



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-193

P1-99-193

В.А.Карнаухов

ГОРЯЧИЕ ЯДРА И ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД
ЖИДКОСТЬ – ГАЗ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

Направлено в журнал «Природа»

1999

1 О ядерной жидкости

Ядро было открыто в 1911 г. Э. Резерфордом при изучении рассеяния альфа-частиц в тонкой золотой фольге. Это совершенно необычный объект, размер которого составляет несколько ферми¹⁾, что в десятки тысяч раз меньше атомного, а плотность поражает воображение - сотни миллионов тонн в кубическом сантиметре. В последующие четверть века была создана новая теория - квантовая механика, которая стала основой для описания атомных и ядерных свойств. Однако вскоре Н. Бором, К. Вейцеккером, Я. Френкелем и др. была развита так называемая капельная модель ядра, которая исходит из аналогии между ядром и обычной жидкостью. Ядро описывается, 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 (Т), измеряемой в мегаэлектронвольтах (МэВ). Один МэВ соответствует примерно 10^{10} градусов по шкале Цельсия. При захвате медленного нейтрона ядро нагревается до $T \approx 0,5$ МэВ. Нагретое ядро испаряет составляющие его нейтроны, протоны, альфа-частицы, испускает γ -лучи. Спектр кинетических энергий нейтронов определяется известным классическим распределением Максвелла, и средняя энергия испаряющихся частиц равна $1,5 T$. Это обстоятельство используется для определения температуры ядра. Энергия испаряющихся заряженных частиц больше, чем у нейтронов, за счет действия кулоновских сил отталкивания со стороны ядра.

¹⁾ Один ферми (Фм) равен 10^{-13} см.

В рамках капельной модели успешно описываются основные характеристики холодного ядра - масса, энергия связи, энергии отделения частиц. дается объяснение процесса деления тяжелых ядер. Продолжение аналогии между ядерным веществом и жидкостью приводит к естественному вопросу о возможности фазового перехода жидкость-газ в ядре.

Физическим основанием аналогии между ядерным веществом и классической жидкостью является сходство молекулярных и ядерных сил в отношении их зависимости от расстояния. Молекулы, сближаясь, испытывают притяжение, которое затем сменяется отталкиванием (силы Ван-дер-Ваальса). Ядерные силы имеют аналогичное поведение, хотя и в совершенно иной шкале энергий и расстояний. В результате «уравнения состояния» получаются весьма похожими. Удивительная универсальность законов природы! Это иллюстрируется рис. 1. Здесь представлены изотермы для зависимости давления от объема (или обратной плотности) для газа Ван-дер-Ваальса и ядерного вещества (с так называемыми силами Сфирма). Столь различные системы показаны на одном рисунке, благодаря тому, что давление, объем и температура даны в безразмерных величинах - в виде отношений к критическим значениям: P_c , $V_c=1/\rho_c$ (ρ_c - критическая плотность), T_c . Для упрощения рисунка показаны только изотермы для температур от $0,5 T_c$ до $1,5 T_c$. Жидкой фазе соответствуют резко идущие вниз участки изотерм в левой части рисунка. Причем минимум по давлению при данной температуре - глубже для классической жидкости, что соответствует ее большей несжимаемости. Газовой фазе отвечает правая часть рисунка, где давление плавно падает с увеличением объема. Средняя из изотерм соответствует критической температуре T_c для перехода жидкость-газ. При ее достижении поверхностное натяжение исчезает, система становится однофазной, газовой. Для ядерного вещества $T_c=15-20$ МэВ, или $\approx 2 \cdot 10^{11}$ градусов Цельсия.

Теперь обратим внимание на участки изотерм, где давление растет с увеличением объема (отрицательная сжимаемость). Область, которая охватывает эти участки изотерм, называется спиновальной, плотность здесь значительно ниже, чем для жидкости. Для нее характерна фазовая нестабильность системы.

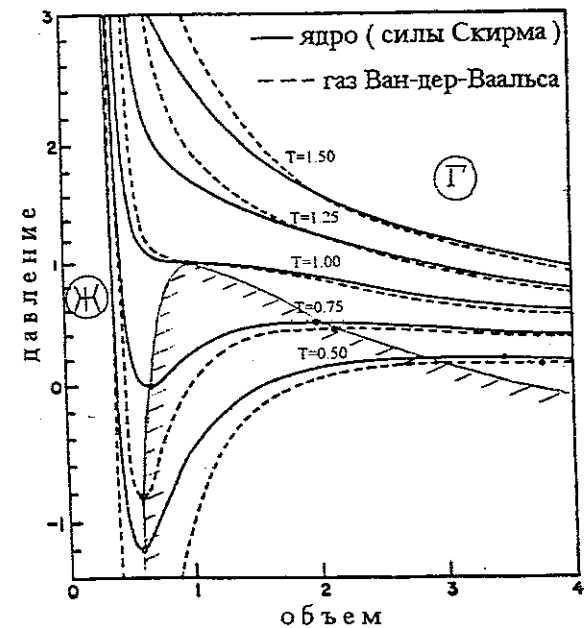


Рис. 1. «Уравнение состояния» для ядерного вещества (сплошная линия) и системы классическая жидкость - газ (пунктир). Изотермы соответствуют температурам от 0,5 до 1,5 $T_{крит.}$. Давление и объем даны в единицах критических значений. Выделена область фазовой нестабильности (спиновальная область)

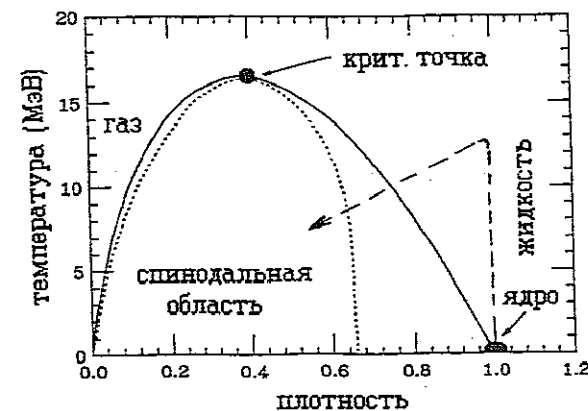


Рис. 2. Фазовая диаграмма для ядерного вещества. Плотность дана в единицах нормальной ядерной плотности ($0,17$ нуклонов/фм³). Показан путь, по которому горячее ядро, расширяясь, попадает в спиновальную область

Случайные флуктуации плотности приводят к тому, что однородная система практически мгновенно разваливается на смесь двух фаз - капельки жидкости, окруженные газом.

Может ли ядро оказаться в спиноподобной области? Если его достаточно нагреть, оно попадет в область фазовой нестабильности, расширяясь под действием теплового давления и перемещаясь по фазовой диаграмме так, как показано на рис. 2. Быстрый распад системы на две фазы означает образование капелек, окруженных газом (нуклоны, альфа-частицы). Эти ядерные капельки называются фрагментами промежуточной массы (ФПМ), к ним относятся легкие элементы от лития ($Z=3$) до кальция ($Z=20$). Образовавшаяся многотельная система разлетается под действием кулоновских сил. Происходит распад ядра взрывного типа - мультифрагментация. Спокойный процесс испарения, характерный для «теплых» ядер (с более скромными энергиями возбуждения), сменяется бурным выкипанием ядерной жидкости. Таким образом, из теории следовало, что ядерная мультифрагментация - проявление фазового перехода жидкость-газ в ядерном веществе. Но это предстояло продемонстрировать экспериментально.

2. Ядерная фрагментация и мультифрагментация

Реакция ядерной фрагментации была открыта еще в предвоенные годы в опытах с космическими лучами, которые проводились в Советском Союзе (И.И.Гуревич и др.) и в Германии (Э.Шоппер). Она представлялась удивительным явлением, когда при соударении частиц очень высокой (релятивистской) энергии с мишенью (ядра Ag и W в фотоэмульсии) вылетают относительно медленные легкие ядра. В 50-х годах ядерная фрагментация была обнаружена в экспериментах на ускорителях, дававших пучки протонов с энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт (Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин).

С тех пор это явление неспешно исследовалось в течение трех десятков лет, однако механизм процесса оставался непонятным. Ситуация драматически изменилась в начале 80-х годов, когда Б.Якобсоном и др. (Швеция) было

обнаружено множественное испускание фрагментов промежуточной массы опять с помощью техники фотоэмульсий, которые облучались пучком ядер ^{12}C , ускоренных до 1032 МэВ на синхротроне Международного института ЦЕРН в Женеве. После этого появилась серия работ, в которых развивалась идея о связи процесса множественной эмиссии фрагментов с фазовым переходом жидкость-газ в ядерном веществе. Это вызвало настоящий бум в этой области исследований как среди экспериментаторов, так и теоретиков. В различных лабораториях мира было создано около дюжины сложных, многотельных установок, специально предназначенных для изучения этого процесса. Многотельный характер распада горячих ядер обусловил необходимость работать, как говорят, в 4π-геометрии, когда регистрируются одновременно 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.

3. Как готовить горячие ядра?

В последнее время для этой цели широко использовались реакции, вызванные пучками тяжелых ионов (от углерода до золота) с энергиями в десятки и сотни МэВ на нуклон. Это обусловило то, что именно на ускорителях тяжелых ионов и развернулись вначале эти работы. Однако нагрев ядра тяжелыми ионами сопровождается значительным сжатием, сильным вращением и деформацией ядра. В результате только часть энергии, поглощенной ядром, является тепловой. Возбуждение коллективных степеней свободы сказывается на распаде горячего ядра и затрудняет получение информации о его термодинамических характеристиках.

Картина становится значительно проще, если в качестве бомбардирующей частицы использовать легкое ядро (протон, гелий), разогнанное до высокой энергии (в несколько тысяч МэВ). Процесс нагрева ядра-мишени можно

проиллюстрировать простой механической моделью, показанной на рис. 3, который заимствован нами из статьи Н.Бора (Science, No. 2225, 1937). Ядро представлено в виде углубления, наполненного шарами-нуклонами. Снаружи в эту тарелку направляется еще один шар, который испытывает серию упругих соударений, теряя энергию. В результате возникает так называемый внутри-ядерный каскад последовательных соударений, в который будет вовлечено много шаров. Часть из них приобретет достаточно большую энергию, чтобы вылететь наружу, но часть не сможет преодолеть подъем на выходе из углубления. Таким образом, какая-то доля начальной энергии задержится в ядре и будет равномерно распределена по всем оставшимся в нем нуклонам. Использование релятивистских легких частиц - уникальный способ получения горячих ядер, энергия возбуждения которых практически целиком является тепловой. Это обеспечивает наиболее чистые условия для изучения ядерной термодинамики при высоких температурах. Именно такой способ нагрева был выбран в Дубне для изучения «тепловой мультифрагментации», когда сжатием и вращением возбужденного ядра можно пренебречь.

Рис. 4 иллюстрирует картину взаимодействия быстрого протона с тяжелым ядром, в результате которого вперед вылетают «каскадные» частицы, а разогретое ядро-остаток разваливается с испусканием в разные стороны нуклонов и фрагментов.

4. Установка ФАЗА

Для этой цели была создана многодетекторная установка ФАЗА, имеющая 4π-геометрию. Установка размещается на пучке синхрофазотрона Объединенного института ядерных исследований. Это знаменитый ускоритель, созданный более сорока лет назад академиком В.И.Векслером. После существенных усовершенствований он и по сей день обеспечивает возможность проведения конкурентоспособных исследований в области релятивистской ядерной физики, давая пучки протонов с энергией до 8 ГэВ (миллиардов электроновольт) и более тяжелых частиц с энергией до 4 ГэВ на нуклон. В стадии наладки (в том же

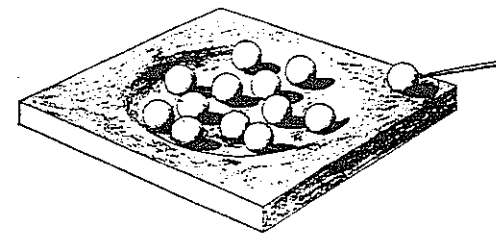


Рис. 3. Механическая модель Н.Бора для взаимодействия ускоренной частицы с нуклонами ядра, приводящего к его нагреву

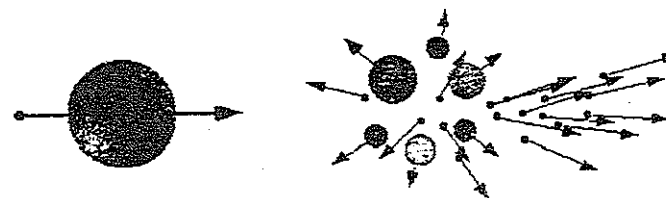


Рис. 4. Картина соударения быстрого протона с ядром, в результате которого вперед вылетают «каскадные» частицы, а разогретый остаток разваливается с испусканием нуклонов и фрагментов

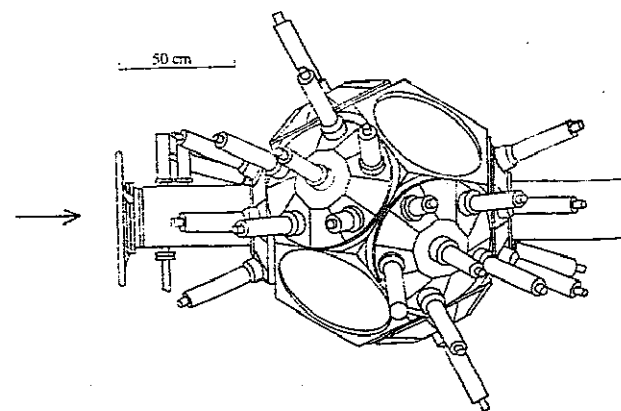


Рис. 5. Установка ФАЗА на пучке синхрофазотрона в Дубне

здании) - новый сверхпроводящий ускоритель. Нуклотрон, характеристики пучков которого значительно расширяют возможности для физического эксперимента.

Установка ФАЗА (рис. 5) имеет сферическую геометрию. В центре вакуумной камеры - мишень из золота (0,5 микрометра). Золото - популярный материал для мишени из-за химической чистоты и возможности делать из него очень тонкие фольги. А столь тонкая мишень необходима, чтобы не исказить энергетический спектр фрагментов, имеющих небольшой пробег в веществе.

Вокруг мишени - детекторы двух типов:

- 1) Пять телескопов - спектрометров, в которых с помощью ионизационной камеры измеряется $\Delta E/\Delta x$ - удельная ионизация частицы, вылетающей из мишени. За камерой располагается полупроводниковый детектор для измерения полной энергии частицы, E . Знание $\Delta E/\Delta x$ и E однозначно определяет Z -заряд частицы (т.е. тип регистрируемого фрагмента, его порядковый номер).
- 2) 64 сцинтилляционных счетчика с пленками CsI(Tl) (толщиной в 50 микрометров) составляют детектор множественности ФПМ, который одновременно определяет и пространственное распределение фрагментов. «Слово», описывающее событие, состоит из 138 закодированных амплитуд от сцинтилляционных счетчиков и телескопов. Т.е., по существу, производится измерение 138-мерного спектра. Вся информация записывается в память ЭВМ для последующего анализа и обработки.

Первые же эксперименты показали, что при соударении протонов с энергией более 2 ГэВ с золотой мишенью наблюдается множественная эмиссия фрагментов.

5. Какова плотность ядра, испускающего фрагменты?

Действительно ли горячее ядро под действием теплового давления расширяется, попадает в область фазовой неустойчивости и только после этого распадается на фрагменты? Чтобы ответить на этот вопрос измерялась относительная скорость совпадающих фрагментов, летящих в противоположных

направлениях. Чем определяется эта скорость? Расчеты показывают, что на 80% энергия фрагментов определяется их ускорением в кулоновском поле ядерной системы и только 20% связано с тепловым движением. Поэтому относительная скорость фрагментов чувствительна к конфигурации системы в момент развала. Чем меньше ее плотность (т.е. чем больше размер), тем меньше скорость. В верхней части рис. 6 показаны два возможных варианта испускания фрагментов: испарение с поверхности ядра с нормальной плотностью (справа) и объемный развал расширенной системы (слева). Результаты измерений показывают, что распределение фрагментов по относительной скорости смещено в сторону меньших значений по отношению к ожидаемому для поверхностной эмиссии ядром с нормальной плотностью. Количественный анализ здесь не прост. Вначале рассчитывается быстрая стадия реакции, когда бомбардирующая частица, соударяясь с нуклонами ядра, вызывает каскад вторичных частиц, среди которых нуклоны, возбужденные нуклоны и π -мезоны. Часть вторичных частиц сразу вылетает из ядра, а часть их поглощается, нагревая ядро-остаток. Далее по статистической модели ядра рассчитываются все возможные варианты развала ядерного остатка. Третья стадия анализа - многотельный расчет кулоновских траекторий всех заряженных частиц, образовавшихся в данном событии. В результате получают скорости, энергии и углы разлета всех заряженных частиц, что уже можно сравнить с экспериментом. (Ситуация, аналогичная задаче криминалиста, реконструирующего обстоятельства катастрофы по обломкам). Одним из параметров расчета является плотность ядра в момент развала, которая и определяется из такого сравнения. В результате найдено, что эмиссия фрагментов происходит после того, как горячее ядро расширяется (за счет теплового давления) в 3-4 раза. Аналогичный вывод получается и из анализа формы энергетического спектра фрагментов. Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют в пользу того, что развал горячего ядра на фрагменты происходит после того, как оно, расширяясь, попадает в область фазовой неустойчивости. Этот вывод согласуется и с другим наблюдением, касающимся распределения фрагментов по заряду (или массе). Еще 30 лет назад М.Фишер показал, что при конденсации

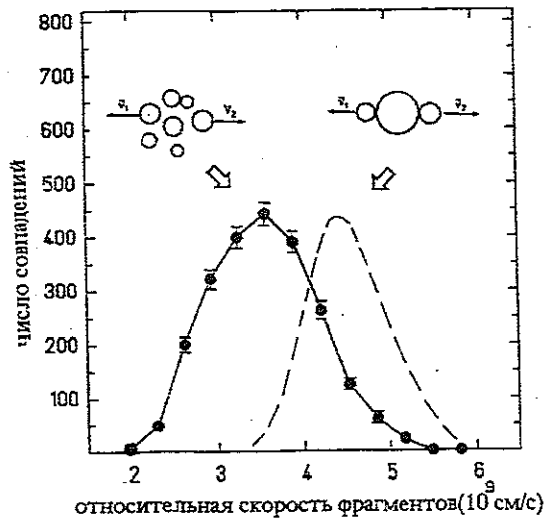


Рис. 6. Распределение по относительной скорости для совпадающих фрагментов, возникающих при соударении ${}^4\text{He}$ (14,6 ГэВ) с мишенью из золота. Оно смещено в сторону меньших скоростей по сравнению с ожидаемым при эмиссии фрагментов с поверхности ядра, указывая на «объемный» распад ядра после расширения примерно в 3 раза

классической системы в спиноподобной области вблизи критической температуры распределение капелек по массе описывается простым степенным законом: $Y(m) \sim m^{-\chi}$, при этом $\chi \approx 2-3$. Степенной закон прекрасно описывает экспериментальные данные при $\chi \approx 2$, точно так же, как и для классического вещества. Оценка ядерной температуры при этом приводит к величине ≈ 6 МэВ.

6. Тепловая мультифрагментация - новый тип распада горячих ядер

Какова временная шкала процесса множественной эмиссии фрагментов? Это ключевой вопрос. Испускаются ли фрагменты независимо и последовательно (тогда это просто еще одно проявление уже известного испарения частиц из ядра), или это совершенно новый, взрывоподобный процесс - многотельный распад, когда фрагменты возникают практически одновременно? Ответ на этот вопрос

получен в результате тонкого анализа распределения генетически связанных (совпадающих) фрагментов по относительному углу. Дело в том, что, разлетаясь, фрагменты отталкиваются друг от друга за счет электрического взаимодействия. Но это имеет место только тогда, когда они испускаются почти одновременно. Если два фрагмента вылетают в одном и том же направлении, но независимо, т.е. в существенно различные моменты времени, их траектории не будут искажены. Но если эмиссия происходит примерно в одно и то же время, траектории разойдутся за счет взаимного отталкивания, и малые относительные углы будут подавлены. Степень подавления зависит от величины временной сдвигки в моментах появления фрагментов: чем меньше это время, тем больше эффект подавления выхода пар с малым относительным углом. Таким образом, мы имеем своеобразные часы для измерения очень коротких временных интервалов. На рис. 7 показан результат такого измерения для мультифрагментации в соударениях ${}^4\text{He}$ (14,6 ГэВ) + Au. Глубокий минимум в области малых относительных углов - качественное свидетельство в пользу почти одновременной эмиссии фрагментов. Количественный анализ результатов делался по схеме, описанной в предыдущем разделе. Однако в качестве параметра расчета бралось t -среднее время до вылета фрагмента. Сплошная кривая отвечает $t=0$ (мгновенный распад). Однако из-за конечной статистической точности измерений делается вывод, что $t \leq 2 \cdot 10^{-22}$ с. Эта величина близка к ожидаемому среднему времени формирования фрагментов за счет флуктуаций плотности. Но важно, что она существенно меньше характеристического «кулоновского» времени $\tau_c \approx 10^{-21}$ с, за которое фрагмент успевает так удалиться от источника, что эмиссия следующего может рассматриваться как независимая. Таким образом, доказано, что тепловая мультифрагментация - новый (многотельный) тип распада возбужденных ядер в дополнение к ранее известным трем (радиационный распад, испарение частиц и деление). И этот экспериментальный результат полностью соответствует сценарию, по которому процесс происходит, благодаря попаданию горячего ядра в область фазовой неустойчивости в системе жидкость-газ.

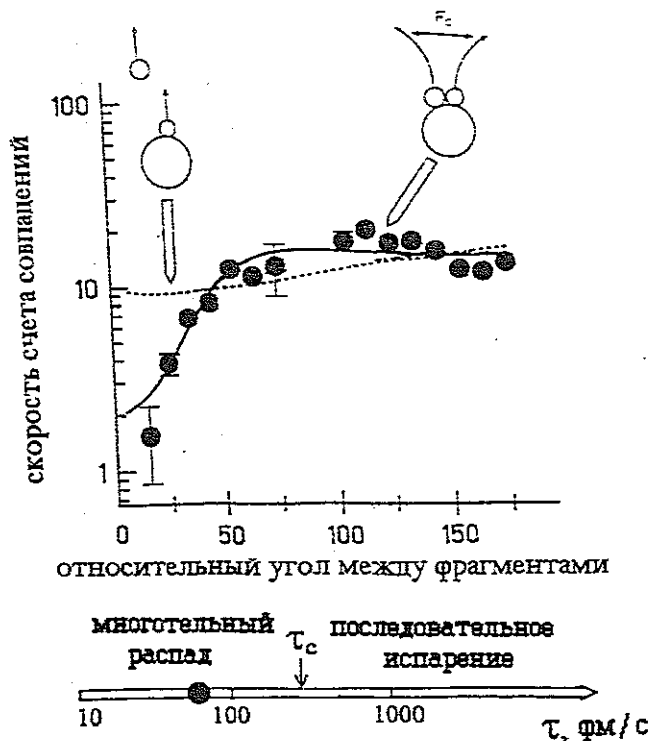


Рис. 7. Распределение совпадающих фрагментов по относительному углу. Наличие провала в области малых углов - следствие кулоновского расталкивания фрагментов, возникающих практически одновременно. Линия - расчет для этого случая. Шкала времени (внизу) дана в единицах $\text{фм}/\text{с} = 3 \cdot 10^{-24}$ секунды (c - скорость света). Измеренное время эмиссии соответствует многотельному распаду, а не последовательному испарению

Как сильно должно быть нагрето ядро, чтобы произошел этот процесс? Анализ показывает, что происходит он, если энергия возбуждения ядра превышает ≈ 500 МэВ, что почти в 100 раз больше энергии, выделяющейся при захвате теплового нейтрона. Наличие этого порога связано с тем, что тепловое давление внутри ядра должно быть достаточно большим, чтобы привести его в спиновальную область.

7. Другие возможные фазовые переходы в ядре

Предполагаемая фазовая диаграмма ядерного вещества показана на рис. 8 в координатах температура-плотность. Последняя дана в единицах нормальной ядерной, и основному состоянию ядра отвечает точка при $T=0$ и плотности, равной 1. При уплотнении ядра более, чем в 3 раза, и температурах, не превышающих нескольких десятков МэВ, в соответствии с предсказаниями акад. А.Мигдала, возможно появление необычного состояния, в котором помимо нейтронов и протонов присутствует конденсат π -мезонов. Ядерное вещество приобретает упорядоченную структуру, аналогичную кристаллической. Поиски сверхплотных ядер, которые, благодаря этому явлению, могли быть образованы при соударении ядер, пока не привели к успеху.

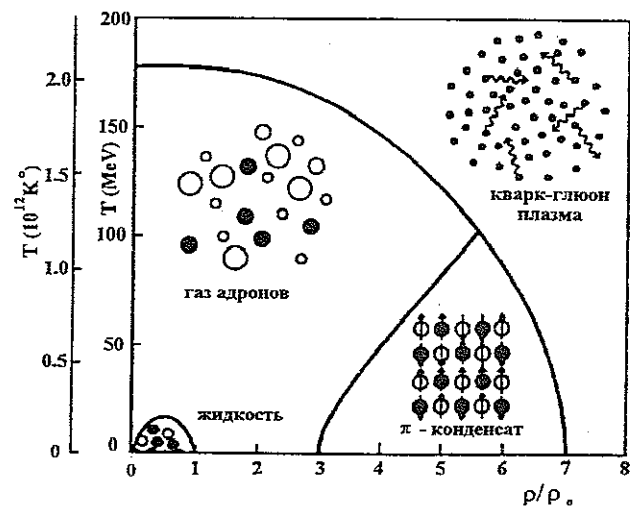


Рис. 8. Полная фазовая диаграмма ядерного вещества с областями фазовых переходов различного типа: жидкость-газ, в пионный конденсат и кварк-глюонную плазму

При еще больших уплотнениях и температурах возможен фазовый переход в кварк-глюонную плазму, когда кварки, входящие в состав барионов и мезонов, освобождаются и свободно перемешаются по всему объему ядра, обмениваясь глюонами. Поиски этого явления уже более 10 лет активно проводятся большими научными коллективами в ЦЕРН (Женева) с использованием соударений Pb+Pb при энергиях до 200 ГэВ на один нуклон. Пока не получено достоверных доказательств наблюдения такого перехода.

На этой диаграмме область фазового перехода жидкость-газ занимает скромное место в левом нижнем углу. Можно услышать слова о меньшей степени «фундаментальности» этого перехода. Возможно это и так, но можно с определенностью сказать, что он реально существует.

В заключение отметим астрофизический аспект рассмотренного в этой статье явления. Во время катастрофического коллапса звездного материала, приводящего к взрыву сверхновой, ядерный газ конденсируется в жидкую фазу. В этом фазовом переходе образуется гигантское ядро - нейтронная звезда, объект с массой Солнца и радиусом порядка 10 км. У такого ядра много общего с обычным, атомным при температуре 5-10 МэВ. По плотности атомные ядра и нейтронные звезды близки, а свойства ядерной жидкости и звездной - похожи. Различия в размерах и составе: в ядре примерно в равной степени представлены нейтроны и протоны, в нейтронной звезде доминируют нейтроны. Ядерный фазовый переход жидкость-газ, по существу, тот же самый процесс, который происходит внутри сверхновой, только идущий в обратном направлении. Поэтому изучение первого - уникальная возможность для получения в лабораторных условиях весьма существенной информации для понимания динамики сверхновых.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июля 1999 года.