядерной критической температуре представлен на рис. 16. Эти результаты накоплены различными научными группами в течение последних 25 лет. Использовались разнообразные методы и модели, применявшиеся при анализе. Разброс результатов огромный: значения критической температуры, полученные Л. Моретто (Национальная лаборатория им. Э. Лоуренса, Беркли, США), в три раза меньше, чем найденные в Дубне! Обе группы исследовали процесс мультифрагментации, однако методы анализа были различны. Отметим, что величина T_c , оцененная

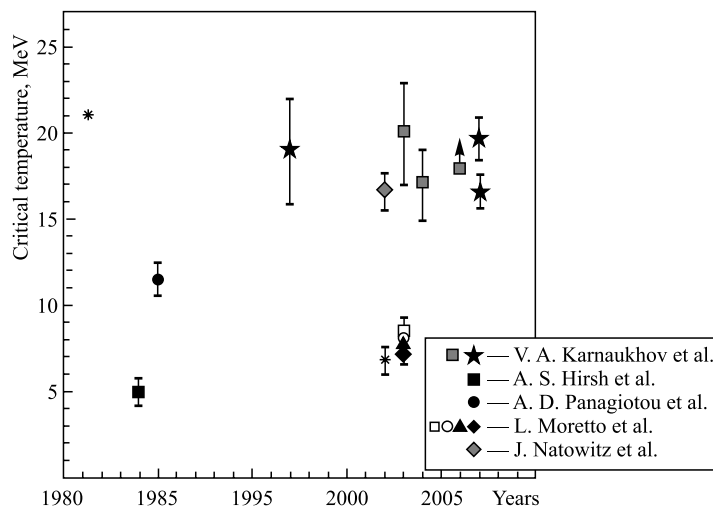


Рис. 16. Экспериментальные данные о величине критической температуры для ядерного фазового перехода жидкость–газ (к 2011 г.): звездочкой обозначены значения, полученные из анализа делимости возбужденных ядер; остальное — из анализа мультифрагментации (из публикаций группы ФАЗА в 2008 г.)

для бесконечной ядерной материи Дж. Натовитцем (Циклотронный институт Техасского A&M университета, США), близка к нашему значению.

Для прояснения ситуации в Дубне был проведен тщательный анализ температурной зависимости делимости возбужденных ядер. Как известно, барьер деления определяется отношением поверхностной и кулоновской энергий. Температурная зависимость поверхностной энергии включает критическую температуру как параметр, который может быть найден путем сравнения данных модельного расчета с данными эксперимента по измерению вероятности деления возбужденных ядер.

Отметим, что впервые такой анализ был сделан нами в 1997 г. Было получено значение $T_c = (19 \pm 3)$ МэВ. Десятью годами позже был разработан более рафинированный подход, результат приведен на рис. 17. Экспериментальные данные взяты из работы Л. Моретто (1972 г.). Возбужденное ядро ^{188}Os получалось в соударениях ускоренного пучка ^4He с мишенью из ^{184}W . Сравнение измеренных и модельно-рассчитанных вероятностей деления W_f позволяет определить значение критической температуры T_c . Получены два значения, показанные звездочками в правой части рис. 16, поскольку использовались два реалистических варианта зависимости ядерного поверхностного натяжения от температуры. Эти значения критической температуры близки к тем, которые определены из анализа ядерной мультифрагментации.

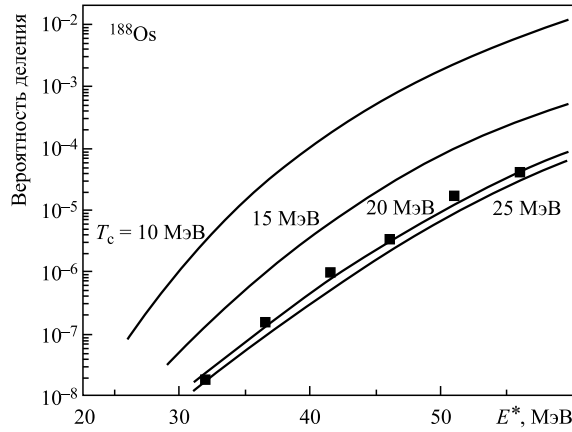


Рис. 17. Вероятность деления ядра ^{188}Os в зависимости от энергии возбуждения: символы — измеренные величины, кривые — наш расчет в предположении, что критическая температура для фазового перехода жидкость–газ равна указанным значениям

Это — очень важный факт, так как результат, безусловно, модельно зависим, а здесь для анализа использовались совершенно различные теоретические модели.

Расхождение нашего результата с полученным группой Л. Моретто, по-видимому, связано с тем, что коллеги использовали неадекватную модель для описания мультифрагментации. Недавно Л. Моретто модифицировал свою схему анализа и получил значение T_c , близкое к найденным в Дубне.

Критическая температура — ключевой параметр, определяющий ядерное уравнение состояния, т. е. зависимость давления от плотности ρ :

$$p = a\rho + b\rho^2 + c\rho^3,$$

где $b = -k_B T_c / \rho_c$, $c = k_B T_c / 6\rho_c^2$, а ρ_c — плотность в критической точке. Эта формула была предложена тридцать лет назад Х. Джакамано и др. В настоящее время она существенно усложнена, однако ее классическая форма демонстрирует важность знания критической температуры.

9. ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЯДРЕ

Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества показана в координатах температура–плотность на рис. 18. Плотность дана в единицах нормальной ядерной плотности, и основному состоянию ядра отвечает точка при температуре $T = 0$ и плотности $\rho/\rho_0 = 1$. При уплотнении ядра более чем в 3 раза и температурах, не превышающих нескольких десятков МэВ, в соответствии с предсказаниями А. Б. Мигдала возможно появление необычного

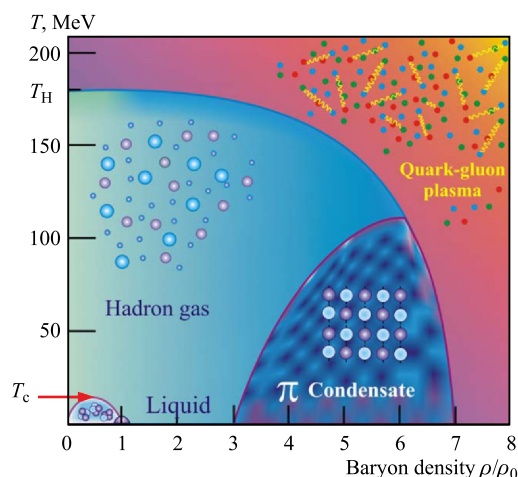


Рис. 18. Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества. На оси ординат показаны две критических температуры: T_c , для фазового перехода жидкость–газ, и T_H , температура Хагедорна, соответствующая переходу в кварк-глюонную плазму (из публикации Goodman A. L. (Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 851))

состояния, в котором помимо нейтронов и протонов присутствует конденсат из π -мезонов. При этом ядерное вещество приобретает упорядоченную структуру, аналогичную кристаллической решетке. Поиски сверхплотных ядер, которые могли бы образоваться при соударении ядер с достаточно высокой энергией, проводились довольно активно, но не привели к успеху. Однако не исключено, что π -конденсат существует в центральной части нейтронных звезд.

Спинодальная 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 примерно 175 МэВ. Если в результате ядерного соударения создается система с температурой, превышающей T_H , то произойдет множественное рождение π -мезонов. Образуется система, состоящая из плотно упакованных в пространстве нуклонов и мезонов. Кварки уже не будут «заперты» внутри адронов, а смогут 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. Граница между адронной материей и кварк-глюонной

плазмой проходит дугой по диаграмме от точки T_H на оси ординат до точки, отвечающей барионной плотности, в шесть-семь раз большей нормальной.

Идея о возможности 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/Ψ , состоящего из c - и \bar{c} -кварков. Это произойдет за счет экранирования c - и \bar{c} -кварков друг от друга легкими кварками, которые образуются в изобилии.

Была осуществлена серия работ с использованием пучков тяжелых ионов, где ожидаемые эффекты должны быть большими. В ЦЕРН использовались такие экзотические пучки, как свинец ^{212}Pb , ускоренный до энергии 150 ГэВ/нуклон. Экспериментальная методика обеспечивала надежное выделение J/Ψ -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 J/Ψ -мезонов при центральных соударениях. Этот эффект был обнаружен, и какое-то время царил эйфория. Проводились новые эксперименты громадными коллективами, не дремали и теоретики. Они-то и вылили ушат воды на оптимистов. Оказалось, что наблюдавшееся поглощение J/Ψ -мезонов возможно за счет соударений с нуклонами мишени, т. е. имеет тривиальное объяснение. Кварк-глюонная плазма, которая ведет себя как идеальный газ, не обнаружена. В системе проявляется сильное взаимодействие. Появился новый термин «глюонный конденсат» или «color glass condensate». В целом, полной ясности в этой области нет.

В любом случае, как показали последние теоретические оценки, если ядерная система переходит в состояние плазмы, она пребывает в нем ~ 10 фм/с (примерно $3 \cdot 10^{-22}$ с). Это, по существу, переходное состояние вроде 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.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ядерные фазовые переходы жидкость–туман и жидкость–газ, изучаемые с помощью процесса мультифрагментации, возможно, не столь фундаментальны, но они заведомо существуют. Главный наш результат в этой области — надежное измерение критической температуры для ядерного фазового перехода жидкость–газ.

Теоретическая активность в этой области очень высока. Показано, что *«процесс множественной эмиссии фрагментов действительно является фа-*

зовым переходом в конечных ядрах в строгом статистическом или термодинамическом смысле». Эти строки принадлежат известному эксперту в области ядерной термодинамики профессору Д. Х. Е. Гроссу. Значение фазовых переходов жидкость–туман и жидкость–газ очевидно для ядерной физики. Более того, их исследование ценно для понимания деталей динамики сверхновых звезд. Это было важной мотивацией интереса к изучению ядерной мультифрагментации 25 лет назад и активно обсуждается в наши дни. Ниже дается краткий список обзоров по проблеме горячих ядер [1–4].

Автор признателен Ю. Ц. Оганесяну за предложение написать эту работу и благодарен за успешное сотрудничество коллегам по проекту ФАЗА: С. П. Авдееву, А. С. Ботвине, А. Будзановскому, В. Карчу, В. Киракосяну, Е. А. Кузьмину, Е. Норбеку, Х. Ойшлеру, В. К. Родионову и П. А. Рукояткину.

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, 10-02-01002) и грантом полномочного представителя Правительства Польши в Объединенном институте ядерных исследований.

СПИСОК ОБЗОРНОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bondorf J. P., Botvina A. S., Iljinov A. S., Mishustin I. N., Sneppen K.* Statistical Multifragmentation of Nuclei // *Phys. Reports.* 1995. V. 257. P. 133.
2. *Карнаухов В. А.* Горячие ядра и фазовый переход жидкость–газ в ядерном веществе // *Природа.* 2000. № 2. С. 5.
3. *Toneev V. D., Amelin N. S., Gudima K. K., Sivilokov S. Yu.* Dynamics of Relativistic Heavy-Ion Collisions // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 599. P. 463.
4. *Karnaikhov V. A.* Nuclear Multifragmentation and Phase Transitions in Hot Nuclei // *ЭЧАЯ.* 2006. Т. 37. С. 313.

Получено 22 июня 2011 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 13.10.2011.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,8. Тираж 230 экз. Заказ № 57464.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/