

С 341

П - 25



Учебно-
методические
пособия
Учебно-научного
центра при ОИЯИ
Дубна

УНЦ-98-6

Ю.Э.Пенионжкевич

НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ
СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ ЯДРА
И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

1998

ЗМД (камп. 102)

Пенионжкевич Ю.Э.

УНЦ-98-6

Некоторые аспекты современной физики ядра и ее приложения

Представлен цикл лекций, прочитанный Соросовским профессором Ю.Э.Пенионжкевичем преподавателям и студентам в рамках Соросовской общеобразовательной программы. Лекции включают в себя ряд проблем современной физики ядра: радиоактивные распады, физику экзотических ядер, пучки радиоактивных ядер, искусственный нуклеосинтез, а также ее приложения — ядерную астрофизику, прикладную ядерную физику.

Работа выполнена в Учебно-научном центре при ОИЯИ, Дубна.

Penionzhkevich Yu.E.

УНЦ-98-6

Some Aspects of Contemporary Nuclear Physics and Its Applications

Here is presented a series of Lectures read by the Soros professor Yu.E.Penionzhkevich in front of lectures and students in the framework of the Soros Educational Program. These lectures include some questions of nuclear physics — radioactive decays, the physics of exotic nuclei, nucleosynthesis, as well as problem of applications — nuclear astrophysics, applied nuclear physics.

The investigation has been performed at the Training Centre at JINR, Dubna.

РАДИОАКТИВНОСТЬ

(к 100 - летию открытия)

Аннотация

С 341
П-25

В статье приводятся общие представления об устойчивости ядер по отношению к радиоактивному распаду. Описываются некоторые новые типы радиоактивного распада - протонная и кластерная радиоактивности, спонтанное деление, исследования которых в последнее время позволяют получить важную информацию о свойствах ядерной материи.

Нобелевская премия 1903 года по физике была присуждена «профессору Антуану Анри Беккерелю за открытие самопроизвольной радиоактивности, профессору Пьеру Кюри и Марии Складовской-Кюри за их работы, относящиеся к излучению, открытому Анри Беккерелем». Первым в мире сообщением о существовании радиоактивности был доклад Анри Беккереля на заседании Парижской Академии наук 24 февраля 1896 года, в котором он описал результаты своих опытов по обнаружению засветки фотоэмульсии в результате контакта с бисульфатом урана. Позднее им же было обнаружено свойство излучения урановой соли вызывать ионизацию. После этих сообщений Мария и Пьер Кюри нашли еще один элемент, обладающий способностью испускать лучи - торий, точнее, его соединения. В соединениях урана и тория они обнаружили аномальную радиоактивность, гораздо сильнее той, которую можно было ожидать. После дополнительных химических экспериментов в 1898 году они приходят к выводу, что в результате распада тория и урана образуются новые химические элементы - радий и полоний. Таким образом, 1896 - 1898 годы считаются столетним юбилеем со времени открытия радиоактивности. В течение двух лет научная общественность мира отмечает этот юбилей, связанный с одним из фундаментальнейших открытий века. За сто лет произошли существенные изменения в представлениях о строении и свойствах ядерной материи и, соответственно, радиоактивного распада ядер. Были обнаружены новые виды радиоактивного распада - двойной β -распад, распады из изомерных состояний ядер, протонный и двухпротонный распад, и наконец недавно был обнаружен новый вид радиоактивности - кластерный распад ядер. Этим новым видам радиоактивности и посвящается настоящая статья.

Содержание статьи
СЕРИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ
ФИЗИКА

Однако для дальнейшего понимания обсуждаемой проблемы вначале будут изложены основные принципы, связанные с радиоактивным распадом.

Закон радиоактивного распада

Основной характеристикой распада ядер является вероятность их распада. Если в момент t существует число радиоактивных ядер N , то число распадающихся dN ядер за временной интервал dt будет пропорционально N в соответствии с зависимостью

$$\lambda = \frac{dN(dt)}{N}, \quad (1)$$

в которой λ является некоей постоянной величиной, называемой константой радиоактивного распада. Правая часть (1) определяет вероятность распада ядра в единицу времени. Эта вероятность является постоянной, определяющей время жизни каждого ядра. Интегрирование выражения (1) ведет к экспоненциальному закону радиоактивного распада

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где N_0 - число начальных ядер в момент $t=0$.

Период полураспада $t_{1/2}$ определяет время, необходимое для распада половины начальных ядер. Поэтому, заменяя $N=N_0/2$ в выражении (2), получаем

$$t_{1/2} = 0,693/\lambda. \quad (3)$$

Для большого числа распадающихся ядер можно определить величину т.н. среднего времени жизни, которая определяется суммой времен жизни всех ядер, деленное на начальное число радиоактивных ядер. За время t остается число ядер, определяемое выражением (2) и за временной интервал t и $t+dt$ распадается ядер $-dN(t) = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt$. За время t суммарная продолжительность жизни ядер равняется

$$\int_0^t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

Интегрируя по всем временам t , можно получить полную продолжительность жизни

$$\int_0^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt.$$

И тогда среднее время жизни

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \int_0^{\infty} t \lambda e^{-\lambda t} dt. \quad (4)$$

Преобразуя этот интеграл, получаем

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (5)$$

Таким образом, среднее время жизни - величина обратная постоянной распада. Период полураспада ядра в этом случае определяется соотношением

$$t_{1/2} = 0,693 \tau. \quad (6)$$

Единицей радиоактивности является кюри и соответствует $3,7 \cdot 10^{10}$ распадам в секунду. В системе стандартов СИ единица активности - беккерель (Бк). 1 Бк равен одному ядерному превращению за 1 секунду или 0,027 нанокури ($n\text{Ки} = 1 \cdot 10^{-9} \text{Ки} = 37$ ядерных распадов в секунду).

Энергетические свойства ядер

Прежде чем говорить о разных типах радиоактивного распада, необходимо рассмотреть такие характеристики ядер, как их энергия связи, поверхностная энергия, ядерные оболочки, которые в основном и определяют характеристики распада.

Объем ядра и полная энергия связи ядер пропорциональны числу нуклонов в ядре. Это свидетельствует о слабой сжимаемости ядерного вещества и насыщенном характере ядерных сил, т.е. означает, что нуклон, находящийся в ядре, взаимодействует лишь с небольшим числом других нуклонов. Таким образом, ядро можно сравнить с каплей несжимаемой жидкости, и использовать эту аналогию при рассмотрении вопроса об энергии связи ядра. На основе жидкокапельной модели с помощью полуэмпирических расчетов были получены очень полезные выражения, связывающие полную энергию связи (или массу) с нуклонным составом ядра (т.е. с Z и A). Одно из таких соотношений, приведенное ниже, хорошо описывает экспериментально измеренные энергии связи ядер и обычно используется при их расчетах

$$E_{св} = 14,0A - 13,1 A^{2/3} - 0,585Z(Z-1)A^{-1/3} - 18,1(A-2Z)^2 A^{-1} + \delta A^{-1}. \quad (7)$$

В этом выражении $E_{св}$ - полная энергия связи (в МэВ), т.е. энергия, необходимая для расщепления ядра на отдельные нуклоны. Первый член отражает тот факт, что полная энергия связи пропорциональна числу нуклонов A . Это свидетельствует о том, что ядерные силы имеют короткий радиус действия и насыщенный характер. Однако на нуклоны, расположенные на поверхности ядра, такие силы не действуют, и поэтому следует учитывать уменьшение энергии связи, пропорциональное поверхности ядра. Этот учет производится с помощью второго (отрицательного) члена, пропорционального объему ядра, т.е. $A^{2/3}$. Кулоновские силы отталкивания являются дальнедействующими и проявляются между всеми протонами в ядре, т.е. каждый из Z - протонов взаимодействует с остальными $(Z-1)$ - протонами, что приводит к уменьшению энергии связи. Это обстоятельство учитывается третьим членом. А т.к. среднее расстояние между протонами пропорционально радиусу ядра, то в третий член вводится еще коэффициент $A^{-1/3}$. Кулоновский член приобретает тем большее значение, чем больше протонов содержит ядро. Поэтому при $Z > 20$ все стабильные ядра содержат больше нейтронов, чем протонов (см. рис.1). Таким образом, выражение для энергии связи должно содержать отрицательный член, величина которого возрастает при увеличении разности $|N-Z| = |A-2Z|$, а поскольку эффект уменьшения энергии связи наблюдается в одинаковой степени как при избытке нейтронов, так и при избытке протонов, то четвертый член (член симметрии) записывается в виде $(A-2Z)^2$. Множитель A^{-1} означает, что вклад в энергию связи, вызванный образованием нейтронно-протонных пар, линейно зависит от вероятности нахождения такой пары в данном объеме, а эта вероятность обратно пропорциональна объему ядра. И наконец, последний, пятый член в выражении (7) отражает тот экспериментальный факт, что энергия связи ядра при данном A зависит от того, будут ли Z и N четными или нечетными. Наиболее стабильными оказываются т.н. четно-четные ядра (Z и N - четные). Параметр δ называется коэффициентом спаривания. Средняя энергия связи (ε), приходящаяся на один нуклон, для всех элементов, за исключением нескольких наиболее легких, почти одинакова. На рис.2 показана зависимость средней энергии связи нуклонов в ядре от массового числа A . В области легких элементов значение ε для четных A заметно больше среднего значения ε для

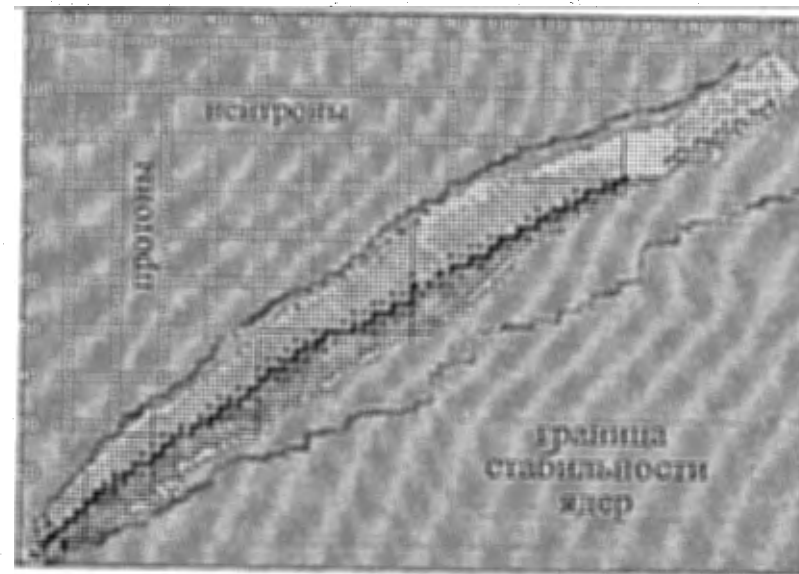


Рис.1. Протон-нейтронная диаграмма ядер.
 1 - граница нуклонной стабильности ядер;
 2 - область нейтроноизбыточных ядер;
 3 - область протонноизбыточных ядер;
 чёрные квадраты - стабильные ядра

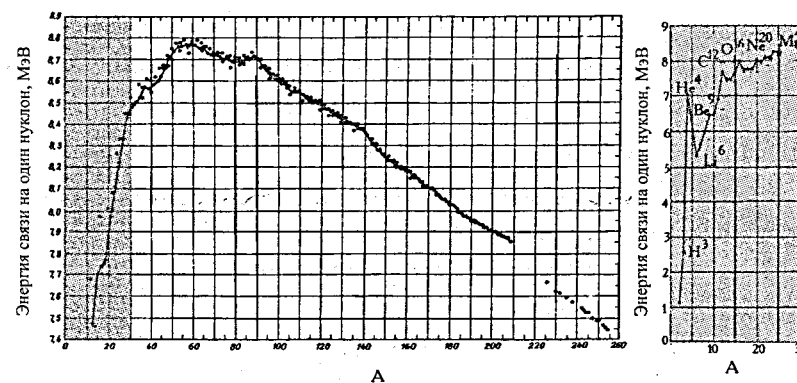


Рис.2. Зависимость энергии связи ядер на один нуклон для области масс $15 \leq A \leq 255$ (слева) и для области масс $2 \leq A \leq 30$ (справа)

соседних нечетных A . Такая же закономерность наблюдается для больших массовых чисел. Среди наиболее легких ядер наблюдается нерегулярное изменение энергии связи на один нуклон. В частности, энергии связи таких ядер, как ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ очень высоки (рис.2). Это обстоятельство имеет важное значение, особенно при рассмотрении астрофизических аспектов образования элементов и солнечной энергии.

Существуют также такие понятия, как «дефект масс» и «коэффициент упаковки». Дефект масс Δ представляет собой разность между массой атома M и его массовым числом A ($\Delta=M-A$). Коэффициентом упаковки f называется отношение дефекта массы к массовому числу ($f=\Delta/F$). Зависимость f от A является обратной зависимости ε от A . Хотя среднее значение энергии связи в расчете на один нуклон является медленно меняющейся функцией массового числа, энергия связи, вносимая при присоединении к ядру одного дополнительного протона или нейтрона, может существенно изменяться при переходе от одного ядра к другому. Например, энергии связи дополнительного нейтрона в ядрах ${}^{44}\text{Ca}$, ${}^{45}\text{Ca}$, ${}^{46}\text{Ca}$, ${}^{47}\text{Ca}$, ${}^{48}\text{Ca}$ равны соответственно 11,13; 7,36; 10,31; 6,46; 9,23. Видно, что здесь очень четко проявляется эффект, связанный с четностью или нечетностью массового числа. В некоторых случаях целесообразно рассматривать энергию связи в ядре целой группы нуклонов, например α -частицы или более сложного ядра. Энергию связи α -частицы (${}^4\text{He}$ с массой 4,00260) в ${}^{235}\text{U}$ (масса 235,04393) можно вычислить, зная массы этих ядер и массу ядра ${}^{231}\text{Th}$ (231,03635). Она оказывается равной $231,03635+4,00260-235,04393=-0,00498$ а.е.м. или 4,64 МэВ. Отрицательная энергия связи означает, что ядро ${}^{235}\text{U}$ термодинамически неустойчиво по отношению к распаду на ${}^{231}\text{Th}$ и ${}^4\text{He}$. Энергия связи α -частиц - отрицательна для всех «стабильных» ядер с $A \geq 140$.

Энергии связи ядер можно представить в виде функции A и Z с помощью некоторой трехмерной поверхности, являющейся геометрическим выражением уравнения (7). В этом случае рассматривают не энергию связи E_{CB} , а массу ядра M , связанную с E_{CB} соотношением

$$M=ZM_H+(A-Z)M_n-E_{CB}, \quad (8)$$

где M_H и M_n - соответственно массы атома водорода (938,77МэВ) и нейтрона (939,55 МэВ). Из уравнений (7) и (8) легко получить полуэмпирическое выражение для массы ядер

$$M=925,55A-0,78Z+13,1A^{2/3}+0,585Z(Z-1)A^{-1/3}+18,1(A-2Z)^2A^{-1}-\delta A^{-1}. \quad (9)$$

Это выражение представляет собой квадратичное уравнение относительно Z и его можно записать в более общем виде следующим образом:

$$M=c-a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \frac{a_a}{A} (A-2Z)^2 + \frac{\delta}{A}. \quad (10)$$

Таким образом, при определенном A коэффициенты a и c являются постоянными и при данном значении δ уравнение (10) есть уравнение параболы. Сечение поверхности при любом нечетном A ($\delta=0$) дает одну параболу, тогда как сечение при любом четном A ($\delta \neq 0$) дает две параболы, сдвинутые друг относительно друга на оси энергии на $2\delta A$, но в остальном совершенно идентичные. Массовые (или энергетические) параболы используют при систематике процессов β -распада, а также наглядного представления о стабильности ядер. На рис.3 представлены вычисления по уравнению (10) параболы для ядер с $28 \leq Z \leq 30$ и $A=65$.

Во всех этих рассуждениях мы рассматривали ядро как статистический ансамбль нейтронов и протонов. Такая модель, согласно которой ядро уподобляется жидкой капле, хорошо объясняет многие свойства ядер. Однако определенные экспериментальные данные по характеристикам распада ядер указывают на существование в ядре некоторой структуры, аналогичной электронным оболочкам в атоме. Было установлено также, что 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 являются магическими числами и определяют замкнутые оболочки в ядрах. Такие ядра оказываются более стабильными по отношению к различным видам радиоактивного распада. Хорошо известен тот факт, что все три природных радиоактивных семейства (урана, тория и актиния) заканчиваются стабильными изотопами свинца ($Z=82$). Наиболее тяжелые стабильные нуклиды ${}^{208}\text{Pb}$ и ${}^{209}\text{Bi}$ содержат по 126 нейтронов. Теоретически предсказано существование магического сверхтяжелого ядра ${}^{298}114$ [1].

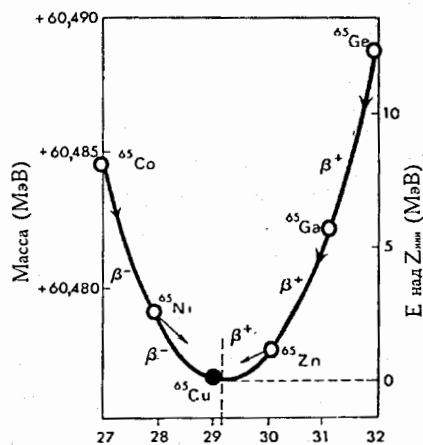
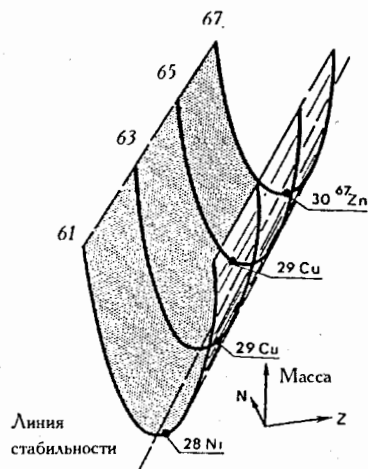


Рис.3. Парабола стабильности для средних ядер. Двухмерное представление долины стабильности для ядер $28 \leq A \leq 30$ (верхний рисунок). Парабола стабильности для ядер с $A=65$. Стабильное ядро ^{65}Cu (нижний рисунок)

Распад нестабильных ядер

При рассмотрении вопроса об энергиях связи ядер было получено уравнение устойчивости ядра по отношению к радиоактивному распаду: ядро оказывается энергетически устойчивым по отношению к определенному виду распада, если его масса меньше суммы масс продуктов, образующихся при ядерном превращении. При этом учитываются свойства ядерной энергии: объемной энергии, поверхностного и кулоновского членов, а также членов, учитывающих влияние симметрии и энергии образования пар нуклонов. Однако при рассмотрении любой энергетически неустойчивой системы необходимо принимать во внимание также скорости протекания различных процессов, так как термодинамически неустойчивая система во многих случаях может рассматриваться как вполне стабильная. Примером этого могут служить ядра с $A > 140$, называемые стабильными. Таким образом, весьма важной характеристикой радиоактивного распада является скорость распада или период полураспада. Поэтому при рассмотрении характеристик радиоактивного распада ядер необходимо учитывать влияние различных факторов на скорость радиоактивного распада. К таким факторам, кроме энергетической неустойчивости ядер, рассмотренной выше, относится целый ряд других свойств ядер, а также составляющих их нуклонов. Большую роль в радиоактивных превращениях ядер играют проникаемость потенциального барьера ядра, механизм формирования α -частиц и кластеров из нуклонов, сверхтекучие свойства ядер и другие. Таким образом, при рассмотрении характеристик распада каждого ядра приходится учитывать его энергетические и квантово-механические свойства, что является достаточно сложной математической задачей.

Как хорошо известно из ядерной физики [2], основными типами распадов являются α -распад, β -распад и γ -распад. Не обсуждая особенности и характеристики этих хорошо известных типов радиоактивного распада, рассмотрим здесь другие типы распадов, исследованию которых в последнее время посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ.

Протонная и двухпротонная радиоактивности

Открывшиеся возможности получения сильнопротоноизбыточных ядер привели к экспериментальному обнаружению двух новых видов распада: протонной

и двухпротонной радиоактивностям. До определенного времени считалось, что в широком интервале массовых чисел для изотопов, устойчивых по отношению к β -распаду, испускание протона в отличие от α -распада энергетически невыгодно. Доказательством тому служил тот простой факт, что четыре нуклона в свободной α -частице связаны значительно сильнее, чем в любом тяжелом ядре. Для испускания же ядром протона требуется энергия порядка нескольких МэВ, соответствующая его энергии связи в дочернем ядре. Между тем при очень сильном продвижении от стабильных изотопов в сторону протонного избытка, ядра становятся способными испускать протоны, в основном за счет увеличивающегося вклада кулоновского члена и члена, учитывающего влияние симметрии в уравнении энергии связи ядра (7). Однако для ядер, сильно удаленных от области β -стабильности, энергии β -распада должны быть велики и поэтому периоды их полураспада для процесса испускания позитрона или захвата электрона оказываются малыми. Таким образом, испускание протонов может быть обнаружено только в том случае, если период полураспада этого процесса также относительно невелик ($t_{1/2} \ll 1$ с). Это является причиной того, что для легких ядер ($Z < 20$) вследствие большой скорости протонного распада наблюдение протонно-радиоактивного изотопа маловероятно. При более высоких Z , для которых диапазон измеримых периодов полураспада соответствует более широкому интервалу энергий распада, ядра, способные испускать протон, должны быть расположены достаточно далеко от области стабильности ядер, что до последнего времени являлось проблематичным в связи с трудностью их синтеза в ядерных реакциях. Однако успехи в области ускорительной техники и физических методик позволили существенно продвинуться в область суперпротоноизбыточных ядер и впервые наблюдать протонные излучатели, такие как $^{165,166,167}\text{Ir}$, ^{171}Au , ^{185}Bi (ядра, имеющие на 16 - 18 нейтронов меньше, чем стабильные ядра).

Возможность существования нового типа радиоактивного распада - двухпротонного распада, была предсказана В.И.Гольданским [3]. Этот процесс должен наблюдаться для протоноизбыточных легких ядер ($Z \leq 50$) с четным Z . Такие ядра, будучи едва устойчивыми к испусканию одного протона, могут оказаться нестабильными к испусканию сразу двух протонов ввиду того, что за счет спаривания

нуклонов (последний член в выражении (7)) энергия связи последнего (четного) протона в ядре Z^4 может быть положительной в отличие от энергии связи последнего (нечетного) протона в ядре $(Z-1)^{A-1}$. Используя обычное выражение для вероятности проникновения сквозь потенциальный барьер, можно оценить значения периодов полураспада, которые, как оказалось, должны меняться в более широких пределах, чем при испускании одного протона. В настоящее время в нескольких экспериментах, проведенных на ускорителях тяжелых ионов, было получено подтверждение существования двухпротонной радиоактивности.

Кластерная радиоактивность

В 1984 году учеными Оксфордской лаборатории в Англии был обнаружен радиоактивный распад ^{223}Ra с вылетом ядер ^{14}C . В настоящее время радиоактивный распад с вылетом частиц, промежуточных по массе между α -частицами и осколками деления (^{14}C , ^{24}Ne , ^{28}Mg , ^{32}Si), найден более чем у 10 нуклидов от радия до плутония [4]. Этот вид радиоактивного распада получил название кластерной радиоактивности. Открытие нового вида радиоактивности поставило вопрос о месте этого явления в общей картине радиоактивного распада. При теоретическом описании этого типа распада проводилась аналогия по сравнению с двумя другими известными видами радиоактивности с испусканием составных частиц: спонтанным делением и α -распадом. Исследование основных особенностей деления ядер однозначно приводит к заключению о сильной перестройке ядра в процессе его развала на пару фрагментов сравнимой массы. Эксперимент показывает, что два осколка деления имеют среднюю кинетическую энергию разлета, намного меньше энергии кулоновского взаимодействия этих осколков в точке касания. При этом энергетический выход процесса Q , оказывается достаточным, чтобы при некотором значении деформации осколков процесс их разлета являлся надбарьерным, т.е. ядро имеет шанс разделиться на пару деформированных осколков, если перед развалом оно оказывается сильно вытянутым. В этом подходе расчеты вероятностей кластерного распада осуществляются по одной из моделей, описывающих спонтанное деление ядер и учитывающих при этом оболочечные эффекты (испускаемые кластеры представляют собой оболочечные ядра), энергию, деформацию и жесткость ядра.

Образование кластера в этом случае происходит по схеме, показанной на рис.4. Вероятность распада в единицу времени считается пропорциональной произведению вероятности перехода системы из начального состояния в контактную точку и проницаемости внешнего барьера. В подобного рода расчетах, основанных на модели спонтанного деления, осуществлялся подбор 12 параметров, и между тем предсказания этого теоретического подхода оказались ограниченными и требовали корректировки модели при усложнении структуры кластера и родительского ядра.

Другой, более простой подход к описанию кластерного распада, предложенный еще в 1928 году Гамовым для описания α -распада, основан на простой модели распадающегося ядра. В этой модели точечный бесструктурный кластер с частотой $\nu_{\kappa\alpha}$ колеблется в потенциальной яме радиусом

$$R_{\kappa} = r_0(A_{\kappa\alpha}^{1/3} + A_f^{1/3}), \quad (11)$$

«отгороженный» от внешней области кулоновским барьером. Период полураспада выражается в виде

$$T_{1/2}^{\kappa\alpha} = \ln \frac{2}{2\nu_{\kappa\alpha}} P_L^{\kappa\alpha}, \quad (12)$$

где проницаемость барьера P_L для кластера с угловым моментом L и энергией распада Q определяется по формуле

$$P_L = \exp(-K_L). \quad (13)$$

В таблице собраны результаты теоретических работ, рассматривающих кластерный распад по моделям деления или α -распада. Здесь же представлены экспериментальные значения логарифмов периода кластерного распада.

Вид распада	Теоретические значения $\lg(T_{1/2}^{\kappa\alpha})c$		Экспериментальные значения $\lg(T_{1/2}^{\kappa\alpha})c$
	по модели деления	по модели α -распада	
$^{223}\text{Ra}(^{14}\text{C})$	12,2	11,8	$11,0 \pm 0,06$
$^{230}\text{Th}(^{24}\text{Ne})$	24,8	25,6	$24,6 \pm 0,07$
$^{231}\text{Pa}(^{24}\text{Ne})$	23,4	23,1	$23,4 \pm 0,08$
$^{238}\text{Pu}(^{28}\text{Mg})$	25,8	26,0	$25,7 \pm 0,25$
$^{238}\text{Pu}(^{32}\text{Si})$	25,7	25,9	$25,3 \pm 0,16$

Видно, что оба теоретических подхода неплохо описывают экспериментальные данные. Эксперименты по изучению кластерной радиоактивности должны быть чрезвычайно чувствительны, т.к. вероятность такого распада очень мала по сравнению с делением и α -распадом ($\lambda_{\kappa\alpha}/\lambda_{\alpha} \leq 10^{-16}$). Экспериментальное обнаружение кластерной радиоактивности дало существенно новый импульс развитию наших представлений о механизмах перестройки ядра в процессе радиоактивного распада.

Спонтанное деление ядер и спонтанно делящиеся изомеры

Спонтанное деление ядер - это процесс туннельного прохождения ядер через барьер деления. Этот вид радиоактивного распада был обнаружен в 1940 году российскими учеными К.А.Петржаком и Г.Н.Флеровым, изучавшими деление урана. Динамика этого процесса в какой-то степени похожа на описанную выше динамику кластерного распада. Минимум потенциальной энергии соответствует основному состоянию ядра (см. рис.4), в котором ядро испытывает лишь нулевые колебания. Их энергия зависит от жесткости системы. Внесение в атомное ядро энергии извне, например при поглощении ядром той или иной частицы, вызывает изменение характера движения нуклонов, составляющих его. При энергии, равной нескольким МэВ, движение нуклонов может стать упорядоченным и возникнут колебания ядерного вещества. Если энергия колебания достаточно велика, атомное ядро может перейти в состояние неустойчивого равновесия и возможен необратимый процесс разрыва ядра на два осколка. С определенной вероятностью такой же процесс может возникнуть у тяжелых ядер самопроизвольно без внесения извне энергии возбуждения, и произойдет спонтанное деление - процесс туннельного прохождения через барьер деления.

Исследование спонтанного деления ядер тесно связано с работами по синтезу новых трансурановых элементов. Это объясняется тем, что по мере продвижения в область элементов с большим Z все более возрастает роль спонтанного деления. Например, для изотопа ^{238}U период спонтанного деления равен 10^{16} лет, а период α -распада составляет всего $4,5 \cdot 10^9$ лет. Это значит, что на 10^6 α -распадов приходится всего лишь одно спонтанное деление. Для изотопов элементов с большими атомными номерами происходит уменьшение периодов полураспада для

спонтанного деления и α -распада. Однако периоды спонтанного деления уменьшаются быстрее и для некоторых изотопов элементов с $Z \geq 100$ спонтанное деление становится уже доминирующим каналом распада. Диапазон периодов спонтанного деления очень велик. Так, для изотопа ^{232}Th установлена лишь нижняя граница периода спонтанного деления, равная 10^{22} лет, а для изотопа ^{258}Fm период спонтанного деления равен всего лишь $300 \cdot 10^{-6}$ секунды. Вероятность туннельного проникновения через барьер деления $P_{S.F.}$ приближенно пропорциональна

$$P_{S.F.} \approx \exp\left[-\int \sqrt{V(\delta)Md\delta}\right], \quad (14)$$

где V - потенциальная энергия ядра, δ - параметр деформации, M - массовый коэффициент, учитывающий инерциальные свойства ядра при колебательном движении. Вопрос о вычислении массового коэффициента и его изменении во время перехода к положению неустойчивого равновесия очень сложен, равно как и вопрос об изменении потенциальной энергии.

В 1962 году в Дубне был обнаружен эффект спонтанного деления с минимально коротким периодом полураспада, не предсказанный теорией [5]. Это явление было в последующем интерпретировано как изомерия формы в области делящихся ядер. Объяснение природы спонтанно делящихся изомеров появилось после теоретических работ В.М.Струтинского, в которых предложен метод учета оболочечных эффектов при больших деформациях атомных ядер. Применение данного метода к тяжелым ядрам привело к выводу, что барьер деления имеет более сложную форму, чем предполагалось ранее на основе других моделей ядра, например жидкокапельной. На рис.5 представлен ряд примеров расчетов потенциальных поверхностей, включающих оболочечные поправки. Из этих расчетов следует, что для ядер с $Z \geq 88$ минимальная энергия (или основное состояние ядра) соответствует форме вытянутого эллипсоида вращения с параметрами деформации $\beta \approx 0,25$. Кроме того, на барьере деления при значении $\beta \approx 0,6$ появляется второй достаточно глубокий минимум. С этим минимумом и связано появление спонтанно делящихся изомеров. Они интерпретируются как нижние состояния во втором минимуме на барьере деления. Повышенная вероятность спонтанного деления таких состояний объясняется тем, что при их

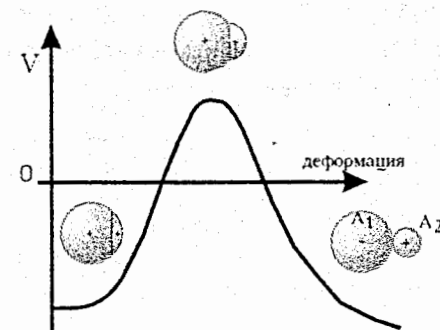


Рис.4. Качественное представление эмиссии кластера в результате деформации ядра и протонения им потенциального барьера V

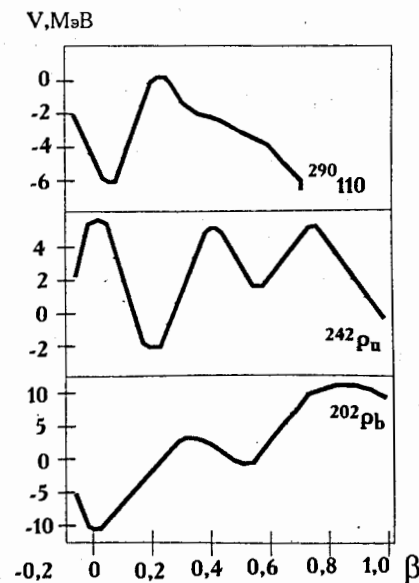


Рис.5. Зависимость потенциальной энергии с учётом оболочечной поправки V от параметра деформации β для ряда ядер. Отсчёт энергии ведётся от значения потенциальной энергии в модели жидкой капли

делении преодолевается лишь часть барьера (его второй горб). В то же время барьер, разделяющий первый и второй минимум, обуславливает запрет для α - и γ - переходов в основное состояние. В настоящее время известно 34 спонтанно делящихся изомера элементов от урана до берклия [6].

Литература

1. Г.Н.Флеров, Г.М.Тер-Акопян, С.Н.Дмитриев. «Сверхтяжелые элементы». В кн.: «Научное сотрудничество соц.стран в ядерной физике», Энергоатомиздат, Москва, 1968, с.167.
2. К.И.Мухин. «Экспериментальная ядерная физика», т.1. Физика атомного ядра, Энергоатомиздат, Москва, 1983.
3. А.И.Базь, В.И.Гольданский, В.З.Гольдберг, Я.Б.Зельдович. В кн.: «Легкие и промежуточные ядра вблизи границ нуклонной стабильности», Наука, Москва, 1972.
4. Ю.С.Замятин и др. «Кластерная радиоактивность - достижения и перспективы». Физика элементарных частиц и атомного ядра, т.21, вып.2, 1990, с.537.
5. С.М.Поликанов. В кн.: «Изомерные формы атомных ядер», Атомиздат, Москва, 1977.
6. Ю.П.Гангрский, Б.И.Марков, В.П.Перелыгин. В кн.: «Регистрация и спектрометрия осколков деления», Энергоатомиздат, Москва, 1992.

ФИЗИКА ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Аннотация

В статье рассказывается об одном из важнейших направлений современной ядерной физики – получении и исследовании свойств экзотических ядер. Приводятся методы получения таких ядер с помощью ускорителей, а также рассматриваются необычные свойства новых синтезированных искусственно легчайших и сверхтяжелых ядер.

Получение экзотических ядер

142596
Фундаментальной проблемой ядерной физики является получение и изучение свойств ядер, находящихся в экстремальном состоянии – экзотических ядер. Это ядра, имеющие большой угловой момент («бешено» вращающиеся ядра), высокую энергию возбуждения («горячие» ядра), сильнодеформированные ядра (супер и гипердеформация, ядра с необычной конфигурацией формы), ядра с аномально высоким числом нейтронов или протонов (нейтроноизбыточные и протоноизбыточные ядра), сверхтяжелые ядра с числом протонов $Z > 110$. Изучение свойств ядерной материи в экстремальных состояниях дает важную информацию о свойствах микромира и таким образом позволяет моделировать различные процессы, происходящие во Вселенной.

На рис. 1 схематично показаны три фазы ядерной материи. Первое состояние – симметричная ядерная материя (1). Оно определяется свойствами стабильных ядер – их энергией (E), плотностью распределения нейтронов (N) и протонов (Z), массой (m) и др. Второе состояние – это чисто нейтронная материя, аналогом которой могут быть нейтронные звезды. Оно достигается увеличением нейтронного избытка в ядрах ($Z/(N+Z)$), которые искусственно синтезируются в лабораторных условиях на мощных ускорителях. И наконец материя, соответствующая состоянию вещества в сверхновых космических образованиях, характеризующаяся чрезвычайно высокой плотностью ($\sim 10^{12}$ г/см³) и температурой ($\sim 10^9$ градуса). Это состояние материи также синтезируется искусственно в ядерных реакциях с ускоренными до высоких энергий ядрами (несколько гигаэлектронвольт на нуклон).

Таким образом, получая и изучая экзотические состояния ядер, мы продвигаемся в понимании не только фундаментальных свойств самого ядра, но и окружающей нас Вселенной.

Однако искусственный синтез экзотических ядер является чрезвычайно сложной задачей, требующей нетрадиционных методов решения. В частности, в последние несколько лет она решается с использованием ускорителей тяжёлых ионов с энергиями от десятков мегаэлектронвольт (МэВ) до сотен гигаэлектронвольт (ГэВ) (в таких единицах выражается энергия пучков ускорителей – $1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ}$). Ускорители тяжёлых ионов – циклические (циклотроны), линейные (танделы), кольцевые (синхротроны) – ускоряют ядра непольностью ионизированных атомов, т.е. имеющих положительный заряд, используя для этого различные методы: высокочастотный (циклотроны), электростатический (танделы, линейные ускорители), комбинации высокочастотного и магнитного (циклотроны, синхротроны). Для того, чтобы началась ядерная реакция, энергия ускоренного ядра должна превышать кулоновскую энергию отталкивания двух положительно заряженных ядер, которая обычно составляет несколько десятков МэВ. При энергиях выше кулоновского барьера открываются различные каналы реакции, вероятность которых зависит от энергии ядра – снаряда, от свойств самих взаимодействующих ядер, а также от расстояния, на котором сталкиваются два ядра (радиус взаимодействия). На рис.2 схематически представлены различные процессы, происходящие с двумя сталкивающимися ядрами, в зависимости от радиуса взаимодействия (центральные столкновения – радиус взаимодействия минимальный и периферические столкновения – радиус взаимодействия равен или больше суммы радиусов двух взаимодействующих ядер).

При лобовых столкновениях с энергиями ниже порога фрагментации двух ядер ($\sim 30 \text{ МэВ/нуклон}$), когда происходит полный развал – фрагментация ядер частицы и мишени, в основном протекают реакции полного слияния ядер мишени и бомбардирующего иона с образованием нового составного ядра, имеющего заряд и массу, близкую к сумме зарядов и масс двух взаимодействующих ядер. Это новое составное ядро имеет очень высокую температуру, т.к. вся кинетическая энергия



Рис.1. Схематическое представление состояний ядерной материи в зависимости от соотношения числа протонов (Z) к общему числу нуклонов ($N + Z$) в ядре

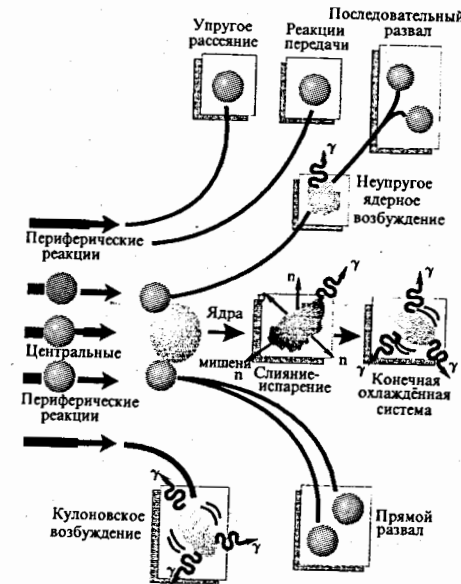


Рис.2. Различные ядерные реакции между двумя сложными ядрами для центральных и периферических столкновений. Стрелками показаны каналы "охлаждения" образующихся "горячих" ядер: прямыми — испарение протонов и нейтронов, извилистыми — вылет гамма-квантов

бомбардирующей частицы переходит во внутреннюю энергию возбуждения нового ядра и большой угловой момент, т.е. большую скорость вращения. В таком состоянии это экзотическое ядро существует всего лишь 10^{-14} – 10^{-16} секунды и затем переходит в менее экзотическое состояние, «остывая» и уменьшая скорость вращения. Эта релаксация энергии ядра может происходить различными путями.

Тепловая энергия кипящего ядра сбрасывается в основном за счёт испарения нейтронов и заряженных частиц (по аналогии с горячей водяной каплей), а энергия вращения – за счет испускания гамма-квантов. После этого ядро переходит в основное состояние, уменьшая массу на число испарившихся нейтронов, которое может достигать значительной величины (до 18-22 нейтронов). Т.о., масса конечного ядра может быть меньше начального составного ядра на 18 – 22 единицы, т.е. может образоваться новое сильнонейтронодефицитное экзотическое ядро, расположенное на границе ядерной стабильности. Это один из способов получения экзотических ядер. Кроме того, несмотря на то, что горячее начальное составное ядро живет 10^{-16} секунды, испаряющиеся нуклоны сообщают экспериментаторам информацию о состоянии этого ядра – его температуре (ядерный термометр), угловом моменте, плотности нуклонов в этом ядре. Поэтому, измеряя характеристики испущенных из составного ядра нуклонов, можно также делать выводы о свойствах ядерной материи в этом экзотическом ядре, имеющем высокую температуру.

В ядро, как и в любое другое вещество, нельзя закачать любую энергию. При определенной энергии также наступает фазовый переход жидкость – газ. И при определенной критической температуре ядро превращается в плазму – это четвертое состояние вещества. В космических масштабах это приводит к взрыву звезд. В ядрах к этому состоянию пытаются приблизиться, используя ускорители тяжёлых ионов высоких энергий. Вопрос о значении максимальной критической температуры ядра является одним из фундаментальных вопросов ядерной физики. Кроме реакций слияния могут протекать и другие процессы – реакции передачи нуклонов, развала бомбардирующего ядра с захватом части его ядром мишени и другие, которые успешно используются физиками-экспериментаторами для получения и изучения различных экзотических состояний ядерной материи. С увеличением энергии бомбардирующего ядра при её определённом пороговом

значении (~ 30 МэВ/нуклон) ядра начинают фрагментироваться, т.е. раскалываться на множество более лёгких ядерных систем в широком диапазоне масс, зарядов, температур. И вот здесь основной задачей экспериментаторов является выделение ядра в определённом состоянии на фоне во много раз большего числа других ядер. Для этого используются различные детекторы частиц, позволяющие измерять с высоким разрешением заряд, массу, импульс, координату вылета, а также определять его температуру, угловой момент и время жизни, которое часто достигает 10^{-20} – 10^{-21} секунды. Такие детекторы, как правило, регистрируют ядра, основываясь на принципе измерения степени ионизации вещества детектора, которая находится в прямой зависимости от массы и заряда ядра. Из них создают сложные спектрометры, состоящие из нескольких сотен детекторов, расположенных вокруг мишени и перекрывающих практически все углы (4 π -геометрия).

Один из таких спектрометров – установка ФОБОС, используется в Лаборатории ядерных реакций на пучке ускорителя тяжёлых ионов для изучения процессов образования экзотических ядер в реакциях фрагментации. Оказалось, что в реакциях фрагментации могут образовываться в больших количествах ядра как сильнонейтроноизбыточные, так и сильнонейтронодефицитные. Избыток и дефицит нейтронов в конечных ядрах зависит от соотношения нейтронов и протонов в бомбардирующем ядре. В первых совместных экспериментах, проведённых учеными из Лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований в Дубне и Национальной лаборатории ГАНИЛ во Франции, был использован пучок редкого изотопа кальция-48, содержащегося в природе в ничтожных количествах и полученного в российских институтах на специальных электромагнитных разделительных установках. Это самый нейтронообогащенный изотоп (20 протонов и 28 нейтронов), содержащийся в природе. В этих экспериментах было синтезировано более 30 новых нейтроноизбыточных изотопов, расположенных у самой границы ядерной стабильности – бор-18, углерод-22, азот-23, кислород-24 и др. На рис.3 представлена (N-Z)-диаграмма изотопов. Видно, что для лёгких элементов границы ядерной стабильности практически достигнуты, и за нею начинается море нестабильных ядер, хотя и среди них появляются относительные островки стабильности, которые и пытаются обнаружить физики.

Легчайшие экзотические ядра

Здесь уместно напомнить основные положения ядерной физики о стабильности ядер. Ядерные силы чрезвычайно сильны, но действуют только на коротком расстоянии. Стабильность ядер определяется балансом притягивающих ядерных сил между нуклонами: нейтронами (n) и протонами (p) и отталкивающих кулоновских сил, которые действуют между заряженными протонами. Таким образом, в ядре осуществляются разного типа взаимодействия: (n-p), (n-n), (p-p). Наиболее сильными являются (n-p)-взаимодействия. Поэтому наиболее стабильными являются ядра с близким числом нейтронов и протонов, т.к. в них осуществляется максимальное число (n-p)-взаимодействий. Чистые (n-n)-системы являются нестабильными (за исключением нейтронных звёзд, где стабилизирующими силами являются гравитационные силы). Также нестабильны системы, состоящие из малого числа протонов и большого числа нейтронов и наоборот. Это наглядно иллюстрирует карта ядер, представленная на рис.3. Стабильные ядра, существующие в природе, на ней представлены чёрными квадратами. Всего их 273 ядра. Из рисунка видно, что для ядер с массой больше 40 ($N=Z=20$) кулоновские силы сдвигают линию стабильности в сторону нейтроноизбыточных ядер (больших N). Кулоновские силы также ограничивают область существования тяжёлых ядер, для которых короткодействующие ядерные силы не могут компенсировать кулоновские силы отталкивания, и тяжёлые ядра с числом протонов $Z>90$ распадаются (спонтанное деление) с образованием двух более стабильных кусков-осколков деления. Этим же объясняется и то, что ядра тяжелее урана ($Z>92$) в природе пока не обнаружены. На рис.3 также показаны рассчитанные теоретиками в определённых предположениях о свойствах ядер, нейтронная и протонная линии стабильности. Они означают, что ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные) или протонами (протоноизбыточные), расположенные за линией стабильности, являются несвязанными ядрами (нет баланса между кулоновскими и ядерными силами) и распадаются за время 10^{-22} секунды и менее. Определение положения линии стабильности является само по себе важной и достаточно сложной задачей, которая зависит от многих параметров, определяющих свойства ядер. Радиоактивные ядра, находящиеся между линиями стабильности, а их около 7000, могут быть

синтезированы только искусственно в лабораторных условиях. Число ещё не известных ядер составляет около 4000 (незатемнённая область на карте изотопов). Таким образом, физикам предстоит ещё достаточно работы, чтобы приблизиться к линии стабильности, особенно в области средних и тяжёлых масс ядер. Что касается ядер легчайших элементов (изотопов водорода, гелия, лития, бериллия), то здесь граница стабильности уже достигнута, т.е. синтезированы все ядра, в которых энергия связи нуклона положительная (энергия связи – это некоторая величина, характеризующая стабильность ядер: для стабильных ядер она – положительная, для нестабильных – отрицательная). Между тем, даже несвязанные ядра (с отрицательной энергией связи) могут существовать в виде ядерных систем, в которых взаимодействие нуклонов приводит к появлению некоторых ядерных состояний, хотя и чрезвычайно короткоживущих ($\sim 10^{-21}$ секунды), проявляющихся в виде резонансов. Исследование таких резонансных состояний несвязанных ядерных систем даёт важнейшую информацию о возможности дальнейшего продвижения к островкам стабильности, которые, как предполагают теоретики, существуют в «море» нестабильности. Первый такой островок может существовать для чисто нейтронных ядер с числом нейтронов больше 20. Однако в настоящее время экспериментально синтезировать такие нейтронные ядра практически невозможно. Пока удалось исследовать стабильность динейтрона ($2n$), тринейтрона ($3n$), тетранейтрона ($4n$). Они оказались нестабильными. Однако для динейтрона был обнаружен резонанс, на основе чего был сделан вывод о том, что эта система почти стабильная (очень маленькая отрицательная энергия связи, около 70 кэВ). Вот уже несколько лет, но пока безуспешно, ведутся поиски резонансов в системе из четырёх нейтронов.

Интригующая ситуация существует со свойствами сверхтяжёлых изотопов водорода и гелия. Сначала была обнаружена т.н. «гелиевая аномалия», когда стабильность ядер с увеличением числа нейтронов при приближении к линии стабильности не уменьшалась, а даже увеличивалась (ядро ${}^8\text{He}$ оказалось более стабильным, чем ядро ${}^6\text{He}$). Такую же зависимость обнаружили и для несвязанных изотопов гелия: гелия-5, гелия-7, гелия-9, гелия-10. В системе гелия-10 (два протона и восемь нейтронов) был обнаружен резонанс, который свидетельствовал, что это

ядро не связано всего лишь на 1 МэВ. Впоследствии такая аномалия наблюдалась и для тяжёлых несвязанных изотопов водорода (водород-6 оказался более стабильным, чем водород-4), проявляющихся также в виде резонансных состояний.

Эти закономерности в поведении энергии связи тяжёлых изотопов легчайших элементов позволили более оптимистически взглянуть на проблему существования острова стабильности лёгких элементов. Исследование свойств этих ядер, сильнообогатённых нейтронами, позволило обнаружить ещё одно интересное явление – существование т.н. «нейтронных гало». Это явление проявляется у слабосвязанных ядер, находящихся у границы стабильности, таких как ${}^8\text{He}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{14}\text{Be}$, ${}^{17}\text{B}$. В этих ядрах было экспериментально обнаружено высокое значение нуклонного радиуса. Так, у ${}^{11}\text{Li}$ оказалось, что два слабосвязанных нейтрона находятся на большом удалении от основного остова, представляющего из себя ядро ${}^9\text{Li}$. Радиусы ядер обычно выражают в фемтометрах (фм). (1 фм равен 10^{-13}см). Так вот, у ядра ${}^{11}\text{Li}$ радиус оказался равным 12 фм (у ${}^9\text{Li}$ он равен 2,5 фм). Такая необычная структура этих ядер проявляется самым разным образом, в частности, сильно увеличивается вероятность протекания ядерных реакций, которая пропорциональна радиусу взаимодействующих ядер. Эта особенность ядер с гало сыграла немаловажную роль для развития нового направления ядерной физики – физики с пучками ускоренных экзотических ядер.

Пучки ускоренных экзотических ядер

Для исследования свойств экзотических ядер во многих случаях нужны их пучки, ускоренные до энергий выше кулоновского барьера взаимодействия. Это необходимо для того, чтобы могла протекать соответствующая ядерная реакция между экзотическим ядром и ядром мишени. Тогда, исследуя продукты таких реакций, можно делать выводы о свойствах самих взаимодействующих ядер. Проблема использования пучков экзотических ядер для физических исследований сводится в основном к трём задачам:

- получение пучков экзотических ядер нужной интенсивности,
- ускорение их до необходимой энергии,

- регистрация продуктов ядерных реакций с экзотическими ядрами или продуктов их распада.

При бомбардировке ядрами, ускоренными до энергий более чем 30 МэВ/нуклон (выше порога фрагментации ядра), образуется довольно большое количество новых ядер, летящих под передними углами (в том же направлении, что и первоначальные бомбардирующие ядра), и с энергиями, близкими к энергии бомбардирующего ядра. Таким образом, отпадает проблема последующего ускорения этих ядер, если научиться каким-то способом выделять из всего диапазона образующихся ядер моноизотопный пучок. Для этого произвести селекцию продуктов ядерных реакций по массе (A) и заряду (Z) и сформировать из выделенных продуктов пучок с необходимыми для его дальнейшего исследования параметрами (диаметром, расходимостью, энергией и др.).

Эта проблема была решена с использованием магнитных фрагмент-сепараторов. Несколько последовательных магнитных систем позволяют провести многократную селекцию продуктов с одинаковым соотношением импульса (P) к заряду (q) (см.рис.1). В результате использования фрагмент-сепаратора, расположенного после производящей экзотические ядра мишени, появилась возможность получения пучков короткоживущих ядер, расположенных у границ стабильности с временами жизни по несколько сотен микросекунд (10^{-6} секунды).

Следующая задача, стоящая перед экспериментаторами после получения пучков экзотических ядер, - использование их для изучения свойств этих ядер. Здесь нужно отметить, что интенсивность пучка таких ядер относительно мала. Она на 5-6 порядков меньше интенсивности первичного пучка ядер их производящего. В лучшем случае эта интенсивность составляет 10^6 ядер в секунду (при интенсивности первичного пучка 10^{12}). Всё это требует от экспериментаторов чрезвычайно чувствительных методик. С этой целью используются высокоэффективные прецизионные спектрометры, такие как спектрометры полного телесного угла. С помощью этих спектрометров физики могут исследовать уже вторичные реакции взаимодействия экзотических ядер с ядрами мишени. Какие же данные удаётся извлечь из таких экспериментов?

В первую очередь это получение данных о новых видах радиоактивного распада. Как известно, все радиоактивные ядра испускают электроны (β -распад), позитроны (β^+ -распад), протоны, α -частицы (α -распад) или гамма-лучи (γ -распад), переходя в основное нерадиоактивное состояние. Использование пучков экзотических ядер, сильно удалённых от линии стабильности, позволило обнаружить новые виды радиоактивного распада – кластерный распад, сопровождающийся вылетом тяжёлых частиц, таких как углерод, магний, а также более тяжёлых фрагментов. У ядер сильно обогащённых нейтронами, таких как ^{11}Li , ^{17}B , наблюдается распад с вылетом 2, 3 и даже 4 нейтронов. Такие экзотические распады активно исследуются с точки зрения возможности существования систем из связанных 2, 3 и 4 нейтронов. Для протонообогащенных ядер наблюдается распад с вылетом нескольких протонов и более тяжёлых заряженных частиц.

Задача исследования свойств распада экзотических ядер является важной не только для получения информации о состоянии ядерной материи, но и служит основой для современной ядерной астрофизики – науки, занимающейся моделированием процессов, происходящих во Вселенной с помощью ядерных реакций. Наибольший интерес для ядерной астрофизики представляют процессы выделения энергии при образовании и взрыве звёзд, а также образования различных химических элементов (нуклеосинтез) во Вселенной. Обе эти проблемы непосредственно связаны с исследованиями, основанными на методах ядерной физики. Для моделирования процессов образования и распада звёзд изучаются ядерные реакции: измеряются вероятности взаимодействия двух ядер, вероятности распада образующихся при этом сложных ядерных систем, различного вида излучения, сопровождающие распады таких систем. Отправляя на спутниках в космос специальные телескопы, позволяющие направленно измерять, например гамма-излучения от космических объектов, астрофизики измеряют спектры гамма-излучения объектов. Чтобы расшифровать такой спектр, необходимо иметь данные о принадлежности той или иной энергии гамма-излучения определённому ядру. Такую информацию получают из экспериментов по получению различных ядер, в том числе и экзотических на ускорителях.

Основную роль в астрофизических процессах играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, α -частиц или нейтронов различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания таких реакций является сложной экспериментальной задачей. Кроме этого, вероятность таких реакций зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды её температура относительно низка и вероятность протекания реакции также невелика. При взрыве звезды температура достигает 10^8 – 10^9 градусов Кельвина и вероятность реакции увеличивается на много порядков. Для моделирования этих процессов необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звёзд. В этом случае физики используют прямой метод исследования характерных реакций с пучками радиоактивных (экзотических) ядер, используя при этом мишень из водорода или гелия.

Другой непрямым способ определения скорости реакции, а также относительного содержания элементов во Вселенной состоит в получении спектроскопических данных о свойствах ядер, удалённых от линии стабильности. Эти данные используются для описания процессов медленного захвата нейтронов (s -процесс) и быстрого захвата нейтронов (r -процесс). Последовательный медленный захват нейтронов ядрами, сопровождающийся конкурирующим позитронным распадом этих ядер, ведёт к определённым цепочкам в образовании различных изотопов в области нейтронодефицитных ядер (см. рис.3) и определяет их содержание в природе. Быстрый же процесс захвата нейтронов ответственен за образование нейтроноизбыточных изотопов. Скорость захвата нейтронов также зависит от температуры объекта. Поэтому, зная, например, содержание элементов в нашей Галактике, а также получив экспериментальную информацию о времени жизни тех или иных изотопов, входящих в цепочки r -процесса, можно достаточно точно определить температуру объекта, явившегося источником образования элементов (температуру звезды). Таким образом, реакции с пучками радиоактивных (экзотических) ядер дают важную информацию о процессах, происходящих во Вселенной. Более подробно эта проблема обсуждается ниже в главе «Ядерная астрофизика».

Физики научились также использовать необычные свойства экзотических ядер для получения, в свою очередь, не менее экзотических нуклидов. В начале этой главы уже говорилось об интересе к синтезу супернейтроноизбыточных ядер легчайших элементов, таких как водород-6, гелий-10 и др. Реакции с пучками стабильных ядер для этих целей уже оказываются слабоэффективными из-за низкой вероятности образования в них таких ядер. С появлением пучков радиоактивных ядер возможности исследований в этой области существенно расширились. Так, используя пучок ядер лития-11, японским исследователям удалось получить информацию о стабильности ядра гелия-10, которое, как уже отмечалось, является несвязанным лишь на 1 МэВ, т.е. является более стабильным, чем ожидалось из теоретических расчетов. Сейчас в реакциях с радиоактивными пучками делается попытка получения более тяжелых изотопов водорода-7, 8, гелия-12 и др.

Неожиданный результат был получен физиками при изучении реакции слияния двух ядер, одно из которых является экзотическим, например ${}^6\text{He}$ (ядро с нейтронным гало). Для того, чтобы произошла ядерная реакция между двумя заряженными ядрами, их кинетическая энергия должна превысить некоторую энергию, определяемую кулоновской энергией расталкивания. Величина этой энергии определяется достаточно точно и прямо пропорционально зависит от зарядов двух взаимодействующих ядер – чем больше их заряды, тем большую энергию надо сообщить этим ядрам для того, чтобы началась ядерная реакция. Эксперименты, проведенные в Дубне с пучками некоторых экзотических ядер, показали, что энергетический порог их взаимодействия существенно меньше кулоновского барьера. Это явление ещё требует своего теоретического осмысления, но, очевидно, здесь большую роль играют структурные особенности экзотических ядер. Для ядер с нейтронным гало вероятность их взаимодействия увеличивается из-за возможности захвата слабосвязанных нейтронов, находящихся на внешней орбите галообразного ядра. Этот результат открывает новые возможности для получения экзотических ядер в реакциях с пучками радиоактивных ядер.

Сверхтяжёлые ядра

Последним элементом, существующим в природе, является уран, заряд которого, или порядковый номер, в Периодической таблице Д.И.Менделеева составляет 92. Все элементы с $Z > 92$ синтезированы искусственно в лабораторных условиях с использованием интенсивных потоков нейтронов или пучков ускоренных тяжелых ионов. Нейтронный метод синтеза новых элементов, использующий потоки нейтронов или ядерных взрывов, дал возможность синтезировать новые элементы вплоть до фермия ($Z=100$). Метод этот основан на последовательном захвате нейтронов ядрами урана. Например, ядро урана-238, легко поглощая нейтроны, превращается в новое ядро урана-239, которое испытывает электронный распад и превращается в ядро 93-го элемента – нептуния-239. Если облучение в реакторе проводится достаточно длительное время (год или более), то за это время в образце накопятся ядра не только нептуния, но и следующих за ним элементов. Например, нептуний-239 может в результате электронного распада превратиться в 94-й элемент – плутоний-239. Затем ядро этого элемента захватывает два нейтрона, после чего плутоний-241 испытывает электронный распад и превращается в ядро 95-го элемента – америция и т.д. Однако ядра тяжелее 100-го элемента – фермия нейтронным методом синтезировать не удалось. Принципиальное ограничение на синтез новых элементов таким образом связано с существованием других типов распада в цепочке образующихся ядер, например спонтанного деления, которое разрывает цепочку, образующихся после захвата нейтронов. Восемь элементов, завершающих первую сотню Периодической таблицы, были открыты американскими учеными с использованием нейтронного метода. Дальнейшее продвижение в область трансфермиевых элементов стало возможным лишь с появлением ускорителей тяжелых ионов. При слиянии двух ядер может образоваться новое ядро с зарядом, равным сумме зарядов двух ядер. Эти, так называемые реакции полного слияния, о которых говорилось в первом параграфе этой главы, были успешно использованы на ускорителях тяжелых ионов. И почти одновременно в России (Дубна) и в Америке (Беркли) в пятидесятых годах возникло новое направление – синтез новых трансфермиевых элементов в реакциях с тяжелыми ионами. Позднее в эти работы включились немецкие исследователи из Дармштадта. Построенный в

Дубне в 1961 году в Лаборатории ядерных реакций, возглавляемой академиком Г.Н.Флёровым, циклотрон являлся рекордным ускорителем по своим характеристикам. На этом циклотроне были получены самые интенсивные в мире пучки ускоренных тяжёлых ионов. Уже позже, в восьмидесятые годы, в этой же лаборатории в Дубне был построен ещё более мощный циклотрон У-400 и все эксперименты по синтезу сверхтяжёлых элементов уже велись на нём. Таким образом, три лаборатории мира – в Дубне, Беркли и Дармштадте активно включились в синтез элементов второй сотни с использованием реакций с тяжёлыми ионами. Эксперименты были чрезвычайно сложными. Из миллиардов образующихся в реакции ядер нового элемента выживало лишь одно. Все остальные распались, не успев образоваться из-за сильного влияния каналов распада, сопровождающих сильно нагретое тяжёлое ядро – деление на два осколка, испускание нейтронов и заряженных частиц. Кроме этого, новые трансфермиевые ядра имели время жизни несколько секунд (для $Z=101-103$), и оно катастрофически уменьшалось с увеличением порядкового номера элемента (см. рис.4). История открытия каждого элемента хорошо описана в книге «Популярная библиотека химических элементов». Поэтому, не останавливаясь на описании этих захватывающих, а порой и драматических исследований, хотелось бы рассказать лишь о последних работах в этой области, давших существенный толчок для дальнейшего продвижения в область сверхтяжёлых элементов с $Z=110-114$.

Ещё в 1966 году советским теоретиком В.М.Струтинским было предсказано сильное увеличение стабильности (времени жизни) ядер вблизи магических чисел 114 для протонов и 184 для нейтронов (114-й элемент с числом нейтронов 184). Эти предсказания основывались на оболочечной модели, рассматривающей ядро как ряд последовательно заполняемых протонных и нейтронных оболочек. Ядра с замкнутыми оболочками, имеющими число протонов или нейтронов 2, 8, 20, 50, 82, 126, отличаются от своих соседей повышенной стабильностью. Последним известным дважды магическим ядром является изотоп свинца-208 (82 протона и 126 нейтронов). Как показали теоретические расчёты, магическими числами являются также 114 для протонов и 184 для нейтронов. Изотопы вблизи следующего за свинцом-208 дважды магического ядра 114 – 298 должны обладать повышенной

стабильностью, и именно здесь можно ожидать нового подъёма времени жизни сверхтяжёлых элементов.

Поиски сверхтяжёлых элементов велись уже более десятка лет. Их искали даже в природных и космических объектах, надеясь, что их время жизни составляет миллионы лет (теоретические расчёты не отрицают существования столь долгоживущих ядер). Однако только в 1984 году был сделан значительный шаг, давший физикам надежду, что они близки к открытию новой области стабильности сверхтяжёлых ядер. Почти одновременно в Дубне и Дармштадте были проведены эксперименты по синтезу 110-го элемента. В Дармштадте использовалась реакция так называемого «холодного синтеза». Этот метод синтеза был предложен в Дубне в 1973 году чл.-кор. РАН Ю.Ц.Оганесяном и заключался в том, что для получения новых ядер в качестве ядер мишени и бомбардирующих ядер используются магические ядра. Эти ядра обладают повышенной стабильностью, потому что нуклоны в них связаны особенно прочно. При слиянии таких ядер большая часть избыточной энергии бомбардирующего ядра расходуется на «распаковку» составного ядра, а на его нагревание идёт лишь малая часть. В реакции образуются «холодные» составные ядра. В отличие от «горячих», «холодные» ядра «остывают» путём испарения не четырёх или пяти, а только одного или двух нейтронов. В этом случае количество ядер, «выживших» в конкуренции с делением образовавшегося тяжёлого ядра, увеличивается в 100-1000 раз.

В Дармштадте мишень из свинца-208 облучалась ядрами никеля-62, что приводило к образованию 110 элемента с числом нейтронов – 269. В Дубне использовалась реакция «горячего» слияния, в которой мишень из плутония-244 облучалась ядрами серы-34. Этот эксперимент проводился на ускорителе в Дубне совместно с Ливерморской лабораторией (США), которая предоставила для экспериментов плутониевую мишень высокого качества. В экспериментах было зарегистрировано несколько событий, которые были идентифицированы как изотопы 110 элемента с числом нейтронов 273. Оценённый по этим нескольким событиям период полураспада показал, что он гораздо выше того, что предсказывалось теоретиками. На рис.4 эти значения представлены в общей систематике времени жизни для спонтанного деления. Видно значительное увеличение стабильности

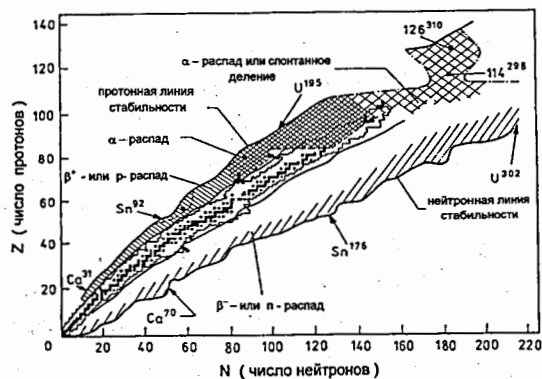


Рис.3. Нейтронно-протонная карта изотопов. Черными квадратами представлены ядра стабильные или долгоживущие. Ломаной сплошной кривой представлена область известных ядер, испытывающих электронный распад (β^- и β^+ -распады). Двумя сплошными линиями вблизи области β^- -распада показаны границы известных в настоящее время ядер. Внешние сплошные кривые ограничивают предполагаемую область стабильных ядер. За этими линиями начинается "море" нестабильности. Нижняя линия определяет нейтронную границу стабильности (n -распад), верхняя — протонную (p -распад). Штрихпунктирной линией ограничена ожидаемая область стабильности сверхтяжелых ядер. На границе области стабильности обозначены последние стабильные, еще не синтезированные, изотопы

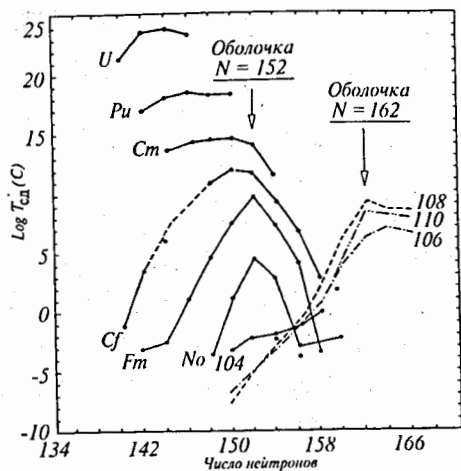


Рис.4. Зависимость времени жизни изотопов различных элементов по отношению к спонтанному делению (T_{sd}) от числа нейтронов. Пунктиром показаны расчетные кривые для 106, 108 и 110 элементов

тяжёлых изотопов 106, 108 и 110-го элементов вблизи числа нейтронов, равного 162. Физики считают, что здесь проявляется ещё одна нейтронная оболочка, связанная с деформацией ядра. Таким образом, был осуществлён выход на новую область стабильности, и окончательным ответом на вопрос о существовании будет синтез 114 элемента. Эксперименты в этом направлении уже ведутся в Дубне и Дармштадте.

Литература

1. Популярная библиотека химических элементов. Книга вторая. Издание второе. Издательство «Наука», 1977 год.
2. Ю.П.Конюшная. «Открытия советских учёных». Часть 1. Физико-технические науки. Издательство МВТУ, 1988 год.
3. А.И.Базь, В.И.Гольдманский, В.З.Гольдберг, Я.Б.Зельдович. «Лёгкие и средние ядра вблизи границы стабильности». Издательство «Наука», Москва, 1972 год.
4. Г.Н.Флёров и др. «История трансфермиевых элементов». Препринт ОИЯИ. Д7-89-820. Дубна, 1989 год.
5. Г.Н.Флёров, А.Г.Ильинов. «На пути к сверхэлементам». Библиотечка детской энциклопедии. Москва, «Педагогика», 1977 год.
6. Л.Валентэн. «Субатомная физика: ядра и частицы». Т.2, Москва, «Мир», 1986 год.
7. Ю.Э.Пенионжкевич. «Пучки радиоактивных ядер». Журнал «Физика элементарных частиц и атомного ядра», т.25, вып.4, стр.931, 1994 год.

ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Аннотация

Рассматривается современное состояние экспериментальных исследований в новом направлении ядерной физики, связанным с получением и применением пучков радиоактивных ядер. Представлены различные методы получения пучков радиоактивных ядер с использованием современных ускорителей и реакторов. Приводятся примеры использования пучков радиоактивных ядер для физических исследований, в астрофизике и прикладных исследованиях.

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер являются новым, интенсивно развивающимся направлением физики тяжёлых ионов, которое за последние 30 лет претерпело несколько этапов развития. С появлением первых пучков тяжёлых ионов ядерная физика получила новый эффективный метод для исследования фундаментальных свойств ядерной материи. В реакциях взаимодействия двух сложных ядер появилась возможность получать ядра в экстремальном состоянии - сильно нагретые, "бешено" вращающиеся, ядра с аномально высоким соотношением числа нейтронов и протонов, сильно деформированные. Именно поэтому запуск в Дубне в 1960 г. одного из первых мощных ускорителей тяжёлых ионов - циклотрона У-300- позволил сделать научному коллективу Лаборатории ядерных реакций под руководством академика Г.Н.Флёрова целый ряд важных открытий, которые способствовали развитию новых представлений о свойствах ядра [1].

Был обнаружен новый тип радиоактивности - запаздывающий протонный распад [2], исследование которого вылилось в целое направление ядерной физики и позволило предсказать, а затем и открыть протонный распад из основного состояния, двухпротонный распад, кластерную радиоактивность. В реакциях с тяжёлыми ионами обнаружены спонтанно делящиеся изомеры [3], интерпретация свойств которых дала возможность по-новому взглянуть на потенциальную энергию ядра и подтвердить определяющую роль оболочечных эффектов в свойствах

распада тяжёлых ядер, для описания которых В.М.Струтинским были введены так называемые оболочечные поправки. Это легло в основу целого цикла экспериментов на пучках тяжёлых ионов, приведших к открытию новых элементов с $102 < Z < 110$ [4]. В Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) ОИЯИ в конце 60-х годов было обнаружено запаздывающее деление ядер, также объясняемое влиянием оболочечных эффектов при распаде ядер. И наконец был обнаружен целый ряд новых явлений, связанных с механизмом взаимодействия двух сложных ядер - глубоконеупругие передачи нуклонов в ядрах, последовательное тройное деление тяжёлых ядер, "холодное" слияние ядер, эмиссия заряженных частиц с энергиями вблизи кинематического предела и др. [5].

Исследования в этих направлениях с использованием пучков тяжёлых ионов расширяются, что объясняется появлением во многих странах мира новых мощных ускорителей тяжёлых ионов средних и промежуточных энергий - ускорительный комплекс UNILAC - SIS - ESR в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс GANIL в Кане (Франция), циклотронный комплекс тяжёлых ионов RIKEN (Япония), сверхпроводящий циклотрон в Мичигане (США), циклотронный комплекс тяжёлых ионов в Ланчжоу (Китай), сверхпроводящий циклотрон в Катанье (Италия), циклотронный комплекс тяжёлых ионов в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флёрова ОИЯИ в Дубне (Россия).

Вторым важным этапом исследований с пучками тяжёлых ионов явилась возможность использования радиоактивных мишеней. Появление в конце 50-х начале 60-х годов сильнопоточных ядерных реакторов, а также высокоэффективных установок для разделения изотопов позволило получать такие радиоактивные ядра, как ^{10}Be , ^{14}C , ^{242}Pu , ^{244}Cm , ^{241}Am , ^{252}Cf и др. в количествах, достаточных для изготовления из них мишеней. Это существенно расширило возможности синтеза новых экзотических ядер, о чём было рассказано в предыдущей главе [6].

И наконец новое поколение ускорителей, позволяющее получать высокоинтенсивные (до 10^{14} частиц/секунду) пучки заряженных частиц от протонов и ядер гелия до ионов урана, позволило в настоящее время начать новый этап исследования ядер с использованием пучков радиоактивных ядер.

Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить ряд интересных явлений, связанных со свойствами ядер, удалённых от области δ -стабильности. В настоящее время используются пучки радиоактивных ядер с интенсивностью 10^2 - 10^7 с⁻¹. При такой интенсивности были проведены эксперименты по изучению взаимодействия радиоактивных ядер с веществом мишени. Измерены сечения их взаимодействия, и из их анализа получена информация о нуклонных радиусах ядер. Обнаружен аномально высокий радиус распределения нейтронов ("нейтронное гало") в ядре ¹¹Li, ведутся поиски "нейтронных гало" в нейтроноизбыточных ядрах ⁶He, ⁸He, ¹⁴Be и др. [6], а также "протонных гало" (аномально высокий радиус распределения протонов) в нейтронодефицитных ядрах ⁸B, ¹⁷Ne и др. [6,7].

Использование пучков радиоактивных ядер в физических исследованиях сводится к проблемам получения самих пучков соответствующей интенсивности, ускорения их до необходимой энергии и регистрации продуктов ядерных реакций с радиоактивными ядрами.

Получение пучков радиоактивных ядер

Существуют два основных способа генерации радиоактивных ядер в реакциях с заряженными частицами. Первый способ заключается в использовании пучков тяжёлых ионов, ускоренных до энергии более 30 МэВ/А. При бомбардировке ими мишеней происходит фрагментация бомбардирующих ионов с образованием ядер-продуктов реакции в широком диапазоне зарядов и масс, имеющих узкое, направленное вперёд угловое распределение и скорости, сравнимые со скоростью первичного пучка. После выделения по Z и A необходимых ядер с помощью магнитных фрагмент-сепараторов можно использовать полученные пучки радиоактивных ядер без их последующего ускорения. Второй способ предполагает ускорение протонов или тяжёлых ионов с энергией от 30 МэВ/А до нескольких ГэВ/А с последующей бомбардировкой толстой мишени, поглощающей всю энергию бомбардирующей частицы. В этом случае в результате реакции фрагментации ядер под действием высокоинтенсивных пучков образуются радиоактивные ядра-продукты реакции в широком диапазоне Z и A, которые остаются в веществе мишени. Для

дальнейшего использования этих ядер их нужно извлечь из мишени и ускорить до необходимой энергии. Это достигается путем применения специальных масс-сепараторов в комплексе с системой транспорта ионов (IGISOL-метод) и последующего ускорения.

Преимущество первого способа - возможность получения пучков короткоживущих ядер со временем жизни до нескольких сотен микросекунд. Однако из-за ограничения толщины мишени (~500 мгсм⁻²) выход радиоактивных ядер оказывается не таким высоким, как в случае полного поглощения ускоренных ионов в мишени. Для получения интенсивных радиоактивных пучков ядер с относительно высоким временем жизни ($t_{1/2} > 0,5$ с) используется, как правило, второй способ. Ограничение на время жизни таких ядер объясняется временем их диффузии из мишени.

Недавно предложен также проект получения пучков радиоактивных ядер, источником которых будет являться высокопоточный ядерный реактор. Облучая потоком тепловых нейтронов в активной зоне реактора мишень из ²³⁵U, можно получить высокий выход осколков с массой A = 80 - 100. Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их на циклотроне при полной эффективности всей системы ~10⁻⁴, можно получить пучки радиоактивных ядер в области осколков деления до 10¹⁰ с⁻¹.

Интенсивность вторичных пучков может быть представлена простой зависимостью

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} (N_A/M) \sigma d \varepsilon_{\text{вых}} \varepsilon_{\text{транспорт}} \varepsilon_{\text{ионизац}} \varepsilon_{\text{ускор}} \quad (1)$$

где σ - полное сечение реакции в см², d - толщина мишени в г/см², M - массовое число элемента мишени, N_A - число Авогадро и ε - эффективность соответствующих процессов от выхода ядра из мишени ($\varepsilon_{\text{вых}}$) до вывода из постускорителя ($\varepsilon_{\text{ускор}}$). Поэтому, рассматривая различные методы получения радиоактивных пучков, необходимо учесть все факторы, влияющие на максимальную интенсивность вторичных пучков.

Схематическое представление одного из методов получения пучков радиоактивных ядер представлено на рис.1. Первичный пучок тяжёлых ионов, полученный в ускорителе, бомбардирует производящую мишень. Продукты реакции,

вылетающие из мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего дипольного магнита, попадают в фокальную плоскость этого магнита, где потом с помощью щели выделяются определённые ядра в соответствии с их магнитной жёсткостью:

$$B\rho = k(A/q)[V(1+V/2m)]^{1/2}, \quad (2)$$

где B - магнитное поле спектрометра, ρ - радиус кривизны траектории в дипольном магните, q - ионный заряд продукта реакции, m - единица атомной массы (931,5 МэВ), $k = (2m/c)^{1/2} = 0,1438$, V - скорость продукта. Вторая часть спектрометра компенсирует дисперсию в первой его части и фокусирует пучок в фокальной плоскости спектрометра. Из выражения (2) ясно, что ядра, имеющие одну и ту же скорость (V), разделяются в соответствии с их соотношением A/q . В связи с тем, что разные продукты реакции могут иметь одинаковые соотношения A/q для их дополнительного разделения используется селекция по разности потерь энергии в специальном поглотителе в сочетании со вторым диполем, а также электростатическая селекция с использованием специального электрического конденсатора. В результате этого на выходе спектрометра получают пучок ядер, полностью очищенный от первичного пучка (коэффициент очистки составляет $\sim 10^{10}$) и с энергией, близкой к энергии бомбардирующего пучка (в случае реакции фрагментации бомбардирующего иона). Интенсивность пучков некоторых радиоактивных ядер в этом способе их получения может достигать 10^7 - 10^8 с⁻¹.

Другой метод, основанный на использовании магнитного изотопного сепаратора, как уже отмечалось вначале, позволяет получать более интенсивные пучки радиоактивных ядер из-за использования максимально возможных толщин мишеней. Таким образом, этот метод, в принципе, превосходит метод фрагментации тяжёлых ионов по интенсивности радиоактивного пучка, а также из-за возможности получить пучок с высоким энергетическим разрешением. Особые требования в этом методе получения радиоактивных пучков предъявляются к мишеням и ионным источникам. Толщина мишени (d) может быть достаточно большой, и она должна принимать высокую интенсивность начального пучка. В то же время толщина мишени должна быть такой, чтобы обеспечить довольно быструю диффузию из неё определённых элементов.

Интенсивность пучков радиоактивных ядер может достигать 10^9 - 10^{11} с⁻¹. Такие пучки физики начали использовать для проведения экспериментальных исследований.

Использование пучков радиоактивных ядер для ядерно-физических исследований

Пучки ускоренных радиоактивных ядер дают возможность получать и изучать ядра с максимально возможным числом нейтронов (нейтроноизбыточные) или протонов (протоноизбыточные). Это позволяет существенно продвинуться в традиционных направлениях ядерной физики: синтез новых ядер и изучение их свойств, которые, как показали уже первые эксперименты с радиоактивными пучками, могут существенно отличаться от известных и предсказанных ранее. Принципиально новая информация может быть получена о механизме ядерных реакций с такими пучками, на который значительное влияние будет оказывать структура взаимодействующих ядер. Радиоактивные пучки эффективно используются для исследований в области астрофизики и прикладных исследований. Не останавливаясь на всех проблемах, выделим лишь те из них, для решения которых использование радиоактивных пучков играет принципиальную роль.

Исследование масс ядер

На рис. 2 схематически представлена карта ядер и обозначены области, представляющие особый интерес с точки зрения исследования экзотических состояний ядер. Эти состояния ядер - новые области деформаций, новые типы радиоактивности, нейтронные и протонные гало в ядрах и др. - с большой вероятностью можно реализовать в экспериментах с радиоактивными пучками, которые позволяют получать ядра в широком диапазоне соотношения нейтронов и протонов (N/Z), энергий возбуждения, угловых моментов, деформаций.

Экспериментальное определение энергий связи и масс ядер является одной из фундаментальных проблем ядерной физики. Эта задача непосредственно связана с проблемой получения пучков радиоактивных ядер. Используя один из описанных

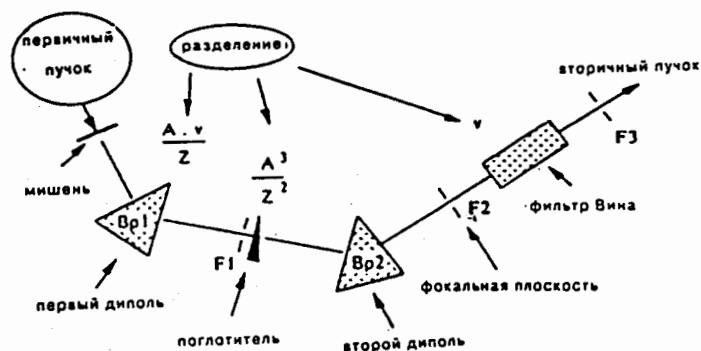


Рис. 1. Схематическое изображение фрагмент-сепаратора с тремя методами разделения (магнитным, методом потерь и электростатическим)

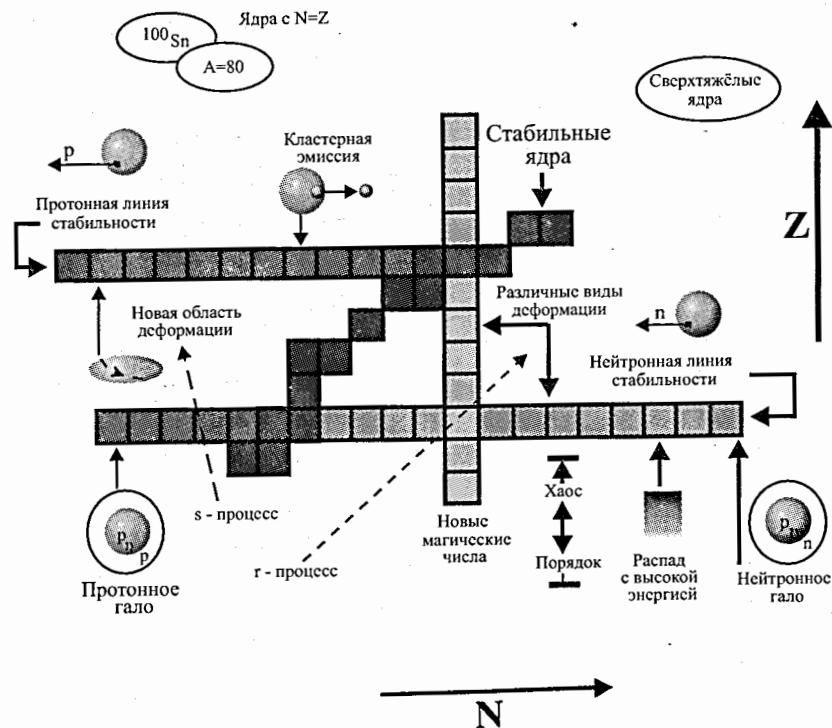


Рис. 2. Схематическое изображение нейтрон-протонной диаграммы нуклидов в областях, представляющих интерес для исследований с помощью радиоактивных пучков

выше методов, можно получать пучки радиоактивных ядер, сильно удаленных от области стабильности, и исследовать их свойства. Причем, как было показано в предыдущем разделе, метод фрагментации позволяет получать и исследовать ядра на самой границе ядерной стабильности.

После появления пучков радиоактивных ядер стало возможным точное измерение их массы ($dM/M \approx 10^{-6}$). Для этого обычно используют времяпролётные системы с достаточно длинной пролётной базой ($L \approx 2 - 3$ км). В этом случае разрешение по массам определяется соотношением

$$dM/M = 2[dT/T + dL/L] + dE/E. \quad (3)$$

Большой цикл измерений масс лёгких ядер был предпринят на ускорительном комплексе GANIL (Франция) с использованием специального магнитного спектрометра с пролётной базой 82 м и пучка ускоренных ионов ^{48}Ca . В этих экспериментах были получены пучки радиоактивных ядер от ^{27}F до ^{46}Cl и определены их массы.

Полученные для этих значений масс ядер энергии связи двух нейтронов (S_{2n}) в ядре представлены на рис. 3. Видно, что с увеличением числа нейтронов после оболочки с числом нейтронов $N=20$ наблюдается также значительное увеличение стабильности ядер в районе изотопов F, Ne, Na и Mg вблизи оболочечного числа нейтронов $N=28$. Как оказалось, оболочка с $N=28$ играет стабилизирующую роль для ядер изотопов Si, P, S или Cl. Такое поведение энергии связи нейтронов ещё предстоит объяснить в рамках различных массовых формул. На том же ускорителе начаты эксперименты по измерению масс радиоактивных ядер с использованием второго циклотрона. Экзотические ядра, образующиеся в результате взаимодействия пучка ускоренных в первом циклотроне ионов с мишенью, ускоряются во втором циклотроне. Для циклотрона условия ускорения зависят от магнитного поля B , частоты ускорения ν , массы ускоряемой частицы M и её ионного заряда q и определяются соотношением $B/\nu = q/M$. При этих условиях, регистрируя на выходе из циклотрона ядро, можно определять его массу с точностью до $10^{-6} - 10^{-7}$.

Подобный способ может быть использован для определения масс трансфермиевых ядер ($Z \geq 100$).

Распады ядер

Получение достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер, удалённых от границ стабильности, открывает новые возможности наблюдения экзотических распадов. Для этих ядер разница между массами соседних изобар (энергия β -распада) может достигать 20-30 МэВ, и после β -распада могут заселяться уровни с высокой энергией возбуждения, что приводит к появлению широкой энергетической области для разных типов распада: двухнейтронного и трёхнейтронного распада, эмиссии тритонов, α -частиц и более тяжёлых частиц-кластеров. Интересными с этой точки зрения являются изотопы ${}^{11}\text{Li}$ и ${}^8\text{He}$, обладающие высоким значением энергии β -распада. Для изотопа ${}^{11}\text{Li}$ значение $Q_\beta = 20,7$ МэВ, что делает энергетически разрешёнными все перечисленные типы распадов. Так, испускание β -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15,72 МэВ для развала ${}^{11}\text{Li}$ на ${}^8\text{Li} + t$. Этот новый тип распада был недавно экспериментально обнаружен.

Экспериментально наблюдался также запаздывающий вылет ядер тритона после β -распада ядра ${}^8\text{He}$ [7]. Энергия β -распада для этого ядра $Q_\beta = 10,653$ МэВ и пороги для развала ${}^8\text{Li}$ на $\alpha + t + n$ и ${}^8\text{He}$ равны 4,50 и 5,39 МэВ соответственно. Были идентифицированы обе ветви распада, идущие после β -распада ядра ${}^8\text{He}$.

Один из наиболее важных вопросов связан с возможностью испускания коррелированной пары двух нейтронов (динейтрона). В изученных β -задержанных распадах такой процесс пока не наблюдался. Для решения проблемы механизма двухнейтронного и мультинейтронного распада необходимо экспериментальное исследование ядер, испытывающих запаздывающий нейтронный распад. Исследование распада некоторых нейтроноизбыточных ядер, (например, ${}^{17}\text{B}$) показало, что с относительно большой вероятностью происходит эмиссия двух, трёх и четырёх нейтронов. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания целых нейтронных систем, состоящих, например, из четырёх нейтронов (тетранейтрон). Такие эксперименты в настоящее время проводятся на пучках радиоактивных ядер.

Ядерные реакции с пучками радиоактивных ядер

Упругое рассеяние пучков радиоактивных ядер

Эксперименты по упругому рассеянию ядер дают информацию о форме и величине ядерного потенциала, а также о параметрах самих ядер (их форме, среднеквадратичных радиусах распределений нуклонов, зарядов и т.п.). Как правило, используют различные подходы к анализу угловых распределений упругорассеянных ядер - полуклассический подход, феноменологическую или полумикроскопическую оптическую модель. В соответствии с квазиклассическим рассмотрением упругого рассеяния частица движется по классической траектории и может испытывать неупругое взаимодействие, выводящее её из упругого канала. В этом случае, исследуя зависимости экспериментальных данных по упругому рассеянию от расстояния наибольшего сближения $D = (a/2)(1 + \text{cosec}\theta/2)$, где $a = Z_p Z_t e^2 / E$ (Z_p и Z_t - заряды ядра снаряда и ядра-мишени, E - энергия бомбардирующего ядра, θ - угол рассеяния), можно определить как радиус взаимодействия частиц, так и радиус сильного поглощения, т.е. расстояние между центрами соударяющихся ядер, на котором интенсивность потока в упругом канале убывает вдвое. Недавно экспериментально были получены пучки радиоактивных ядер ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^{11}\text{Li}$ и исследовано их упругое рассеяние. В этих экспериментах было обнаружено сильное различие в угловых распределениях между ядрами ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$, а также ядрами ${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{Li}$. Анализ этого различия показал, что оно может быть объяснено влиянием нейтронного гало в ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ (см. статью [7]). Таким образом, в опытах по упругому рассеянию радиоактивных ядер было подтверждено экспериментально существование нейтронного гало в некоторых ядрах. Эксперименты по упругому рассеянию пучка ядер ${}^8\text{B}$ показали существование в этом ядре широкого распределения протонов, радиус которого оказался больше нейтронного (протонное гало).

Реакции полного слияния с образованием трансурановых элементов

Синтез трансфермиевых элементов, в том числе и сверхтяжёлых элементов в области $Z=114$ и $N=182$, является одной из интереснейших задач ядерной физики. Одним из принципиальных вопросов является метод получения сверхтяжёлых ядер.

Эта проблема связана с необходимостью получения ядер с максимальным числом нейтронов, близким к $N=184$, а также составного ядра с минимальной энергией возбуждения, чтобы образовавшееся ядро могло путём испарения нейтронов или заряженных частиц перейти в основное состояние, минуя стадию деления. Первое условие может быть выполнено только при использовании радиоактивных пучков. Действительно, одной из наиболее оптимальных реакций для синтеза сверхтяжёлых ядер, вызываемых стабильными ядрами, является реакция $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$; однако она приводит к образованию нового ядра с числом нейтронов, гораздо меньшим 184. Поэтому пучки более тяжёлых радиоактивных ядер, как ^{52}Ca , ^{54}Ti , ^{64}Fe , могут дать возможность синтезировать ядра вблизи оболочки с $N=184$. Кроме того, как показано в ряде работ, реакции слияния с экзотическими ядрами, имеющими большой радиус распределения нейтронов, протекают с большим сечением. Таким образом, используя пучки радиоактивных ядер ^{8-11}Li , $^{10,11}\text{Be}$, $^{14-16}\text{C}$, $^{16-18}\text{N}$, $^{19-22}\text{O}$, $^{20-23}\text{F}$, $^{23-25}\text{Ne}$ и $^{24-31}\text{Na}$ с нейтронообогащенными актинидными мишенями ^{244}Pu , ^{248}Cm , ^{249}Bk , $^{251,252}\text{Cf}$ и ^{254}Es , можно получить большое число новых нейтронообогащённых ядер актинидных и трансфермиевых нуклидов ($Z > 100$) и изучать свойства их распада.

На рис. 4 представлена диаграмма N-Z для тяжёлых составных ядер с минимальной энергией возбуждения для различных реакций. Из рисунка видно, что, используя реакции слияния ядер свинца с радиоактивными ядрами ^{82}Ni , ^{64}Cr , ^{56}Ti и др., можно получать составные ядра с $Z=110, 106, 104$ соответственно с минимальной энергией возбуждения - 25 МэВ.

Радиоактивные пучки и ядерная астрофизика

Одна из основных задач современной астрофизики - моделирование процессов выделения энергии при образовании и взрыве звёзд, а также образование различных элементов (нуклеосинтез) во Вселенной. Обе эти проблемы непосредственно связаны с исследованиями методами ядерной физики, в первом случае - эффективных сечений реакций взаимодействия различных ядер, в том числе радиоактивных, во втором - масс и времен жизни ядер по отношению к β -распаду.

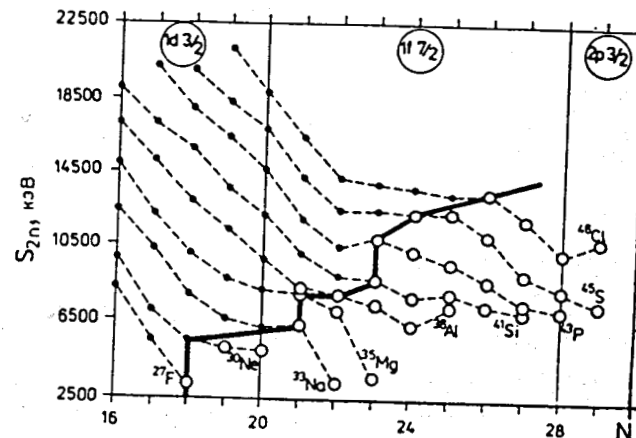


Рис.3. Энергия связи двух нейтронов в зависимости от числа нейтронов в ядре. Толстая линия проведена через последние изотопы с известными массами до экспериментов, описанных в работе [8]. Светлые точки - новые результаты

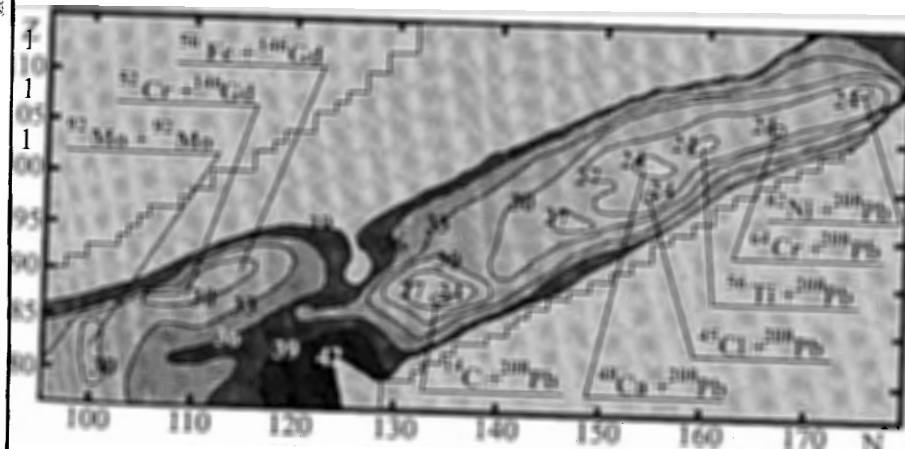


Рис.4. Протон-нейтронная диаграмма для тяжёлых ядер со значением минимальной энергии возбуждения для разных реакций образования элементов вблизи области стабильности сверхтяжёлых ядер

Основную роль в астрофизических процессах играют термоядерные реакции, идущие с захватом протонов, α -частиц или нейтронов различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания таких реакций является сложной экспериментальной задачей. Вероятности таких процессов (сечения) также сильно зависят от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды её температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн ($1 \text{ пикобарн} = 10^{-36} \text{ см}^2$, $1 \text{ нанобарн} = 10^{-33} \text{ см}^2$, $1 \text{ миллибарн} = 10^{-27} \text{ см}^2$). При взрыве звёзд температура очень высока ($10^8 - 10^9 \text{ К}$) и эффективное сечение составляет миллибарны. Для моделирования этих процессов необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. В этом случае можно использовать прямой метод исследования характеристик реакций с радиоактивными пучками, используя мишень из водорода и гелия. Можно привести несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается возможность существования неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. В этих условиях содержание элементов с $A \sim 7$ может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном взрывном процессе принципиальными являются реакции типа ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$; ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$. При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых, интерес представляет измерение скорости протекания таких реакций, как ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}(\alpha, \gamma){}^{11}\text{C}$, ${}^8\text{B}(p, \gamma){}^9\text{C}$, ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$.

Классический CNO-цикл в звёздах протекает тогда, когда реакция ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$ более вероятна, чем β -распад ядра ${}^{13}\text{N}$. Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как ${}^{19}\text{Ne}(p, \gamma){}^{20}\text{Na}$, ${}^{14}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{17}\text{F}$, ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$.

Экспериментальное определение скорости ${}^{26}\text{Al}(p, \gamma){}^{27}\text{Si}$ -реакции с пучком радиоактивных изомерных ядер станет важнейшим экспериментом в области астрофизики.

Другой непрямой способ определения скорости реакции, а также относительного содержания элементов во Вселенной состоит в получении

спектроскопических данных о свойствах ядер, удалённых от линии стабильности. Эти данные используются для описания процессов медленного захвата нейтронов (s -процесс) и быстрого захвата нейтронов (r -процесс). Цепочки s -процесса проходят вблизи линии стабильности, r -процесса - почти у границ стабильности нейтроноизбыточных ядер.

Так, в одном из последних экспериментов, проведённом в рамках коллаборации Дубна (ОИЯИ) - GANIL (Франция) - Университет в Майнце (Германия), измерялись характеристики распада нейтроноизбыточных ядер S, Cl и Ag [8]. На основании полученных данных была построена схема быстрого нейтронного захвата в области ядер S, Cl и Ag. В соответствии с этой схемой было определено максимальное время облучения нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны. Использование радиоактивных пучков позволяет детально исследовать свойства нейтроноизбыточных и нейтронодефицитных ядер и тем самым получать важную информацию о процессах, происходящих во Вселенной.

Прикладные исследования с пучками радиоактивных ядер

В последнее время пучки тяжёлых ионов широко используются для исследований в области физики твёрдого тела. Их особенности - высокая удельная ионизация, сильная зависимость пробега иона от заряда и массы поглощающей среды, резко выраженная кривая брэгговского поглощения (резкое увеличение удельной ионизации в конце пробега частицы) - делают их уникальным инструментом для исследований на атомном уровне. Изучение поверхностей, структуры твёрдых тел (кластеризация), полупроводниковых материалов, органических и биологических объектов - все эти задачи могут решаться на пучках радиоактивных ядер. Поскольку в настоящее время предложения по использованию этих пучков лишь обсуждаются, можно привести несколько примеров их возможного применения.

Эффект каналирования в кристаллических материалах можно использовать для изучения их структуры и состава. Имплантируя радиоактивные ядра в исследуемый материал и изучая его излучение (e^+ , e^- , α) в разных направлениях,

можно с высокой точностью определить расположение кристаллографических осей, а также наличие и расположение различных примесей. Большой интерес представляет миграция примесей в зависимости от температуры. Имплантируя радиоактивные ядра при низких температурах, а затем прогревая образец и измеряя выходы излучения под разными углами, можно получить информацию об изменении структуры материала и содержащихся примесей в зависимости от температуры.

Перспективно и использование радиоактивных пучков для изучения различных органических сред и биологических объектов. Если сравнить зависимость относительной дозы облучения биологического объекта по глубине разными источниками излучения (γ -квантами, нейтронами, протонами и тяжёлыми ионами), то видно, что только тяжёлые ионы дают узкое распределение со слабой дозой облучения до и после максимума ионизационных потерь. Из этого можно сделать заключение о высокой эффективности применения тяжёлых ионов, например для радиотерапии. Такие свойства радиоактивных пучков можно использовать не только для их непосредственного локального воздействия на определённые биологические объекты, но и, вводя радиоактивное ядро в строго фиксированное место, можно воздействовать на него радиоизлучением радиоактивного нуклида. Это чрезвычайно важное направление использования радиоактивных пучков может иметь большое будущее в генетике, радиобиологии, радиотерапии.

Литература

1. Флёров Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Лазарев Ю.А. В кн.: "Будущее науки". с.46, "Знание", Москва, 1980.
2. Карнаухов В.А., Тер-Акопьян Г.М. Ядерная физика, т.1, с.61, 1961.
3. Поликанов С.М. и др. Журнал экспериментальной и теоретической физики, т.42, с.1464, 1962.
4. Оганесян Ю.Ц. Nucl.Phys., A583, p.823, 1995.
5. "40 лет ОИЯИ". Сборник статей. Под редакцией В.Г.Кадышевского, Дубна, ОИЯИ, 1996.
6. Пенионжкевич Ю.Э. Соросовский образовательный журнал, № 1, с.92, 1995.

7. Пенионжкевич Ю.Э. Физика элементарных частиц и атомного ядра, т.25, вып.4, с.930, 1994.
8. Опп Н.А., Пенионжкевич Ю.Э. и др. Препринт ОИЯИ, Е7-91-149, Дубна, 1991.

ЯДЕРНАЯ ХИМИЯ

Аннотация

Статья посвящена одному из интересных направлений физики ядра – ядерной химии, которая включает в себя исследования, связанные с трансформацией одного ядра в другое с помощью ядерных реакций с тяжёлыми ионами. Дается некоторое представление об ускорителях тяжёлых ионов, а также классификация реакций с тяжёлыми ионами. Рассказывается о методах синтеза новых нуклидов у границ ядерной стабильности.

С появлением пучков ускоренных ядер в конце 50-х начале 60-х годов возникло новое направление ядерной физики и химии - ядерная химия. Если ядерная физика изучает различные состояния ядерной материи, то ядерная химия исследует структуру ядер, ядерные реакции, переход одних изотопов в другие в результате различных видов радиоактивного распада, синтез новых ядер, так же как в химических исследованиях получают информацию о структуре молекул и атомов, изучают реакции между молекулами и методы их синтеза.

Физики объясняют закон взаимодействия между ядерными частицами в рамках описания единой ядерной материи, стремясь к наиболее возможному универсализму. Ядерные химики ограничиваются возможностью проверки трансформации одного ядра в другое путем перестройки нуклонов, из которых эти ядра состоят. Они пытаются получить глобальные описания ядерной материи, которая позволяет предсказывать различные свойства ядер без использования различных соотношений фундаментальных взаимодействий между нуклонами. Например, ядерная физика изучает характеристики элементарного нейтрона, его свойства; химия использует нейтрон как некоторую активную частицу в процессе трансмутации ядра. Физика интересуется силами, приводящими к деформации ядра, ядерная химия же изучает эту деформацию, когда она приводит, например, к делению ядра на два осколка. Физики исследуют ядерную реакцию с целью получения информации о состоянии нуклонов в ядрах и сравнивают её с предсказаниями различных моделей ядра. Ядерные химики интересуются лишь вероятностью (полным сечением) реакции и вкладом в него различных каналов. Цели и методы исследований в ядерной химии сильно отличаются от методов

радиохимии. Радиохимия занимается использованием радиоактивных изотопов или ядерных излучений для изучения фундаментальных химических свойств элементов, влияния измененных свойств ядра на расположение электронов атомов.

Основной фундаментальной задачей ядерной химии является изучение структуры стабильных и нестабильных ядер, а также ядерных реакций. Эта фундаментальная задача непосредственно связана с прикладными исследованиями, среди которых в первую очередь необходимо назвать использование атомной энергии в реакции деления тяжелых ядер, использование свойств распада ядер для активационного анализа элементов, определение возраста различных объектов и многие другие.

Таким образом, к ядерной химии можно отнести процессы, связанные с изменением нуклонного состава двух взаимодействующих ядер, приводящих к образованию новых элементов и нуклидов. В настоящей работе будут рассмотрены некоторые вопросы, касающиеся этой интересной области науки.

Современные ускорители тяжелых ионов

Для того, чтобы произошла ядерная реакция между двумя ядрами, их необходимо столкнуть с определенной энергией, которая определяется энергией кулоновского расталкивания двух положительно заряженных ядер. Эта энергия определяется выражением $V_{кул} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2 + \rho}$, где Z_1 и Z_2 - заряды двух ядер, R_1 и R_2 - их радиусы и ρ - расстояние между их поверхностями. При контакте иона с ядрами ($\rho=0$) кулоновская энергия отталкивания составляет, например для реакции $Ag+Ag$, величину 100 МэВ, а для взаимодействия двух ядер урана - 700 МэВ. Соответствующую энергию ядра получают после их ускорения на ускорителях тяжелых ионов. Тяжёлыми ионами называют положительно заряженные ионизованные атомы элементов тяжелее гелия. Ионизация атомов осуществляется в специальных ионных источниках, в которые подаются пары веществ (как правило, газы) тех элементов, которые хотят ускорить. При высокой температуре (несколько

тысяч градусов) в источнике вещество превращается в плазму, атомы ионизируются, до нужного заряда, а затем впрыскиваются в ускорительную систему.

Ускорители тяжелых ионов бывают нескольких типов. Первые попытки ускорения тяжелых ионов были предприняты Л.Алаварецом (США) в 1940 году на циклотроне с диаметром магнитных полюсов 37 дюймов (93 см). Ему удалось получить пучок ионов углерода с интенсивностью всего лишь 10^4 частиц в секунду. Быстрый прогресс в ускорении тяжелых ионов начался в послевоенные годы. Уже в начале 50-х годов были получены интенсивные пучки тяжелых ионов (до 10^{11} частиц в секунду) с энергиями до 10 МэВ на нуклон на циклотронах в Беркли и Ок-Ридже (США), в Бирмингеме (Англия) и Стокгольме (Швеция). В нашей стране исследования с тяжелыми ионами были начаты по инициативе И.В.Курчатова в Институте атомной энергии (Москва) группой физиков под руководством Г.Н.Флерова. На 1,5-метровом циклотроне в 50-е годы были ускорены ионы углерода, азота и кислорода и успешно проведены эксперименты по исследованию ядерных реакций с тяжелыми ионами и синтезу трансурановых элементов.

Впоследствии эти исследования были продолжены в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне в Лаборатории ядерных реакций, руководимой академиком Г.Н.Флеровым, где в 1960 году был создан самый мощный в мире 300-сантиметровый циклотрон тяжелых ионов. В настоящее время в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова функционируют два уникальных ускорителя тяжелых ионов У-400 и У-400М, последний из которых запущен в 1993 году и по своим параметрам является одним из лучших ускорителей тяжелых ионов.

Параметры пучков ионов (энергия и интенсивность) в значительной мере определяются их начальным зарядом. Отсюда следуют требования к ионным источникам ускорителей - они должны обеспечивать высокую интенсивность ионов с максимальным зарядом. Большой успех в создании источников многозарядных ионов был достигнут в Институте атомной энергии группой специалистов под руководством академика Л.А.Арцимовича. Разработанный ими мощный дуговой источник с подогревным катодом позволил получить ионы, почти полностью лишённые электронов, вплоть до неона с интенсивностями до сотен микроампер. Этот тип источников (PIG) получил дальнейшее развитие, и сейчас с его помощью на

ускорителях получают интенсивные пучки многозарядных ионов вплоть до ксенона. Однако в последние годы появился новый тип ионных источников, основанных на использовании электронного циклотронного резонанса (ECR), которые позволяют получить пучки сильноионизованных атомов вплоть до урана.

Основные направления, по которым шло развитие ускорительной техники тяжелых ионов, были связаны с созданием тандем-генераторов, линейных ускорителей, синхротронов и циклических ускорителей - циклотронов. Каждый из этих типов ускорителей имеет свои преимущества и недостатки и, следовательно, свою область применения. Действие тандем-генераторов основано на прохождении ионами двух ускоряющих промежутков, к которым приложено высокое постоянное напряжение (до 30 МВ) и на изменении знака заряда иона между промежутками. Основным преимуществом тандем-генераторов является высокое энергетическое разрешение пучка ионов ($\Delta E/E \sim 10^{-4}$), а также постоянство потока частиц во времени, отличающее этот ускоритель от машин более высоких энергий. Тандем-генераторы используют для прецизионных измерений, где можно ограничиться интервалом энергий в несколько десятков МэВ (энергия такого порядка характерна для ядерного вещества, и поэтому нет необходимости использовать частицы с высокой энергией), а расстояние между энергетическими уровнями ядер составляет несколько кэВ (поэтому и нужен пучок с высоким разрешением). Однако интенсивность пучка ионов в тандем-генераторах не велика (не превышает 10^{11} частиц в секунду), а энергия выше кулоновского барьера достигается лишь для сравнительно легких ионов.

В линейных ускорителях ионы приобретают энергию при последовательном прохождении большого числа ускоряющих промежутков, к которым приложено переменное электрическое поле. Изменение его синхронизовано с движением ионов так, что в каждом промежутке ион попадает в ускоряющее поле (резонанс). В линейных ускорителях используют перезарядную систему ионов, которые после ускорения до определенной энергии проходят через обдирающую фольгу и увеличивают свой заряд. В результате этого происходит более эффективное ускорение ионов с большим зарядом. Линейные ускорители позволяют получать достаточно интенсивные пучки ионов практически всех элементов таблицы Менделеева с энергией до 10-20 МэВ на нуклон. Высокие энергии заряженных

частиц достигаются путем многократного прохождения ею ускоряющих секций, на которые с определенной частотой подается высокое напряжение. Между тем увеличение напряжения на каждой ускоряющей секции ограничено электрическими пробоями, а увеличение линейных размеров приводит к значительному усложнению и удорожанию линейного ускорителя.

Эти проблемы решаются в циклотронах. Упрощенная схема циклотрона представлена на рис. 1а. После инжекции заряженного тяжелого иона из источника в центр вакуумной камеры циклотрона магнитное поле с индукцией B заставляет ионы с зарядом q и массой m двигаться по круговой траектории. Ускоряются они при каждом прохождении через зазор между двумя (или четырьмя) секторами (дуантами), на которые подается переменное напряжение. Частота переменного напряжения на дуантах подбирается так, чтобы за время пролета полуокружности полярность напряжения изменилась на противоположную. В промежутках между ускорением частицы описывают полуокружность радиусом $R = mv/qB$ с угловой скоростью $\omega = v/R = qB/m$, и поэтому в нерелятивистском приближении (когда m считается постоянным) ускорение будет обеспечено на каждом промежутке, если частота генератора будет равна $\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}$. Энергия же, приобретаемая частицей при достижении радиуса R , будет определяться выражением $E = \frac{p^2}{2m} = \frac{q^2 B^2 R^2}{2m}$, где p - импульс частицы, q - заряд иона, выраженный в элементарных зарядах, совпадающий с числом сорванных с атома электронов, m - масса ядра, B - магнитная индукция, R - радиус, с которого ускоренные ионы выводятся из циклотрона. Вывод в циклотронах осуществляется в основном с использованием электростатического поля, создаваемого отклоняющими пластинами (дефлекторами) и отклоняющего ускоряемые частицы от спиральной траектории. Циклотроны в настоящее время являются оптимальными (по размерам и стоимости) ускорителями тяжелых ионов, которые используются во многих научных центрах мира - Дубна (ОИЯИ), Кан (Франция, ГАНИЛ), Мичиган (США, Университет), Токио (Япония, РИКЕН), Яваскило (Финляндия, Университет) и др. Однако в случае, когда энергия ускоряемых тяжелых ионов достигает уровня, при котором релятивистскими эффектами пренебречь нельзя, то принцип циклотронного ускорения становится непригодным. В этом

случае масса (m) растет с увеличением скорости частицы (в соответствии с формулой $m = m_0 \sqrt{1 - \beta^2}$, где $\beta = v/c$ - соотношение скорости частицы к скорости света), и если мы хотим, чтобы движение частиц оставалось в фазе с колебаниями электрического поля, то должны в процессе ускорения менять либо ν , либо B . Первый вариант лежит в основе фазотрона (синхроциклотрона), второй - в основе синхротрона. В этих двух типах машин ускорение тяжелых ионов происходит в соответствии с определенной программой: частицы движутся "сгустками", разделенными в пространстве в зависимости от длительности ускорения.

Фазотрон можно рассматривать как циклотрон с моделируемой в процессе ускорения частотой. Его основной недостаток в соревновании за высокие энергии - необходимость в больших полюсных наконечниках магнита. Так, диаметр фазотрона в Дубне равен 600 см, и тем не менее энергия протонов составляет всего 600 МэВ. При более высоких энергиях размеры становятся неприемлемыми. Выход из этого трудного положения - синхротрон, который хотя и имеет более внушительные размеры, но не требует мощных магнитов.

В синхротроне в процессе ускорения меняется магнитное поле. Тяжелые ионы предварительно слегка разогнанные с помощью небольшого ускорителя (инжектора), инжектируются внутрь синхротрона, магнитное поле которого действует лишь в кольце с фиксированным радиусом R (см. рис. 1б). В начале цикла ускорения повышают напряженность магнитного поля, увеличивая частоту электрических колебаний для того, чтобы частицы постоянно находились в фазе. Затем меняется частота колебаний $\nu = \omega/2\pi$ так, чтобы в кольце радиусом R при движении частиц со скоростью v выполнялось соотношение $v = \omega R$. После того, как энергия заряженной частицы достигнет нескольких ГэВ (~3 ГэВ) они становятся существенно релятивистскими и их скорость почти равна скорости света. После этого частота колебаний фиксируется, так как теперь $\omega \approx c/R$. До последнего времени синхротроны использовались лишь для ускорения протонов и электронов (протонные синхрофазотроны в Дубне - 10 ГэВ, Брукхейвен (США) - 33 ГэВ, Серпухов (Россия) - 76 ГэВ, Батавия (США) - 500 ГэВ, ЦЕРН (Швейцария) - 400 ГэВ, электронные синхротроны - ДЕЗИ (ФРГ) - 30 ГэВ, Ереван (Армения) - 6,1 ГэВ, Корнелл (США) - 12,2 ГэВ, СЕБАФ (США) - 5 ГэВ. Однако в конце 80-х годов появляются первые

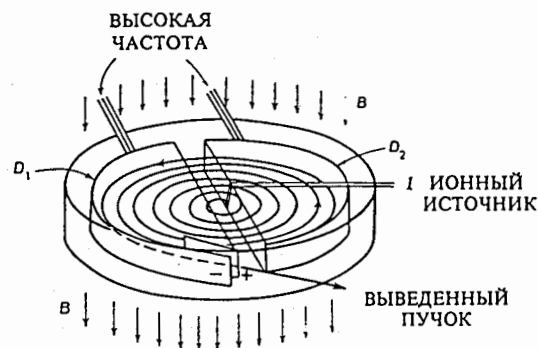


Рис. 1а. Общий вид ускорительной камеры циклотрона с двумя ускоряющими секторами (дуантами) (D_1 , D_2) и электростатическим дефлектором

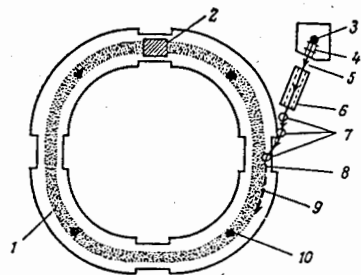


Рис.1б. Схема синхротрона:

- 1- вакуумная камера; 2 - ускоряющий электрод; 3 - источник ионов; 4,5 - предускоритель; 6-линейный ускоритель;
- 7 - ахроматический магнитный дефлектор; 8 - электростатический дефлектор; 9 - инжектированный пучок ионов;
- 10 - круговая траектория, на которой ионы удерживаются магнитным полем

синхротроны тяжелых ионов в ЦЕРН (Швейцария) и ГСИ (Дармштадт, ФРГ), позволившие ускорять тяжелые ионы до энергий несколько ГэВ на нуклон и тем самым существенно расширить возможности синтеза новых нуклидов, составляющих основу ядерной химии.

Особенности реакций с тяжелыми ионами

Характер взаимодействия между сложными ядрами определяется теми же силами - ядерными и электромагнитными, которые действуют в области ядерных реакций с легкими частицами. Однако большой электрический заряд и масса тяжелого иона приводят к ряду особенностей как в механизме реакции, так и свойствах образующихся ядер.

Основной особенностью взаимодействия тяжелых ионов с ядрами является возможность использования для его описания представления классической механики. Длина волны частицы с массой m и скоростью v определяется выражением $\lambda = \frac{h}{mv}$. Для ионов с массовым числом A и энергией E (в МэВ/нуклон) это

выражение имеет вид $\lambda(\text{Фм}) = \frac{4,55}{A\sqrt{E}}$. Из этого выражения можно видеть, что длина

волны иона ^{86}Kr с $E=15$ МэВ/нуклон составляет 0,014 фм (1 фм = 10^{-13} см). Эта величина во много раз меньше радиуса ионов криптона (5,3 фм), а также радиуса ядер, с которыми эти ионы взаимодействуют (например, для ^{238}U $R=7,4$ фм). Эти значения λ значительно меньше и толщины поверхностного слоя ядра (1,5 - 2,0 фм), и радиуса большой и малой полуосей у деформированных ядер (1,0 - 1,5 фм), и амплитуды колебаний ядерной поверхности (1 - 2 фм). Малые значения длины волны иона по сравнению с указанными ядерными параметрами позволяют пользоваться представлениями классической механики при описании столкновения тяжелого иона с ядром. Так, например, можно рассматривать движение иона по классической траектории под действием электромагнитных и ядерных сил. Критерием классических представлений о движении иона в поле ядра обычно служит безразмерный параметр η , представляющий отношение максимального расстояния между ионом и ядром при их столкновении к длине волны иона:

$$\eta = \frac{a}{\lambda} = \frac{Z_1 Z_2 \ell^2}{\hbar v}$$

где ℓ - угловой момент, определяемый соотношением параметра столкновением b к длине волны иона $\ell = \frac{b}{\lambda}$. Классические представления применимы при $\eta \gg 1$. Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами является наиболее сложным ядерным процессом, который может приводить к полной перестройке двух взаимодействующих ядер. При этом открываются самые различные каналы ядерных реакций, которые могут приводить к образованию качественно новых ядер. Реакции с тяжелыми ионами являются наиболее эффективным способом получения ядер, удаленных от линии стабильности (с большим избытком протонов или нейтронов):

Границы ядерной стабильности

В настоящее время известно около 2000 изотопов, многие из которых производятся в больших количествах в промышленном масштабе. Однако задача синтеза новых радиоактивных изотопов далеко не исчерпана, так, согласно существующим оценкам число ядерно-стабильных изотопов достигает 5000. Эта цифра может быть недостаточно точной, так как границы нуклонной стабильности ядер, т.е. их устойчивость по отношению к радиоактивному распаду, пока экспериментально не определена.

Достигнуть границы стабильности в области средних и тяжелых ядер не просто. Например, чтобы дойти до урана-302, лежащего на границе ядерной стабильности, надо открыть примерно 60 новых изотопов урана. В настоящее время ближе всего к границам стабильности подошли экспериментаторы в области легких ядер. Здесь большой прогресс в синтезе новых ядер был связан с использованием реакций с пучками тяжелых ионов. Так, в реакциях фрагментации на ускорительном комплексе ГАНИЛ во Франции в совместных экспериментах Дубна-ГАНИЛ удалось подойти вплотную к границе ядерной стабильности в области нейтроноизбыточных легких ядер и получить последние ядерно-стабильные изотопы: бор-19, углерод-22, азот-23, фтор-31, кислород-24 и т.д.

В области легких ядер существует три основных типа нестабильности ядер: нестабильность к испусканию γ -квантов, нестабильность по отношению к бета-распаду и нестабильность, связанная с испусканием из ядра частиц (нейтрон, протон, α -частицы и даже тяжелые кластеры). Если время жизни нестабильного ядра много больше характерного ядерного времени, равного времени прохождения нуклона через ядро (10^{-22} секунды), то во многих случаях эти ядра можно так же рассматривать, как стабильные, и их свойства будут подчиняться тем же законам, каким подчиняются истинно стабильные ядра. Из всех трех названных выше типов распада ядер только распад с испусканием частиц может происходить "мгновенно" даже в масштабах характерного ядерного времени. Поэтому при отсутствии факторов запрета на испускание частиц в случае нестабильных состояний, неустойчивым ко всем трем названным видам распада, преобладает испускание нуклонов. При нуклонной нестабильности ядер возможно также их продолжительное существование, которое может объясняться различными причинами. Можно классифицировать различные состояния ядер, нестабильных к нуклонному распаду, тремя категориями в зависимости от времени:

1. Радиоактивные ядра - ядра, живущие $\tau \leq 10^{-12}$ с.
2. Квазистационарные состояния ядер - ядерные состояния, энергетически неустойчивые к нуклонному распаду и живущие достаточно долго в ядерных масштабах (10^{-12} с $\leq \tau \leq 10^{-22}$ с).
3. При $\tau \leq 10^{-22}$ с ядра не существуют.

У стабильных ядер отношение числа нейтронов к числу протонов меняется от $N/Z=1,0$ в начале периодической системы до $N/Z=1,6$ - в конце. Отклонение от этого отношения понижает устойчивость ядер: в начале они становятся бета-радиоактивными, а потом распадаются с вылетом нуклонов. Появление границы стабильности с увеличением числа протонов связано с ростом вклада кулоновской энергии, в результате чего ядро становится неустойчивым к испусканию протона или спонтанному делению. Увеличение числа нейтронов приводит к возрастанию энергии симметрии, пропорциональной $(N/Z)^2$, из-за чего при больших отношениях N/Z ядра должны стать нестабильными по отношению к испусканию нейтронов. Из расчетов следует, что спонтанный вылет нейтронов из ядер ожидается при

отношении $N/Z=2,0 - 2,2$. Однако все расчеты стабильности ядер с большой точностью предсказывают энергии связи нуклонов в ядрах только вблизи долины стабильности. Любой расчет пределов существования ядер является экстраполяцией известных их свойств на область с сильно отличающимся отношением N/Z . Структура таких ядер может оказаться совершенно другой, и, в принципе, не исключено, что нейтронной границы стабильности не будет вообще, или окажется возможным существование второй области устойчивости ядер с аномально большим N/Z . Возможность существования стабильных чисто нейтронных ядер подтверждается рядом теоретических работ. Выводы этих работ являются чрезвычайно важными не только для нашего понимания свойств ядерной материи, но и для объяснения некоторых явлений макромира, в частности астрофизики (проблема существования нейтронных звезд). Таким образом, очевидно, что вопрос о стабильности и структуре ядерных систем с большим избытком нейтронов очень сложен, и его следует решать экспериментально путем поиска и изучения новых ядер.

С ростом нейтронного избытка энергия связи нейтрона уменьшается, а затем обращается в нуль. Однако, как уже отмечалось, образовавшаяся нестабильная система не обязательно должна распадаться мгновенно, т.е. за характерное ядерное время 10^{-22} с. Различные факторы запрета, замедляющие распад таких систем, могут привести к тому, что за областью стабильных ядер возникает полоса квазистационарных ядер, которая затем переходит в "море" нестабильности, т.е. в область, где никакие, даже самые короткоживущие ядерные системы уже не могут образовываться. Следовательно, достижение границы стабильности подразумевает либо обнаружение квазистационарных ядер, либо экспериментальное доказательство того, что искомые ядерные системы не существуют. Очевидно, что прямые поиски новых стабильных ядер, пусть даже с большим отношением N/Z , не решают проблемы, т.к. ненаблюдение данного стабильного ядра не означает, что оно уже не существует, а может быть результатом неоптимальности эксперимента. Поэтому большое значение при определении нейтронной границы стабильности ядер имеет поиск и изучение свойств именно нестабильных, квазистационарных ядерных систем. Такие эксперименты значительно сложнее, чем эксперименты по

прямому обнаружению устойчивости ядер. К настоящему времени найдено 9 нейтроноизбыточных ядер в квазистационарных состояниях - 2n (динейтрон), водород-4, водород-6, гелий-5, гелий-7, гелий-9, гелий-10, литий-10 и бериллий-13. Четыре ядра - тринейтрон, тетранейтрон, водород-5, водород-7 - пока не были обнаружены ни как стабильные, ни как квазистационарные. Однако трудно утверждать, что граница устойчивости достигнута, т.к. нестабильных ядер обнаружено очень мало.

На рисунке 2 представлена часть нейтронно-протонной диаграммы для самых легких ядер. Как видно, здесь уже синтезированы последние ядра у предсказываемой границы нуклонной стабильности и, как уже отмечалось выше, синтезировано несколько ядер в квазистационарных состояниях. Таким образом, в этой области ядер уже синтезируются нуклиды за границей бета-стабильности. Исследования свойств сильнейтроноизбыточных ядер легчайших элементов за границами бета-стабильности позволили получить ряд интересных закономерностей. Так, исследования свойств тяжелых изотопов гелия (^5He , ^6He , ^7He , ^8He , ^9He , ^{10}He) показали, что четные по числу нейтронов ядра являются стабильными по отношению к нуклонному распаду, нечетные - нестабильными. В отличие от всех известных ядер увеличение нейтронного избытка в изотопах гелия не уменьшает, а увеличивает их стабильность. Так, энергия связи нейтрона в ядре ^8He почти на 1,5 МэВ оказалась выше, чем у ^6He . Такая же ситуация наблюдается при переходе от ядра ^9He к ^7He . Этот эффект, т.н. "гелиевая аномалия", дает первые основания предположить, что в области легчайших ядер может существовать область повышенной стабильности для сильнейтроноизбыточных ядер. Принципиальный вопрос в этой проблеме - поиск ядра ^{10}He . Получение его в квазистационарном состоянии показало, что оно не связано всего лишь на 1,2 МэВ.

Большое число проведенных экспериментальных исследований не обнаружило ни одного нуклонно-стабильного изотопа водорода с массовым числом $A \geq 4$. Между тем, не так давно экспериментально обнаружены квазистационарные состояния в системах, состоящих из одного протона и 3 и 5 нейтронов (^4H и ^6H). Открытие квазистационарного состояния ядра ^6H представляет интерес уже потому, что впервые наблюден ядерная система с таким большим отношением числа

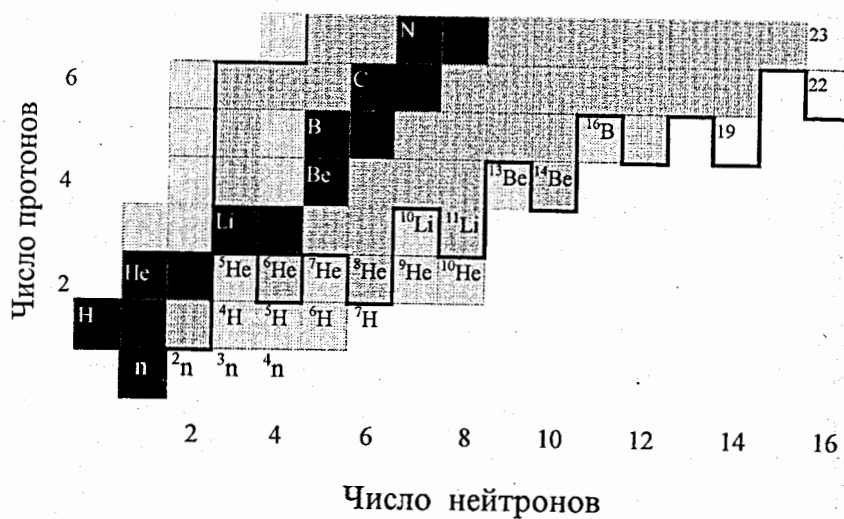


Рис.2. Нейтрон-протонная диаграмма для лёгких элементов. Чёрными квадратами представлены стабильные ядра, тёмными – радиоактивные, светло-серые – ядра в квазистационарном состоянии, белые квадраты – нестабильные ядра

нейтронов и протонов $N/Z=5$. Вторым важным результатом состоит в том, что ядро ^6H оказалось более стабильным, чем ядро ^4H . В этом отношении ядра ^4H - ^6H ведут себя как и "аномальные" ядра ^5He - ^7He и ^6He - ^8He . Для подтверждения этой тенденции повышения стабильности изотопов водорода по мере увеличения числа нейтронов необходимо продвинуться дальше и измерить массу ядер ^7H и ^8H . Стабильность систем, состоящих из одних нейтронов, представляет особый интерес, т.к. на таких системах в "чистых" условиях, не искаженных кулоновскими полями, можно проверить ту или иную теоретическую ядерную модель, исследовать свойства ядерной материи. В настоящее время найдено лишь квазистационарное состояние динейтрона - системы, состоящей из двух нейтронов (^2n). Не обнаружено ни квазистационарного, ни стабильного состояния тринейтрона (^3n). Большое количество экспериментальных работ посвящено поиску тетранейтрона (^4n). В основном почти все работы дали отрицательный результат. Между тем, интерес к стабильности мультинейтронных ядер остается чрезвычайно высоким. Целый ряд теоретических работ продолжает предсказывать стабильность ядер с большим избытком нейтронов (в частности, магического ядра ^8n) и даже существование нейтронных капель. Вопрос о свойствах таких ядер является одним из важнейших вопросов не только ядерной физики, но и астрофизики и требует своего дальнейшего экспериментального и теоретического развития. Экспериментальная задача получения ядер у границ ядерной стабильности успешно решается с использованием реакций с тяжелыми ионами, которые и составляют основу ядерной химии.

Синтез новых нуклидов в реакциях с тяжелыми ионами

Классификация реакций с тяжелыми ионами основана на их прицельном параметре столкновения (расстояние наименьшего сближения) и кинетической энергии. Не останавливаясь на их подробном рассмотрении, отметим лишь те ядерные реакции, которые являются наиболее эффективными для синтеза новых нуклидов. На рис.3 весьма схематически представлены эти реакции. В ядерной химии в основном используется четыре типа реакций с тяжелыми ионами: реакции слияния с образованием составного ядра, реакции передачи нуклонов как

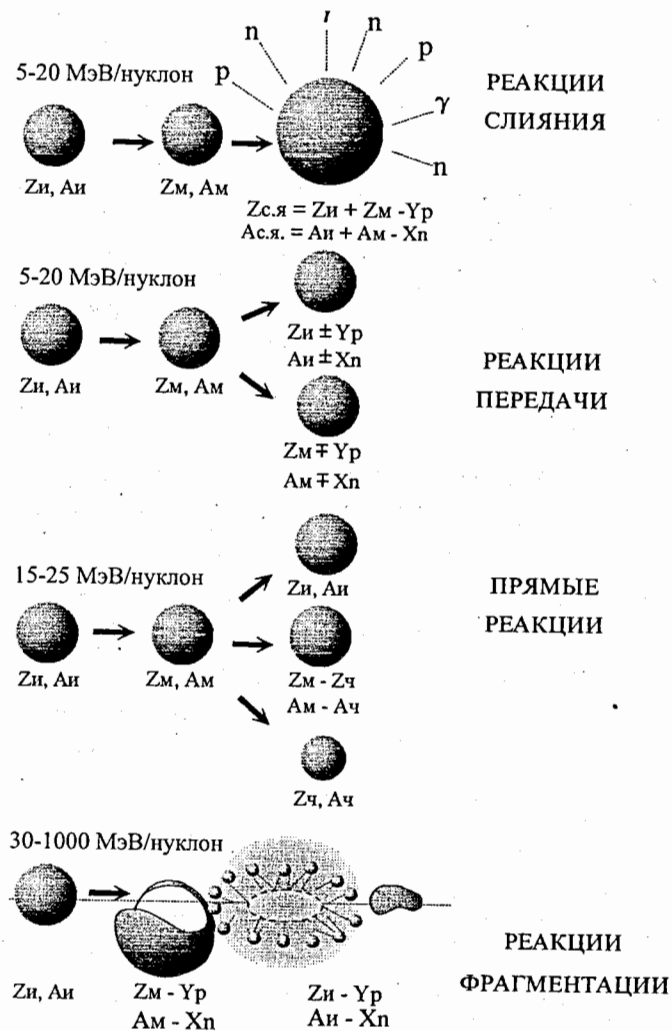


Рис.3. Схематическое представление некоторых реакций взаимодействия тяжёлых ионов различных энергий с ядрами.

Z_1, A_1 - заряд и масса тяжёлого иона; Z_2, A_2 - заряд и масса ядра мишени; Y_p и X_n - число протонов и число нейтронов, испущенных ядрами в реакции; Z_3, A_3 - заряд и масса тяжёлой частицы, испущенной в реакции

бомбардирующему ядру, так и ядру мишени, прямые реакции, сопровождающиеся выбиванием нуклонов и отдельных кластеров из ядер мишени и тяжелого иона, и наконец реакции фрагментации.

В реакциях слияния происходит образование составного ядра (компаунд-ядра). Слияние ядер бомбардирующих ионов и мишени представляет один из вероятных каналов взаимодействия в диапазоне энергий, который простирается от кулоновского барьера до энергий $25-30$ MeV на нуклон. Большая масса тяжелых ионов позволяет получать компаунд-ядра, отличающиеся большой величиной энергии возбуждения (температурой ядра) и углового момента. Энергия возбуждения образующегося составного ядра будет определяться разностью его массы по отношению к массе двух взаимодействующих ядер (дефектом масс), а центробежная энергия будет определяться выражением

$$E_0 = \frac{h^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu R^2},$$

где $\mu = \frac{M_1 \cdot M_2}{M_1 + M_2}$ приведенная масса системы (M_1 и M_2 - соответственно массы иона и ядра мишени), R - радиус ядерной системы, ℓ - угловой момент. Значение ℓ в реакциях с тяжелыми ионами может достигать $100-150 \hbar$, а величина центробежной энергии E_c - более 100 MeV. Все это естественно сказывается на распаде горячего, вращающегося компаунд-ядра. Переход от входного состояния к конечному осуществляется различными путями. Основным каналом распада для сравнительно легких составных ядер ($A \leq 150$) является испускание нейтронов или заряженных частиц, число которых пропорционально температуре компаунд-ядра, и гамма-квантов, которые уносят энергию вращения, охлаждая компаунд-ядро. Для тяжелых ядер ($A > 200$) основным каналом распада является их деление на два осколка. Все возможные способы распада составного ядра: испарение нейтронов, испускание гамма-квантов, деление - происходят сравнительно медленно. Этим и объясняется сравнительно большое время жизни составного ядра, причем это время настолько велико, что ядро как бы "забывает" способ своего образования. По порядку величины это время значительно больше характерного ядерного времени, которое необходимо нуклону, чтобы пересечь ядро ($\sim 10^{-22}$ с). Реакции слияния с тяжелыми ионами

используются в ядерной химии для синтеза сильнонейтронодефицитных ядер с разными зарядами и массами (см. рис.3).

В этих реакциях удалось получить ядра, удаленные от области стабильности и испытывающие новые виды радиоактивного распада (протонный или двухпротонный распад, запаздывающее деление, кластерный распад). Наиболее эффективно эти реакции используются для синтеза новых трансфермиевых элементов. Все элементы второй сотни Периодической системы элементов Менделеева от 101 до 111 были синтезированы в реакциях с тяжелыми ионами. На рис.4 схематически показана реакция синтеза 110 элемента, используемая в Дубне Ю.Ц.Оганесяном, и в которой было синтезировано несколько ядер этого нового элемента. Сейчас готовится ряд экспериментов в Дубне и Дармштадте (ФРГ) по получению ядер 114-го элемента вблизи новой области предполагаемой стабильности тяжелых элементов. При этом будет использована реакция слияния ядер плутония с ионами кальция-48.

Другой класс реакций, успешно использующихся для синтеза новых ядер, — ядерные реакции передачи нуклонов (рис.3). В реакциях передачи с тяжелыми ионами сталкиваются и вступают во взаимодействие две сложные ядерные системы. Высокая энергия возбуждения и интенсивный обмен нуклонами между ядрами открывают множество выходных каналов, и в качестве продуктов реакций образуются десятки и даже сотни различных нуклидов. По многообразию образующихся продуктов реакции передачи можно сравнить с реакциями деления. Так же, как в делении, в выходном канале реакций передачи формируются два крупных фрагмента — два сложных конечных ядра. Энергия возбуждения, которая может превосходить сотни мегаэлектронвольт, распределяется между фрагментами. Возбужденные фрагменты так же, как и в случае распада составных ядер, испускают нейтроны, протоны, альфа-частицы и гамма-кванты. Изменение массы начальных продуктов за счет эмиссии нуклонов может достигать десятки и более массовых единиц.

Реакции передачи с тяжелыми ионами для синтеза новых нуклидов впервые были использованы в Лаборатории ядерных реакций в Дубне, где было установлено, что налетающее ядро может подхватывать несколько нейтронов из тяжелого ядра-

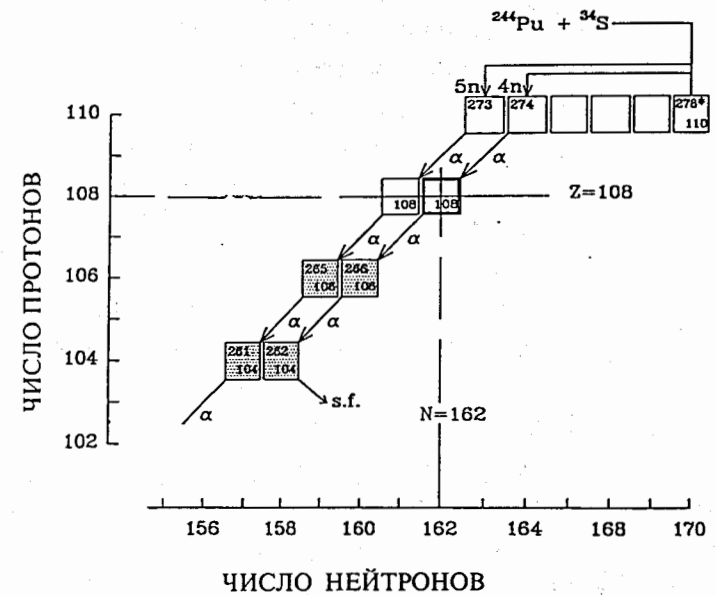


Рис.4. Схематическое представление образования и распада составного ядра $^{278}110$ в реакции слияния $^{244}\text{Pu} + ^{34}\text{S}$, используемой в Дубне для синтеза 110-го элемента. В результате испарения 4 и 5 нейтронов из возбужденного составного ядра образуются изотопы $^{274}110$ и $^{273}110$ в основном состоянии, которые затем в результате цепочек α -распадов переходят в соответствующие изотопы 108, 106 и 104-го элементов

мишени, либо отдавать ядру мишени часть своих протонов, либо, наконец, обменяться с ним нуклонами, отдавая протон и подхватывая нейтроны (зарядово-обменные реакции). Все эти три вида реакций передачи ведут к образованию нейтроноизбыточных изотопов легких элементов. В этих же экспериментах было также показано, что в реакциях с очень тяжелыми ионами массой $A > 40$ существенно увеличивается дисперсия продуктов по массе и заряду, что превышает вероятность образования ядер, удаленных от линии стабильности. Этот тип реакций, открытый в Дубне, получил название глубоконеупругих реакций многонуклонных передач. Он занимает промежуточное место между реакциями слияния и реакциями передачи. В реакциях многонуклонных передач было синтезировано около 30 новых изотопов у границ ядерной стабильности, в том числе последние стабильные изотопы гелия (гелий-8) и лития (литий-11). Таким образом, в области легких элементов экспериментаторам удалось достичь границы стабильности ядер. Дальнейшие попытки прямого синтеза в реакциях передачи таких экзотических ядер, как гелий-10, литий-13 дали отрицательный результат. Однако ненаблюдение тех или иных ядер в прямом эксперименте не дает однозначного ответа об их существовании. Необходимо измерить степень их стабильности (энергию связи нуклонов, которая должна быть положительной в случае существования ядра или отрицательной в случае его нестабильности). Энергия связи определяется путем измерения энергии одного из ядер, образующегося в результате двухчастичной реакции передачи, сопряженного искомого ядру.

Двухчастичные реакции - это такие процессы взаимодействия налетающей частицы с ядром мишени, в результате которого в выходном канале реакции образуются два ядра. В этом случае свойства исследуемого ядра определяются на основании свойств второго ядра, сопряженного искомого. Наличие пиков в энергетических спектрах сопряженных ядер свидетельствует об образовании конечных ядер в определенном энергетическом состоянии. На основании законов сохранения определяются масса и энергия связи нуклонов в ядрах. Ширина наблюдаемого пика дает значение времени жизни образующейся ядерной системы. Такой подход является принципиальным в случае определения нуклонной стабильности неизвестных ядер и изучения их квазистационарных состояний, когда

регистрация самого исследуемого ядра невозможна. Таким образом, удалось получить информацию о стабильности таких ядерных систем, как водород-4, водород-5, водород-6, гелий-9, гелий-10. Между тем, изотопы более тяжелых элементов, расположенных у границ ядерной стабильности, получают в реакциях фрагментации тяжелого иона на ядрах мишени.

Эти многочастичные реакции идут при энергиях выше 30 МэВ на нуклон, и выход изотопов в них существенно зависит от соотношения числа нейтронов и протонов в бомбардирующем ядре. Так, для получения супернейтроноизбыточных ядер легких элементов с $4 < Z < 20$ была использована реакция фрагментации пучка ионов кальция-48, одного из самых нейтроноизбыточных стабильных изотопов, существующих в природе (его 0,2% содержится в естественной смеси изотопов кальция), при энергии 50 МэВ на нуклон. В этих экспериментах удалось получить более 30 новых нейтроноизбыточных изотопов. В настоящее время с этой целью используется также редкий и чрезвычайно дорогой изотоп серы-36 (0,02% содержания серы-36 в естественной смеси изотопов серы). Совсем недавно в Дармштадте (ФРГ) на ускорителе тяжелых ионов был проведен эксперимент по синтезу новых изотопов в реакциях фрагментации ядер урана, ускоренных до энергии несколько десятков ГэВ. В этих экспериментах получен ряд новых нуклидов, в том числе и новое экзотическое ядро никель-78. Таким образом, в настоящее время с использованием различных реакций с тяжелыми ионами (методов ядерной химии) ведется массированное продвижение к границам ядерной стабильности, которая несомненно поможет в ближайшее время получить качественно новую информацию о свойствах ядерной материи и обнаружить новые области стабильности ядер.

В 1997 году бюро Международного союза чистой и прикладной химии утвердило название новых химических элементов, синтезированных в реакциях с тяжёлыми ионами. Установлены следующие названия и символы для трансурановых элементов (см. рис. 5).

Элемент	Название	Символ
101	Менделеевий	Md
102	Нобелий	No
103	Лоуренсий	Lr
104	Резерфордий	Rt
105	Дубний	Db
106	Сиборгий	Sg
107	Борий	Bh
108	Хассий	Hs
109	Майтнерий	Mt

Литература

1. Ю.Э.Пенионжкевич. Физика экзотических ядер. Соросовский образовательный журнал, N 1, 1995, стр.92.
2. Ю.П.Гангрский, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, Г.М.Тер-Акопьян. Ядерные реакции с тяжёлыми ионами. М.: изд-во МГИФИ, 1995 г.
3. В.В.Волков. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: изд-во Энергоиздат, 1982.
4. Л.Валантэн. Субатомная физика: ядра и частицы. М.: Мир, 1986.

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

Д.И.МЕНДЕЛЕЕВА



Периодический закон открыт Д.И.Менделеевым в 1869 году

СИМВОЛ ЭЛЕМЕНТА **U** АТОМНЫЙ НОМЕР **92**
 НАЗВАНИЕ ЭЛЕМЕНТА **УРАН**
 АТОМНАЯ МАССА **238,0289**

1A																	2A	
1	H 1 1,00794 ВОДОРОД															He 2 4,002602 ГЕЛИЙ		
2	Li 3 6,941 ЛИТИЙ	Be 4 9,012182 БЕРИЛЛИЙ																
3	Na 11 22,989768 НАТРИЙ	Mg 12 24,3050 МАГНИЙ																
4	K 19 39,0983 КАЛИЙ	Ca 20 40,078 КАЛЬЦИЙ	Sc 21 44,955910 СКАНДИЙ	Ti 22 47,88 ТИТАН	V 23 50,9415 ВАНАДИЙ	Cr 24 51,9961 ХРОМ	Mn 25 54,93805 МАРГАНЕЦ	Fe 26 55,847 ЖЕЛЕЗО	Co 27 58,9332 КОБАЛЬТ	Ni 28 58,6934 НИКЕЛЬ	Cu 29 63,546 МЕДЬ	Zn 30 65,39 ЦИНК	Ga 31 69,723 ГАЛЛИЙ	Ge 32 72,61 ГЕРМАНИЙ	As 33 74,82159 АРСЕН	Se 34 78,96 СЕЛЕН	Br 35 79,904 БРОМ	Kr 36 83,80 КРИПТОН
5	Rb 37 85,4678 РУБИДИЙ	Sr 38 87,62 СТРОНЦИЙ	Y 39 88,90585 ИТРИЙ	Zr 40 91,224 ЦЕРОНИЙ	Nb 41 92,90638 НИОБИЙ	Mo 42 95,94 МОЛИБДЕН	Tc 43 98,9062 ТЕХНЕЦИЙ	Ru 44 101,07 РУДИЙ	Rh 45 102,9055 РОДИЙ	Pd 46 106,42 ПАЛЛАДИЙ	Ag 47 107,8682 СЕРЕБРО	Cd 48 112,411 КАДМИЙ	In 49 114,82 ИНДИЙ	Sn 50 118,710 ОЛОВО	Sb 51 121,757 СВЯТЫЙ	Te 52 127,60 ТЕЛЛУР	I 53 126,90447 ЙОД	Xe 54 131,29 КСЕНОН
6	Cs 55 132,90545 ЦЕЗИЙ	Ba 56 137,327 БАРИЙ	La 57 * 138,9056 ЛАНТАН	Hf 72 178,49 ГАФНИЙ	Ta 73 180,9479 ТАНТАЛ	W 74 183,85 ВОЛЬФРАМ	Re 75 186,207 РЕЙНИЙ	Os 76 190,2 ОСМИЙ	Ir 77 192,22 ИРИДИЙ	Pt 78 195,08 ПЛАТИНА	Au 79 196,96654 ЗОЛОТО	Hg 80 200,59 РУТУТЬ	Tl 81 204,3833 ТАЛЛИЙ	Pb 82 207,2 СВИНЕЦ	Bi 83 208,98037 ВИСМУТ	Po 84 208,9824 ПОЛОНИЙ	At 85 208,9871 АСТАТ	Rn 86 222,0176 РАДОН
7	Fr 87 223,0187 ФРАНЦИЙ	Ra 88 226,0254 РАДИЙ	Ac 89 ** 227,0278 АКТИНИЙ	Rf 104 261,11 РЕНДОЛФИЙ	Db 105 262,1 ДУБИЙ	Sg 106 263,1 СГЕРОТЦИЙ	Bh 107 262,12 БОРЖИЙ	Hs 108 265,1 ХАССЕНИЙ	Mt 109 266,1 МАЙТЕНЕРЦИЙ	110	111	112	113	114	115	116	117	118

* ЛАНТАНОИДЫ

Ce 58 140,116 ЦЕРИЙ	Pr 59 140,90768 ПРАЗЕОДИМ	Nd 60 144,24 НЕОДИМ	Pm 61 144,9127 ПРОМЕТЦИЙ	Sm 62 150,36 САМАРИЙ	Eu 63 151,963 ЕВРОПИЙ	Gd 64 157,25 ГАДОЛИНИЙ	Tb 65 158,92534 ТЕРБИЙ	Dy 66 162,5 ДИСПРОЗИЙ	Ho 67 164,93032 ГОЛАНДИЙ	Er 68 167,26 ЕРБИЙ	Tm 69 168,93421 ТУЛЬЦИЙ	Yb 70 173,04 ИТТЕРБИЙ	Lu 71 174,967 ЛУТЦИЙ
---------------------------	---------------------------------	---------------------------	--------------------------------	----------------------------	-----------------------------	------------------------------	------------------------------	-----------------------------	--------------------------------	--------------------------	-------------------------------	-----------------------------	----------------------------

** АКТИНОИДЫ

Th 90 232,0381 ТОРИЙ	Pa 91 231,03688 ПРОТАКТИНИЙ	U 92 238,0289 УРАН	Np 93 237,0482 НЕПУТЧИЙ	Pu 94 244,0642 ПУТОНИЙ	Am 95 243,0614 АМЕРИЦИЙ	Cm 96 247,0703 КУРИЙ	Bk 97 247,0703 БЕРКЛИЙ	Cf 98 251,0796 КАЛИФОРНИЙ	Es 99 252,083 ЭЙЗЕНХАЙМЕНЦИЙ	Fm 100 257,0851 ФЕРМЦИЙ	Md 101 258,10 МОНТАНЕСКОЦИЙ	No 102 259,1009 НОБЕЛИЙ	Lr 103 262,11 ЛОТЦЕНЦИЙ
----------------------------	-----------------------------------	--------------------------	-------------------------------	------------------------------	-------------------------------	----------------------------	------------------------------	---------------------------------	------------------------------------	-------------------------------	-----------------------------------	-------------------------------	-------------------------------

В августе 1997 года Совет ЮПАК окончательно утвердил рекомендации по названию нескольких синтезированных учеными элементов таблицы Д.И.Менделеева. Название Дубний (Db) было присвоено 105 элементу.

Атомные массы приведены в соответствии с Международной таблицей

71

Copyright, 1998, В. Бакшоев

ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Аннотация

Представлены некоторые проблемы эволюции Вселенной, нуклеосинтеза и космохронологии с точки зрения физики ядра и элементарных частиц. Проводится сравнение процессов, происходящих во Вселенной, с механизмами образования и распада ядер, а также их взаимодействия при высоких энергиях. Даны примеры, показывающие возможности методов ядерной физики в исследовании космических объектов и свойств Вселенной.

Исследования законов микромира, которыми занимается ядерная физика, в последнее время помогли существенно расширить наши представления о явлениях, происходящих в макромире - нашей Вселенной, внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Прежде всего это касается модели расширяющейся Вселенной, эволюции звёзд и распространённости элементов, а также свойств различных звёзд и космических объектов - «холодных», нейтронных, чёрных дыр, пульсаров и др. Не претендуя в этой статье на полное изложение всех проблем космологии, остановимся лишь на тех, которые имеют на наш взгляд много общего со свойствами ядерной материи, проявляющихся при ядерных взаимодействиях.

Модель расширяющейся Вселенной

В 1965 году при наладке радиотелескопа было случайно обнаружено существование изотропного «шума», который был отождествлён с тем, что сейчас называют реликтовым излучением, т.е. излучением, равномерно распределённым по небесной сфере и по интенсивности соответствующем тепловому излучению абсолютно чёрного тела при температуре ~ 3 К. Это наблюдение имело очень важное значение для космологии, так как ранее Гамовым было предсказано теоретически существование подобного излучения в рамках модели, опирающейся на закон Хаббла: «Красное смещение излучения, испускаемого галактиками, пропорционально удалённости от этих галактик». Если объяснять такое смещение эффектом Доплера, то это приводит к картине расширяющейся Вселенной, в которой галактики «разлетаются». Если экстраполировать эту ситуацию назад в

прошлое, то можно прийти к заключению, что в прошлом скорость расширения была больше, а плотность Вселенной - выше, чем сейчас. Насколько же далеко в прошлое мы в праве проводить подобную экстраполяцию? Очевидно, это можно делать до той эпохи, когда вся Вселенная была сжата в точку. Согласно оценкам, это было около 10 млрд. лет назад. Полагают, что именно в эту эпоху и возникла наблюдаемая ныне Вселенная, причём возникла в чудовищном взрыве. Большой взрыв, как его называют, положил начало не только Вселенной, но и всем известным нам физическим понятиям, включая понятия пространства и времени. Некоторые авторы [1] рассматривают эволюцию Вселенной в виде четырёх последовательных эр, в результате смены которых согласно новейшим моделям, она пришла к своему теперешнему состоянию ($\rho \approx 10^{-30}$ г/см³, $T = 3$ К) (рис.1).

В этих моделях предполагается, что Вселенная ведёт себя как абсолютно чёрное тело, температура и плотность которого очень высокие (плотность его больше ядерной 10^{15} г/см³, а температура выше 1 ГэВ (10^{13} К)). Излучение этого абсолютно чёрного тела состоит из известных адронов, лептонов и фотонов и происходит до тех пор, пока температура выше, чем масса самого лёгкого из адронов, т.е. π -мезона ($m_{\pi}c^2 \approx 140$ МэВ, температура $1,6 \cdot 10^{12}$ К). Это соответствует «адронной эре», продолжительность которой составляет примерно 10^{-4} с. К концу её плотность сравнима с плотностью ядерного вещества. Когда температура становится ниже 100 МэВ (10^{12} К) адроны ещё остаются, но уже не могут рождаться спонтанно в излучении абсолютно чёрного тела. Теперь излучение состоит, главным образом, из лептонов и фотонов и так остаётся до тех пор, пока температура выше порога рождения пары $\gamma \rightarrow e^+e^-$, т.е. примерно 1 МэВ. Охлаждение от 100 МэВ до 1 МэВ занимает около 1 с. Это время соответствует так называемой «лептонной эре», к концу которой плотность становится 10^4 г/см³. При температуре ниже 1 МэВ лептоны, хотя и существуют как частицы, но уже не могут спонтанно рождаться в излучении абсолютно чёрного тела. Теперь излучение состоит преимущественно из фотонов. Это начало «радиационной эры», конец которой определяется моментом, после которого излучение (фотонное) существует отдельно от вещества (адронов и лептонов). Радиационная эра заканчивается примерно через 10^6 лет после Большого взрыва. Плотность вещества становится больше плотности излучения

(плотности энергии фотонов) и увеличивается по мере расширения. Это соответствует «звёздной эре», которая продолжается до наших дней. В.Л.Гинзбург в своей книге [2] пытается достаточно наглядно описать проблемы расширяющейся Вселенной взаимодействием большого числа различных частиц: фотонов, электронов, нейтрино, мюонов, пи-мезонов, протонов, нейтронов и др. Хотя стоит заметить, что этот подход является достаточно условным, т.к. мы до сих пор не имеем полного понимания физики элементарных частиц. Основная проблема, с которой сталкиваются физики при попытке объяснить космологические явления, в том числе и расширяющуюся Вселенную, связана с «сильным взаимодействием» элементарных частиц. Сильные взаимодействия - это те силы, которые удерживают вместе нейтроны и протоны в атомном ядре. Радиус действия этих сил чрезвычайно мал $\sim 10^{-13}$ см. Даже в молекулах, ядра которых находятся на расстоянии 10^{-8} см друг от друга, сильные взаимодействия между ядрами не дают никакого эффекта. Когда два протона прижимаются друг к другу достаточно близко, сильные взаимодействия становятся примерно в 100 раз больше, чем электрическое отталкивание, поэтому они удерживают от развала атомные ядра. Именно интенсивность сильных взаимодействий делает их значительно более трудными для математического анализа, чем электромагнитные взаимодействия. Вклады разного типа взаимодействий между нуклонами символически изображаются «фейнмановскими диаграммами», с помощью которых физики пытаются учесть все взаимодействия. Эта проблема, заключающаяся в сложности расчёта вероятностей процессов, включающих сильные взаимодействия, была основной причиной, сдерживающей развитие физики элементарных частиц в последнее время. Однако не все процессы включают сильные взаимодействия. Эти взаимодействия испытывает лишь класс частиц, известных как «адроны». Сюда входят ядерные частицы и пи-мезоны, а также другие нестабильные частицы, такие как К-мезоны, эта-мезоны, лямбда-гипероны и др. Лептоны (нейтрино, электроны и мюоны) легче адронов и в отличие от последних не чувствуют сильных взаимодействий.

При температуре ниже 10^{12} К («лептонная эра») единственными частицами, присутствующими в больших количествах, были лептоны и фотоны, взаимодействиями между которыми можно было пренебречь. Другая ситуация

соответствовала более высоким температурам («адронная эра»), когда в больших количествах имелись адроны и антиадроны. Здесь, в физике элементарных частиц, существует несколько различных моделей, с помощью которых пытаются объяснить свойства адронов. Одна из них предполагает, что не все частицы одинаковы, некоторые действительно элементарны, а все остальные состоят из простых комбинаций элементарных частиц. Считается, что элементарной частицей является фотон и все известные лептоны. Однако адроны не являются элементарными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц - «кварков». Кварки бывают различных типов или «ароматов», такие как «верхний», «нижний», «странный», «очарованный». Более того, каждый «аромат» кварка бывает трёх различных цветов - красного, белого и голубого. Если идея кварков правильна, то в этой концепции можно объяснить физику ранней Вселенной. Экспериментально было показано, что при столкновениях электронов с ядерными частицами сила между кварками чрезвычайно мала, когда кварки находятся близко друг к другу. Таким образом, при некоторой температуре, около нескольких тысяч миллиардов градусов, адроны разбиваются на составляющие их кварки, так же как атомы разбиваются на электроны и ядра при нескольких тысячах градусов, а ядра разбиваются на протоны и нейтроны при нескольких тысячах миллионов градусов. Тогда в ранние времена Вселенную можно рассматривать как состоящую из фотонов, лептонов антилептонов, кварков и антикварков, причём каждая разновидность частиц представляет собой ещё один тип излучения. Между тем, несмотря на успешное описание многих явлений, в том числе и в космологии, кварковая модель однозначно не подтверждена, т.к. до сих пор невозможно разбить любой адрон на составляющие его кварки, даже с помощью современных ускорителей самых высоких энергий. Всё что было сказано выше, относилось к возможной интерпретации расширения Вселенной на основе сильных взаимодействий элементарных частиц. Между тем одним из наиболее интересных следствий современной теории элементарных частиц является то, что Вселенная могла испытать фазовый переход из одного состояния вещества в другое. И этот фазовый переход связан с другим классом короткодействующих взаимодействий - слабым взаимодействием. Слабые взаимодействия в ядерной физике ответственны

за определённые процессы радиоактивного распада (например, распада свободного нейтрона) или за любую реакцию, включающую нейтрино. Слабые взаимодействия значительно слабее сильных, или электромагнитных взаимодействий. Между тем существует глубокая связь между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, которая и легла в основу новой теории поля, объединяющей эти две силы⁷⁾. Развитие этой теории позволило также сделать важные выводы по проблемам, относящимся к изучению ранней Вселенной.

Нуклеосинтез

Начальный этап нуклеосинтеза

Как уже отмечалось выше, важную роль в ранней Вселенной играло излучение. Это излучение имеет тепловой спектр, так что его можно характеризовать температурой T согласно соотношению $U=aT^4$, где a - постоянная излучения. По мере продвижения к начальному этапу температура излучения растёт по закону $T=T_p(1+Z)$, где T_p - температура излучения сегодня и Z - величина, соответствующая красному смещению.

Для раннего периода, когда излучение доминировало, из уравнений Эйнштейна следует простое соотношение между температурой T и временем t , прошедшем с момента Большого взрыва:

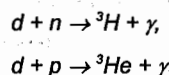
$$T = \alpha \frac{10^{10}}{\sqrt{t}} \text{ K} .$$

Время t здесь выражено в секундах, а температура T - в Кельвинах. Постоянная α имеет величину порядка единицы и зависит от состояния вещества и излучения во Вселенной. Если положить $\alpha=1$, то согласно этому соотношению спустя 1 с после Большого взрыва температура излучения во Вселенной была 10^{10} K. При такой температуре в ранней Вселенной, состоящей из электронов, позитронов, нейтрино, антинейтрино, нейтронов, протонов и фотонов могли образоваться различные ядра, начиная с дейтронов и кончая гелием. Более тяжёлые ядра, такие как ядра углерода, кислорода и т.д., могли синтезироваться лишь в ходе термоядерных реакций в

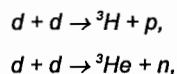
⁷⁾ За создание этой теории С.Вайнберг, А.Салам, Ш.Глешоу были удостоены в 1979 году Нобелевской премии по физике

звёздах. Причина этого заключается в том, что есть некоторый интервал неустойчивости лёгких ядер, расположенных около ядра лития, и этот интервал не удаётся преодолеть в ходе первичного нуклеосинтеза. Поэтому синтез в раннюю эпоху останавливается на стадии образования гелия.

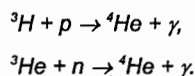
Полагают, что одной из первых реакций, приводящей к образованию тяжёлых ядер, является реакция $n + p \rightarrow \alpha + \gamma$. Как показали расчёты, эта реакция идёт при температуре $T=9 \cdot 10^9$ К, что соответствует соотношению нейтронов и протонов во Вселенной $N_n/N_p=0,2$ и времени ~ 3 с. При этих условиях дейтерия образуется в достаточном количестве для производства ядер с массой 3 в следующих реакциях:



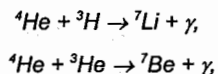
или



и окончательно ${}^4\text{He}$ может быть образован в результате реакций



Энергия связи продуктов этих реакций больше чем дейтерия (2,225 МэВ), тогда если фотон может образовать дейтерий, то он может реализовать и другие реакции. Т.к. не существует стабильной массы 5, то ${}^4\text{He}$ является последним ядром в начальном этапе нуклеосинтеза. В принципе, он мог бы образовать более тяжёлые ядра ($A=7$) в результате реакций



но кулоновский барьер для этих реакций около 1 МэВ, тогда как ядра при температуре $T=9 \cdot 10^9$ К имеют кинетическую энергию только 0,1 МэВ.

В работе [3] приводятся в хронологическом порядке события, которые происходили во Вселенной начиная с момента 10^{-2} с после её рождения.

Таблица 1. Первичный нуклеосинтез

Возраст Вселенной	Температура, К	Состояние и состав вещества
10^{-2} с	10^{11}	$n, p, e^-, e^+, \nu, \bar{\nu}$ в тепловом равновесии; n и p в одинаковом количестве.
10^{-1} с	$3 \cdot 10^{10}$	Те же частицы, что и выше, но отношение числа нейтронов к числу протонов $n:p \approx 3:5$.
1 с	10^{10}	$\nu, \bar{\nu}$ отделяются от остальных частиц; e^-, e^+ начинают аннигилировать; $n:p \approx 1:3$.
13,8 с	$3 \cdot 10^9$	Начинается образование D и ${}^4\text{He}$; исчезают e^-, e^+ ; есть также свободные n и p . Фиксируется количество D и ${}^4\text{He}$ по отношению к числу протонов и электронов; ${}^4\text{He}/H \sim 22-28\%$ (по массе).
35 мин	$3 \cdot 10^8$	Химическая энергия связи становится достаточной, чтобы образовались устойчивые нейтральные атомы. Теперь Вселенная прозрачна для излучения. Вещество начинает доминировать над излучением.
$7 \cdot 10^5$ лет	$3 \cdot 10^3$	

(Обозначения: n -нейтрон, p -протон, e^- -электрон, e^+ -позитрон, ν -нейтрино, $\bar{\nu}$ -антинейтрино, D -дейтерий, H -водород, He -гелий.)

Из таблицы видно, что процессы образования ядер прекращаются при $t=35$ мин, когда температура Вселенной падает до $3 \cdot 10^8$ К. Это означает, что протоны и нейтроны уже не сливаются, образуя более тяжёлые ядра. Следующий этап осуществляется, когда возраст Вселенной достигает $7 \cdot 10^5$ лет и температура падает до 3000° К. При такой температуре химическая энергия связи атомных ядер и электронов достаточно высока, чтобы удержать их вместе в виде нейтральных атомов. В эту эпоху происходит образование водорода и гелия. На этом завершается этап первичного нуклеосинтеза. Более тяжёлые ядра образуются уже в результате процессов, связанных с эволюцией звёзд.

Звёздный нуклеосинтез

В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается всё более тяжёлыми химическими элементами. Распространённость химических элементов во Вселенной

определяют разными способами: по спектру излучения звёзд, путём элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов). Полученная таким образом кривая распространённости элементов показана на рис.2. Кривая имеет максимумы для группы кремния и группы железа, после чего кривая распространённости распадается на две ветви: одна включает нейтронообогащённые изотопы и характеризуется тремя двойными пиками вблизи магических чисел $N=50,82$ и 126 , а вторая включает менее распространённые протоннообогащённые изотопы.

Одной из ступеней нуклеосинтеза являлось образование ^{12}C . Как было показано, углерод может быть образован в результате реакции $^4\text{He}+^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$. Однако ядро ^8Be является нестабильным по отношению к распаду на две α -частицы и живёт 10^{-16} с. Между тем, при температуре близкой к 10^9K и плотности порядка 10^5 г/см^2 три ядра ^4He могут образовать ядро ^{12}C в результате двухступенчатой реакции $^4\text{He}+^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be}+^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}+\gamma$, вторая часть которой носит резонансный характер. Эта реакция позволяет объяснить существование углерода, а с ним и других наблюдаемых изотопов. На каждой стадии слияния ядер, инициируемых взрывами внешней оболочки звёзд, образуются всё более тяжёлые ядра: ^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{28}S , ^{56}Fe . При этом процессы образования сопровождаются и процессами распада этих ядер. В этом случае в наиболее благоприятных условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). К таким относятся ядра в области $A \approx 60$. Это объясняет повышение содержания ядер группы железа.

Несколько иной механизм образования ядер тяжелее железа. Этот механизм объясняется последовательными реакциями радиоактивного захвата нейтронов элементами группы железа. Наличие двойных пиков в кривой распространённости элементов (рис.2) свидетельствует о наличии двух различных процессов захвата нейтронов, т.н. r - и s -процессов. Эти два процесса соответствуют различным нейтронным плотностям. В случае малых плотностей нейтронов (s -($slow$)-процесс) при радиационном захвате $(A, Z) + n \rightarrow (A+1, Z)+\gamma$ образуется изотоп с массой на единицу больше, чем масса ядра мишени. Если конечное ядро $(A+1, Z)$ стабильно, то на нём также может произойти радиационный захват с образованием нового изотопа

$(A+2, Z)$. При малых потоках ядро $(A+x, Z)$ распадается раньше, чем поглотит нейтрон. В основном оно распадается путём β -распада, в результате которого образуется новое ядро $(A+x, Z+1)$ или же целая цепочка распадов, заканчивающаяся на ядре, время жизни которого будет достаточно большим для того, чтобы произошёл новый радиационный захват. Этот процесс повторяется многократно и приводит к образованию нейтронодефицитных ядер с массой до 200. После этого ядра с большой вероятностью делятся, что прерывает s - процесс. При больших плотностях нейтронов (r -($rapid$)-процесс) ядро $(A+x, Z)$ поглотит нейтроны раньше, чем распадётся и происходят новые радиационные захваты. Это происходит до тех пор, пока цепочка захватов не дойдёт до изотопа с очень малым периодом полураспада, и мы придём к предыдущему случаю.

На рис.3 показаны цепочки r - и s -процессов образования изотопов из ядра ^{56}Fe . Подтверждением существования r - и s -процессов является повышенное содержание изотопов при $N=50,82$ и 126 . Экспериментально показано, что распространённость элементов обратно пропорциональна полным сечениям захвата нейтронов. Для ядер с магическими числами это сечение на несколько порядков ниже, чем для других соседних ядер. С точки зрения ядерной физики этот результат является проявлением магических чисел. Для астрофизики - это доказательство существования s -процесса.

Было предсказано также существование оболочки с $Z=114$ и, соответственно, повышение стабильности сверхтяжёлых ядер вблизи дважды магического ядра $^{298}114$ (114 протонов и 184 нейтрона). Расчёты, проведённые по оболочечной модели, показали возможность существования такого сверхтяжёлого ядра с периодом полураспада до $\sim 10^8$ лет. Несмотря на то, что точность таких расчётов невелика, и они скорее носят качественный характер, последние опыты по синтезу тяжёлых изотопов 110-го элемента ($^{272}110$) показали, что наблюдается повышение стабильности сверхтяжёлых ядер по отношению к α -распаду [4], что является дополнительным подтверждением повышения стабильности сверхтяжёлых ядер вблизи оболочек. Вместе с тем активные поиски в природных объектах (космических лучах, материалах, лунных образцах, концентратах тяжёлых химических элементов земных образцов) не дали положительного результата [5]. Сейчас готовится

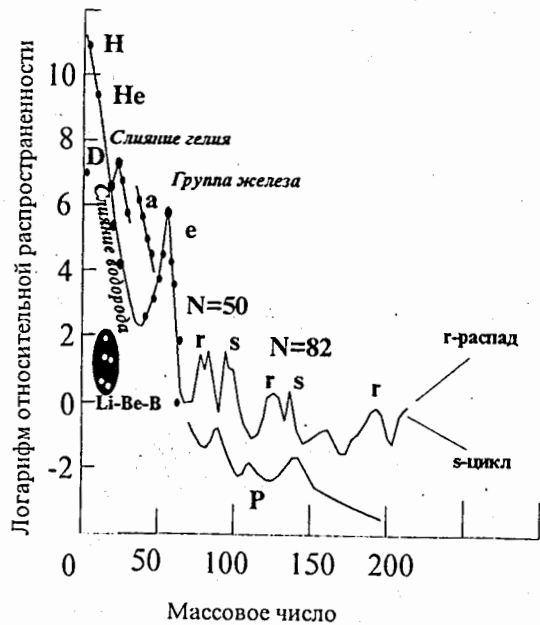


Рис.2. Кривая распространённости элементов. Верхняя кривая с двойными *r*- и *s*-пиками соответствует нейтроноизбыточным изотопам, нижняя (*p*)-протонообогащённым изотопам

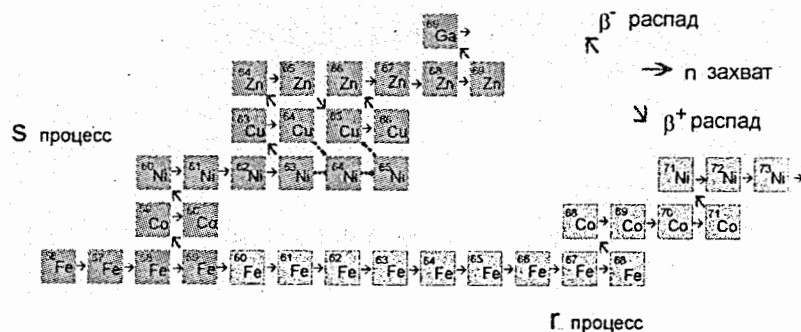


Рис.3. Цепочки быстрого и медленного захвата нейтронов (*r*- и *s*-процессы) для ядра ^{65}Fe . Пунктирными линиями представлены альтернативные каналы образования ^{65}Cu

несколько экспериментов на ускорителях в Дубне и Дармштадте (Германия), направленных на искусственный синтез сверхтяжёлых элементов в ядерных реакциях с тяжёлыми ионами, но, естественно, при меньших временах жизни. Таким образом, в ближайшее время, наверное, будет дан ответ на вопрос существования сверхтяжёлых элементов.

Говоря о проблеме звёздного нуклеосинтеза, нельзя также не упомянуть о некоторых процессах, происходящих в них и, в первую очередь, на Солнце, которые существенно меняют начальную распространённость элементов. Главным образом это относится к т.н. «CNO»-циклу, в котором углерод, азот и кислород играют роль катализатора в образовании $4\text{p} \rightarrow {}^4\text{He}$ (рис.4).

Ядерная космохронология

Космохронология определяет время происшедших во Вселенной событий путём изучения изменения относительной распространённости изотопов с большими периодами полураспада. С этой целью исследуется содержание родительских и дочерних ядер с периодом полураспада, лежащим в интервале 10^6 - 10^{10} лет.

Наиболее удобным для этого являются цепочки [${}^{40}\text{K}(1,3 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow {}^{40}\text{Ar}$; ${}^{87}\text{Rb}(4,8 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow {}^{87}\text{Sr}$; ${}^{232}\text{Th}(1,4 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow {}^{208}\text{Pb}$; ${}^{238}\text{U}(4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow {}^{206}\text{Pb}$].

Все эти изотопы образовались в результате *r*-процесса. Старейшие образцы земного и лунного происхождения, а также метеоритов имеют возраст до 4,55 гигалет ($4,55 \cdot 10^9$). Исследования в них дочерних активностей показали, что возраст Солнечной системы составляет 4,6 - 4,8 гигалет и последовательность её эволюции следующая:

1. Большой взрыв, приведший к образованию нейтральных атомов ($\sim 10^6$ лет).
2. Уплотнение галактик и образование звёзд (временной интервал $\approx \delta \sim 1$ -2 гигалет).
3. Нуклеосинтез в звёздах, ведущий к образованию существующих химических элементов (временной интервал $\approx \Delta$).
4. Образование Солнечной системы из остатков ранних звёзд (временной интервал $\approx T_c = 4,6$ гигалет).

Таким образом, возраст Вселенной определяется как $T_e = \delta + \Delta + T_c$.

Для нахождения этих времён обычно сравнивают наблюдаемое содержание того или иного изотопа и их соотношение с вычислениями по какой-либо модели. Эти расчёты для ядер с массой легче 200 обычно усложняются из-за необходимости учитывать вклад в их образование r - и s -процессов. Для более тяжёлых ядер можно рассматривать вклад только r -процесса. Так, соотношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ меняется со временем из-за разного периода полураспада. В настоящее время их соотношение (0,00720) сильно отличается от их содержания в момент образования Солнечной системы (0,29). В процесс образования ^{238}U вносят вклад после β -распада изотопы с массой 238, образующиеся в результате r -процесса и α -распада ядер с массой 242, 246 и 250. Ядра с массой выше 250 имеют короткий период полураспада по отношению к спонтанному делению и поэтому не вносят существенный вклад в образование ^{238}U . С учетом этого можно оценить соотношение $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$, образующихся в r -процессе. На рис.5 показаны результаты оценки соотношения $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ в зависимости от времени. Такие же расчёты проводят для более лёгких ядер. В этом случае приходится учитывать вклад s -процесса, а также структуру самих ядер, т.е. схему ядерных уравнений, которые заселяются с разной вероятностью. Эту информацию о структуре ядерных уровней получают из экспериментов, проводимых на ускорителях в лабораторных условиях.

Ядерно-физические эксперименты и астрофизика

Как следует из вышесказанного, наиболее фундаментальные проблемы астрофизики - процессы выделения энергии при образовании и взрыве звёзд, а также нуклеосинтез - самым непосредственным образом связаны с физикой элементарных частиц, а также с исследованиями методами ядерной физики эффективных сечений реакций, масс и времён жизни ядер по отношению к различному виду распадов ядер.

Важную роль в процессах нуклеосинтеза играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, нейтронов или α -частиц различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания этих реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение таких процессов также сильно зависит от

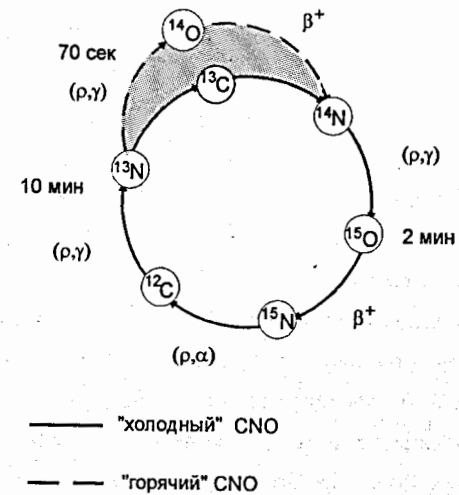


Рис.4. «Холодный» и «горячий» CNO-циклы. Указаны периоды полураспада ($T_{1/2}$) для изотопов ^{13}N , ^{14}O

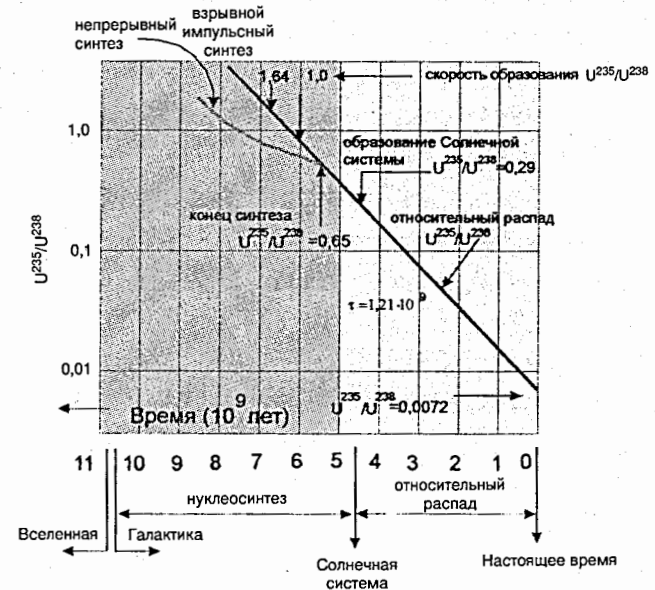


Рис.5. Содержание ^{235}U по отношению к ^{238}U в зависимости от времени с момента образования Вселенной до нашего времени, когда это соотношение составляет 0,0072

температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды её температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет от пикобарн до нанобарн ($10^{-36} - 10^{-33} \text{ см}^2$). При взрыве звезд температура очень высокая ($\sim 10^9 \text{ K}$) и эффективное сечение составляет миллибарны (10^{-27} см^2). Для моделирования условий этих процессов в лабораториях необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. Такая возможность в последнее время появилась с созданием ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер. С помощью таких пучков исследуют характеристики реакций, используя при этом мишени из водорода и гелия. Приведём несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается существование неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. При этом содержание элементов с $A \approx 7$ может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном («big band») процессе принципиальными являются реакции типа ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$; ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$. При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых звезд, интерес представляют измерения скорости протекания таких реакции, как ${}^7\text{Be}(\rho, \gamma){}^8\text{B}$; ${}^7\text{Be}(\rho, \gamma){}^9\text{C}$; ${}^8\text{Be}(\rho, \gamma){}^9\text{C}$; ${}^{11}\text{C}(\rho, \gamma){}^{12}\text{N}$.

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция ${}^{13}\text{N}(\rho, \gamma){}^{14}\text{O}$ более вероятна, чем β -распад ядра ${}^{13}\text{N}$. Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как ${}^{19}\text{Ne}(\rho, \gamma){}^{20}\text{Na}$; ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$; ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$.

Другой не прямой способ определения скорости реакций, а также исследования нуклеосинтеза состоит в получении методами ядерной физики спектроскопических данных о ядрах, удалённых от линии стабильности. Эти данные непосредственно используются для описания s- и r-процессов. Особенно важно знать с высокой точностью характеристики распада ядер в т.н. поворотных точках r-процесса. На рис.6 в качестве примера приведена схема быстрого нейтронного захвата в области ядер S, Cl, и Ar. Схема построена на основе данных, полученных в совместном эксперименте Дубна (Россия) - ГАНИЛ (Франция) - Майнц (Германия)

на пучках ускорителя тяжёлых ионов. В этих экспериментах были с высокой точностью измерены периоды полураспада $T_{1/2}$ и вероятности нейтронного распада (Pn) нейтроноизбыточных изотопов ядер S, Cl, и Ar. В соответствии с этой схемой было рассчитано максимальное время облучения нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны во временной шкале. Среди последних успехов ядерной физики - обнаружение и исследование новых видов радиоактивного распада - β -запаздывающего деления; протонного распада, изомерии формы. Учёт этих видов распада существенно влияет на цепочки образования нуклидов и является важной проблемой, связывающей ядерную физику и астрофизику. Это лишь несколько примеров связи физики атомного ядра с макроскопической физикой. Несмотря на малое число частиц, участвующих в формировании атомного ядра (не более 300), они представляют собой уникальную систему для моделирования проблем макромира. В лабораторных условиях с помощью ядро-ядерных столкновений, реализуемых на современных ускорителях тяжёлых ионов при энергиях несколько сотен МэВ на нуклон, можно получать ядра с необычными свойствами, т.н. экзотические ядра (с высокой температурой, с высоким угловым моментом, состоящие практически из одних нейтронов, супердеформированные), которые, в принципе, реализуются в космических процессах. На рис.7 представлена зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, пропорциональной энергии бомбардирующей частицы. Эти данные получены в трёх экспериментах - при низких энергиях в Дубне, при энергии возбуждения 2 - 8 МэВ ЦЕРН (Швейцария) и 8 - 15 МэВ в Дармштадте (Германия). Видно, что с ростом энергии возбуждения в диапазоне 2 - 8 МэВ температура ядра не увеличивается, тогда как при низких энергиях происходит резкое увеличение температуры так же, как и при очень высоких энергиях. Этот сенсационный результат демонстрирует, во-первых, возможность достижения в ядерных реакциях температур, которые существуют только в момент образования звезд, во-вторых, подтверждают существование фазовых переходов в горячих объектах, что предполагалось при рассмотрении расширяющейся Вселенной и взрыве звезд. Это лишь несколько примеров, показывающих возможности методов ядерной физики в исследовании космических объектов и свойств Вселенной.

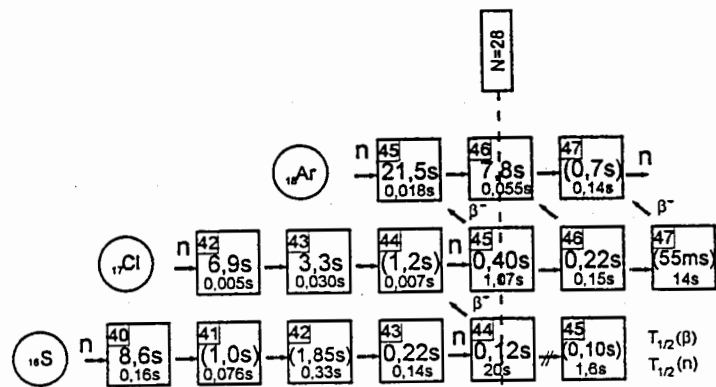


Рис.6. Цепочки быстрого захвата нейтронов (r -процесс) в каналах ^{16}S и ^{18}Ar для температуры $T=8 \cdot 10^8 \text{ K}$ и нейтронной плотности $5 \cdot 10^5 \text{ моль/см}^3$, полученные в эксперименте Дубна – ГАНИЛ (Франция)-Майнц (Германия). Изотопы ^{44}S и ^{46}Cl с оболочечным числом нейтронов $N=28$ являются поворотными точками в этом процессе. До данного эксперимента считалось, что поворотными точками являются $^{46,47}\text{Cl}$

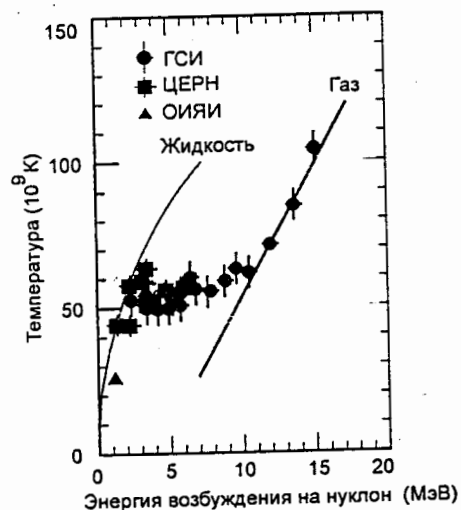


Рис.7. Экспериментальная зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения. Данные получены в ОИЯИ (Дубна), ГСИ (Германия) и ЦЕРН (Швейцария). Перегибы в кривых, проведенных через экспериментальные точки, соответствуют фазовому переходу «жидкость-газ»

В связи с ограниченным объемом публикации автор не смог остановиться на большом числе таких примеров, как, например, проблема измерения потока солнечных нейтрино, изучение его массы в двойном β -распаде, исследование свойств нейтронных ядер (ядер, состоящих из нескольких протонов и большого числа нейтронов). В целом направление ядерной физики вылилась физика космических лучей, где в последнее время обнаружен ряд интереснейших явлений.

Формирование наших представлений об образовании Вселенной, нуклеосинтезе, свойствах новых звездных образований продолжается, и они неразрывно связаны с накоплением новых данных в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому описываемые в первых трёх главах механизмы образования Вселенной и нуклеосинтеза являются одной из гипотез, основанных на современных представлениях ядерной астрофизики, основной задачей которой является построение единой космологической модели.

Литература.

1. Л.Волантэн. Субатомная физика ядра и частицы. Т.1. Изд-во «Мир», Москва, 1986.
2. В.Л.Гинзбург. О физике и астрофизике. Изд-во «Наука», Москва, 1974.
3. Дж.Нарликар. Неистовая Вселенная. Изд-во «Мир». Москва, 1985.
4. Ю.Э.Пенионжквич. Физика экзотических ядер. Соросовский образовательный журнал №1, стр. 92, 1995.
5. Г.Н.Флёров, Ф.С.Ильинов. На пути к сверхэлементам. Библиотечка детской энциклопедии. Изд-во «Педагогика», Москва, 1977.

ПРИКЛАДНАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Аннотация

В статье рассказывается об использовании методов ядерной физики в различных областях науки, техники, промышленности. Показаны возможности этих методов для точного определения содержания элементов в различных образцах, производства радиоизотопов для медицины, получение и использование ядерных мембран. Демонстрируемые использования ядерных излучений доказывают их широкие возможности в решении самых разных проблем, в том числе и экологических.

Введение

Представление о ядерной физике у многих людей складывалось под влиянием наиболее яркого и трагического использования этой науки для создания атомной бомбы. Между тем с момента открытия радиоактивности супругами Кюри в 1895 году, ядерная физика и большинство её фундаментальных результатов внесли решающий вклад в развитие многих областей науки, техники и медицины. В связи с этим стоит вспомнить использование рентгеновских лучей в медицине, эффекта Мёссбауэра для анализа структурных особенностей твёрдых тел, радиоизотопный метод определения возраста различных объектов, активационный метод определения элементного состава вещества с высокой чувствительностью (до 10^{-10} г/г), не говоря уже об использовании ядерной энергии для получения электроэнергии. Во многих странах этот источник электроэнергии даёт более 50% от всей электроэнергии, производимой в стране. В настоящее время физики-ядерщики всех стран работают над созданием нового эффективного метода получения электроэнергии с помощью управляемого термоядерного синтеза. Этот список можно было бы ещё и ещё продолжать. Поэтому нам всем необходимо совершенно четко представлять себе, что ядерная физика настолько тесно вошла в нашу жизнь, что без неё уже немыслимо цивилизованное существование нашего общества.

В этой короткой статье автор хотел бы остановиться только на нескольких важных для общества проблемах, решаемых с помощью методов ядерной физики - это активационный анализ вещества, получение некоторых радиоизотопов для

медицины и производство специальных микрофильтров. Эти важные направления использования результатов фундаментальных исследований ядерной физики и физики тяжелых ионов в частности, успешно развиваются в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флёрова Объединённого института ядерных исследований в Дубне и в других ведущих научных центрах мира.

Активационный анализ

Активационный анализ основывается на ядерных взаимодействиях и свойствах возбуждённых (радиоактивных) атомных ядер. Это чисто ядерно-физический метод является нечувствительным к химическому составу атома определяемого элемента в исследуемом веществе, т.е. активационный анализ даёт лишь количественную информацию содержания элемента в образце и без привлечения дополнительных химических методов не позволяет разделять элемент в разных химических состояниях. Однако современные методы ядерной физики, располагающей большим набором источников активирующего излучения, позволяют осуществить активационное определение практически всех элементов Периодической системы. Активация образцов может осуществляться различными источниками излучения - γ -квантами, нейтронами, лёгкими заряжёнными частицами и тяжёлыми ионами. Испускаемое же после активации в основном γ -излучение является характеристическим, что даёт возможность по параметрам излучения (энергия, период полураспада и интенсивность) проводить идентификацию элементов и определение их количественного содержания. Необходимо заметить, что активационный анализ относится к числу наиболее чувствительных аналитических методов. Предел обнаружения для большинства элементов находится в интервале 10^{-7} - 10^{-11} %. Однако эти высокие аналитические параметры активационного анализа могут быть достигнуты с помощью относительно дорогого и сложного в эксплуатации оборудования - ядерных реакторов, ускорителей заряженных частиц, детекторов ионизирующих излучений высокого разрешения, вычислительных машин, позволяющих экспрессно идентифицировать характеристическое излучение. Между тем активационные методы анализа

используются для решения широкого круга задач в самых разных направлениях науки и техники [1].

В основе активационного метода анализа лежит использование ядерных взаимодействий. Исследуемую пробу облучают потоком ядерных частиц или квантов. В результате взаимодействия активирующего излучения с ядрами элементов возможно протекание различных ядерных реакций, которые приводят к изменению состояния облучаемых ядер (изменение их нуклонного состава или энергетического состояния ядра). При этом используются ядерные реакции различных типов и, в частности, те, которые рассматривались в работе [2]. В процессе взаимодействия испускаются нейтроны, протоны или α -частицы, а также более тяжёлые ядра (случай упругого рассеяния), регистрация характеристик которых даёт количественную информацию о заряде и массе ядра, с которым произошла ядерная реакция. Возникший в результате ядерного взаимодействия продукт представляет собой радиоактивный изотоп исходного или соседних элементов, распадающийся с вылетом α -частиц (для тяжелых ядер), или характеристического рентгеновского и γ -излучения, по которым эти ядра идентифицируются. Зная сечение (вероятность) реакции и поток активирующего излучения, можно определить количество исследуемых ядер. Таким образом, активационный анализ может использоваться для анализа чрезвычайно малых количеств вещества (до $\sim 10^{-10}$ г/г). Как было отмечено выше, количественное определение возможно по мгновенному и задержанному излучению. В первом случае исследуемая проба помещается в поток активирующего излучения и измеряется интенсивность вторичного излучения. Соотношение между числом регистрируемых детектором вторичных частиц и количеством изотопа определяется соотношением

$$N_1 = N_0 \eta \phi \sigma N_0, \quad (1)$$

где η - выход вторичного излучения, ϕ - плотность потока активирующего излучения (частиц/см²·с), σ - сечение реакции на данном ядре, N_0 - число исходных ядер.

Во втором случае, который является наиболее распространённым в активационном анализе, проводится измерение интенсивности характеристического излучения радиоизотопов, образующихся в процессе облучения.

Пусть при облучении ядер А частицами а у нас образуется новое ядро В и испускается частица в, т.е. протекает ядерная реакция типа $A(a,v)B$, которая характеризуется определённой величиной сечения активации. Конечный продукт этой реакции В радиоактивен и имеет постоянную распада λ . Скорость накопления ядер радиоизотопа будет определяться двумя процессами: скоростью образования в результате реакции и скоростью распада при радиоактивном распаде:

$$dN_B/dt = \phi \sigma N_A - \lambda N_B. \quad (2)$$

Количество ядер радиоизотопа В, накопившееся за время облучения $t_{обл.}$, можно получить интегрированием уравнения (2). В этом случае в предположении о постоянстве плотности потока активирующего излучения (ϕ), а также сечения (σ) и числа начальных ядер (N_A) количество ядер В

$$N_B = (\phi \sigma N_A / \lambda) (1 - e^{-\lambda t_{обл.}}). \quad (3)$$

После облучения измеряется число распадов в течение определённого промежутка времени ($t_{изм.}$), что даёт зависимость

$$N_d = (\phi \sigma N_A / \lambda) (1 - e^{-\lambda t_{изм.}}). \quad (4)$$

Если число атомов радиоизотопа за время измерений уменьшается в незначительной степени ($t_{изм.} / T_{1/2}$ мало), то $(1 - e^{-\lambda t_{изм.}}) \approx \lambda t_{изм.}$, и уравнение (4) можно записать в виде

$$N_d / t_{изм.} = A_d, \quad (5)$$

где A_d - скорость распада или активность радиоизотопа.

Нетрудно видеть, что при длительности облучения, значительно превышающей период полураспада радиоизотопа ($t_{обл.} \gg T_{1/2}$), из соотношений (4) и (5) можно получить

$$A_{\infty} = \phi \sigma N_A, \quad (6)$$

где A_{∞} - активность насыщения. Уравнение (6) совпадает с уравнением (1) для интенсивности мгновенного излучения. Это значит, что результат можно быстрее получить, измеряя мгновенное излучение, чем в случае предварительного облучения и последующих измерений задержанного излучения. К сожалению, использование первого метода связано с большими методическими трудностями, вызванными необходимостью регистрации вторичного излучения на фоне, на много порядков превышающего по интенсивности первичного излучения.

Экспрессность активационного анализа и его высокая чувствительность позволяют использовать его в самых разных областях науки и техники. Прежде всего следует отметить большой вклад в геохимию и космохимию. Информация о содержании малых концентраций элементов в земных недрах даёт возможность делать выводы о геохимических процессах и оказывать помощь в поисках месторождений редких и рассеянных элементов. В последнее время активационный анализ является одним из основных методов при изучении химического состава вещества, доставленного с поверхности Луны. На рис. 1 показан характерный спектр гамма-излучений пробы морской воды, из которого следует высокое содержание в ней широкого спектра самых разных элементов, в том числе и редкоземельных, что позволяет надеяться на возможность промышленного использования морской воды для добычи многих редких элементов.

Велика роль активационного анализа для биологии, медицины и смежных с ними наук. Они заинтересованы в определении содержания малых компонентов, роль которых в биологических процессах велика. Широко используется активационный анализ в криминалистике. Большие перспективы активационного анализа в промышленности, где область его использования простирается от поиска полезных ископаемых до оперативного контроля за качеством готового продукта (например, содержания кислорода в продуктах металлургического производства). Необходимо заметить, что здесь используются в качестве источников активирующего излучения относительно недорогие и радиационно безопасные радиоактивные источники, генераторы нейтронов и γ -квантов (микротроны).

Получение и использование радиоактивных изотопов в медицине

С момента появления первых ускорителей заряженных частиц (более 60 лет назад) - они эффективно использовались при получении радиоизотопов для радиофармакологии. В настоящее время около 200 специальных малогабаритных циклотронов и 25 других ускорителей заряженных частиц работают для производства радиоизотопов в медицинских целях. Как правило, в этих ускорителях получают лучок протонов или дейтонов с энергией до 40 МэВ и с интенсивностью

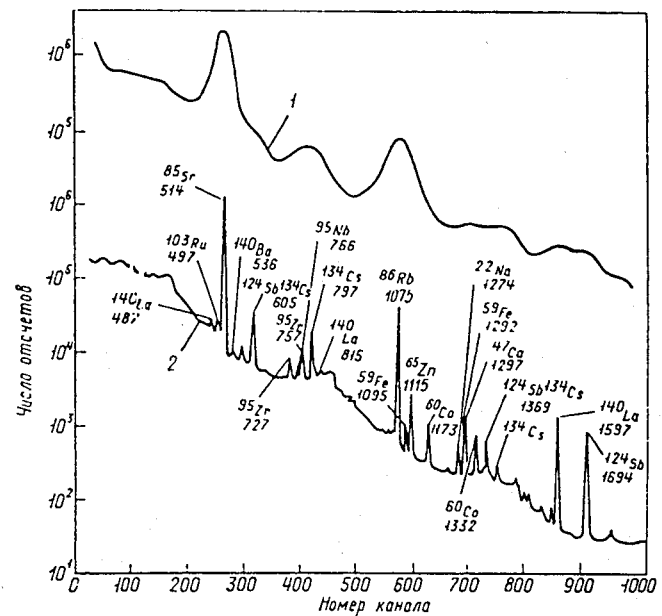


Рис.1. Гамма-спектр пробы морской воды, измеренный с помощью полупроводникового спектрометра. Пики в спектре соответствуют изотопам различных элементов, присутствующих в воде

пучка до 500 микроампер. На таких ускорителях получают радиоизотопы в количествах, достаточных для проведения диагностических исследований нескольких тысяч пациентов в год. Есть несколько проблем, которые необходимо решить при производстве и использовании радиоизотопов. Первая из них - высокая чистота получаемых на ускорителях препаратов. Во время облучения вещества мишени в ядерных реакциях образуется большое количество разных изотопов, многие из которых являются нежелательными для внедрения в организм (например, большое время жизни). Для получения чистых препаратов (чистота до 10^6 - 10^7) подбирают ядерные реакции, в которых необходимый изотоп образуется с большим выходом. Очистку от других элементов осуществляют с помощью радиохимических методов, а изотопов - с использованием магнитных масс-сепараторов. Вторая проблема состоит в том, что необходимо получать изотопы, живущие относительно малое время - от десятков часов до нескольких дней. Это необходимо для того, чтобы после введения их в организм человека и после проведения исследований эти радионуклиды должны распасться и прекратить своё радиоактивное воздействие на организм. Это требование чрезвычайно усложняет методику использования изотопа - нужны быстрые методы сепарации и доставки их от места производства до больницы, которые часто находятся на большом расстоянии друг от друга. Радиоизотопы в основном используются для двух целей: исследование метаболизма тех или иных элементов в организме человека и диагностики состояния различных органов. В первом случае пациенту вводится определённый радиоизотоп в зависимости от того, какой орган предполагается исследовать. Этот метод основан на том, что каждый орган наиболее селективен к одному элементу. В таблице показаны основные радиоизотопы, получаемые на ускорителях для диагностики того или иного органа.

Изотоп	Время жизни, часы	Энергия гамма-излучения, кэВ	Адсорбирующий орган
^{201}Tl	73,0	80	Сердце
^{111}In	67,2	240	Распространение инфекций
^{67}Ga	78,3	100-300	Желудок
^{123}I	13,2	160	Щитовидная железа

В последнее время стали использоваться изотопы более тяжёлых элементов, например ^{237}Pu . Этот радионуклид с периодом полураспада $T_{1/2} = 45,3$ дня применяется медиками для исследования метаболизма трансурановых элементов в организме, что чрезвычайно важно при профилактике заболеваемости жертв крупных экологических катастроф (например, Чернобыльская АЭС, районы испытания ядерного оружия). Другая цель использования радионуклидов для диагностики - это позитронная томография. При обследовании больного методом позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) в определённый орган человека вводится один из короткоживущих изотопов: углерод-11 (период полураспада - 20 минут), азот-13 (10 минут) или кислород-15 (2 минуты). Эти изотопы, распадаясь, испускают одновременно два гамма-кванта с энергией 511 кэВ. Эти гамма-кванты измеряются специальными детекторами, расположенными вокруг тела человека. После сложнейшей обработки полученных сигналов от гамма-лучей, передаваемых на компьютер от большого количества детекторов, сигналы преобразуются в изображение органа. В отличие от рентгеновского снимка, изображение это объёмное с высоким пространственным разрешением и абсолютно безопасно для организма. Здесь необходимо заметить, что использование радионуклидов в медицине является абсолютно безопасным ввиду очень малых доз и короткого времени жизни используемых радионуклидов.

Ядерные мембраны

Одним из наиболее ярких примеров использования ядерной физики в смежных областях является производство ядерных мембран. Мембранная фильтрация по совокупности своих технико-экономических показателей является технологией XXI века. В настоящее время важнейшие процессы в точной технологии (электроника, биотехнология, микробиология, фармацевтика и др.), медицине, сельском хозяйстве, экологии невозможно представить без применения широкой гаммы мембран. Так называемые ядерные или трековые мембраны являются особым типом искусственных полимерных мембран. От классических мембран, получаемых в основном методами химической технологии, ядерные мембраны отличаются высокой однородностью геометрических размеров и правильной формой пор,

высокая селективность по отношению к выделяемому компоненту, биологическая инертность.

Что же такое ядерная мембрана, как она производится и где используется?

В 1974 году в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флёрова ОИЯИ в г. Дубне впервые было предложено использовать для изготовления ядерных фильтров ускорители тяжёлых ионов [3,4]. Тяжёлые ионы высокой энергии создают в веществе вдоль своих траекторий области с высокой плотностью ионизации, в которых происходит деструкция полимера. Специальная химическая обработка деструктированного ионизацией материала превращает исходную плёнку в микрофильтрационную со сквозными порами цилиндрической формы (см. рис.2). Размеры пор и их плотность в ядерных мембранах можно регулировать путём выбора режима химической обработки и массы бомбардирующих ядер. Для улучшения качества ядерных фильтров перед химической обработкой плёнка подвергается облучению ультрафиолетовым светом - сенсабилизации. Сенсабилизация, связанная с процессом фотоокисления продуктов радиолитического распада в треках под действием ультрафиолетового света, позволяет в 3 - 5 раз повысить избирательность травления их и снизить конусность каналов пор, т.е. получать поры идеальной цилиндрической формы. Одно из преимуществ ядерных фильтров состоит в том, что ядра ускоряемых ионов стабильны, а энергия их недостаточна для вступления в ядерные реакции с ядрами элементов мишени. Поэтому полностью отсутствует активация полимерного материала в процессе облучения. К настоящему времени разработана технология изготовления ядерных фильтров с диаметром пор от нескольких десятков ангстрем до десятков микрон. Исходным материалом для производства ядерных фильтров служит, как правило, лавсановая плёнка. Она отличается высокой механической прочностью, устойчивостью к воздействию многих растворителей и реактивов, большой радиационной стойкостью. Ионизация, производимая тяжёлыми ионами вдоль их траектории в веществе, настолько сильна, что даже в высокотермостойких и радиационно-стойких полимерах остаются дефекты, превращаемые в поры после соответствующей химической обработки. Эти уникальные свойства мембран позволяют их широко использовать в самых

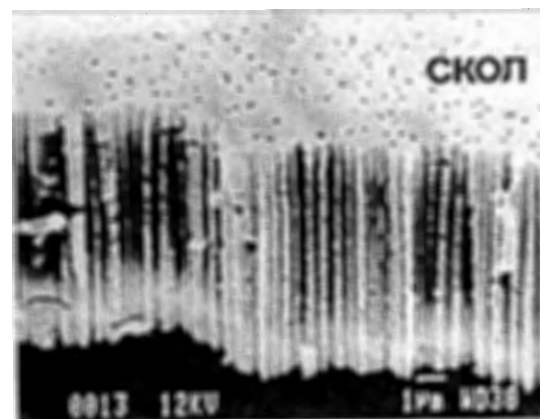


Рис.2. Снимок ядерного фильтра под электронным микроскопом.

а) Срез ядерного фильтра. В правом нижнем углу белой линией показан масштаб снимка



б) Снимок ядерного фильтра под электронным микроскопом на фоне человеческого волоса

различных областях. Отметим лишь наиболее важное использование ядерных мембран.

Известно, насколько важна в современной электронной промышленности чистота технологических сред, в частности воды и воздуха. Присутствие посторонних веществ и частиц в процессе создания микросхем и полупроводниковых приборов оказывает существенное влияние на качество и выход продукции. В связи с этим на предприятиях электронной промышленности в качестве промывочной среды используется особо чистая вода, содержащая не более 50 -150 микрочастиц (размером $\leq 0,2$ мкм) в миллилитре. Ядерные фильтры являются идеальным материалом для конечной очистки воды от микрочастиц. Это обусловлено тем, что, во-первых, ядерные фильтры с диаметром пор 0,2 мкм задерживают все микрочастицы большего размера, в том числе бактерии, во-вторых, в отличие от большинства других фильтров они практически не выделяют в фильтрат каких-либо низкомолекулярных примесей. Ядерные фильтры, используемые для этих целей, заряженные в специальный патрон, имеют производительность более $0,25 \text{ м}^3$ чистой воды в час. На рис.3 представлены размеры различных веществ и соответствующие им размеры ядерных мембран. Видно, что ядерные мембраны позволяют фильтровать самые различные вещества, аэро- и гидрозолы. Отсюда сразу следуют другие возможные области применения ядерных фильтров, важнейшей из которых является медицина. Ядерные фильтры обладают, по сравнению с другими мембранами, значительно меньшей (2 - 5%) дисперсией пор, и это делает их незаменимыми в процессах очистки, концентрирования и стерилизующей фильтрации вирусов и вакцин. На рис.4 показаны фотографии поверхностей различных ядерных фильтров, снятых на электронном микроскопе при увеличении 10^4 раз. На поверхности ядерных мембран с диаметром пор 0,2 мкм задержаны латекс, пыль, бактерии, осколки стекол из ампул с водой для инъекций. Всё это демонстрирует самые широкие возможности использования ядерных мембран. Кроме электронной промышленности и медицины, они используются в работах по изучению и контролю загрязнения окружающей среды, в криогенной технике при изготовлении экранно-вакуумной изоляции, в пищевой промышленности

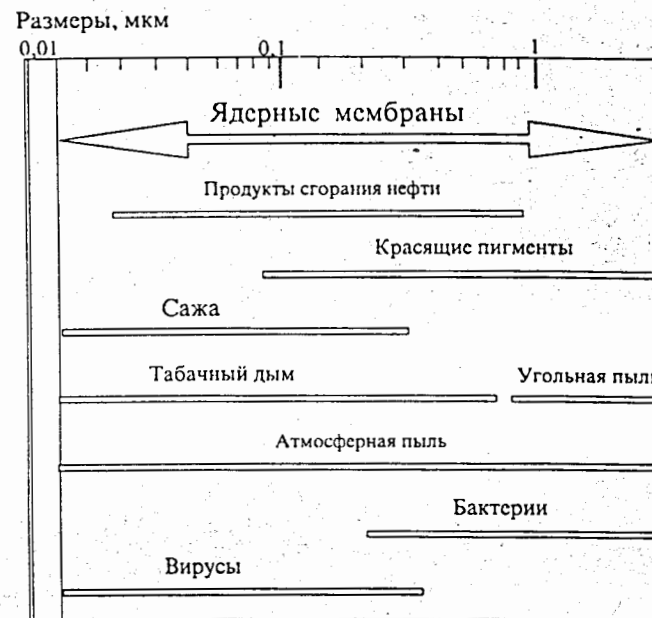
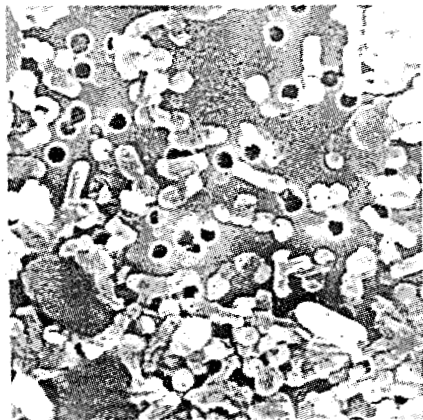


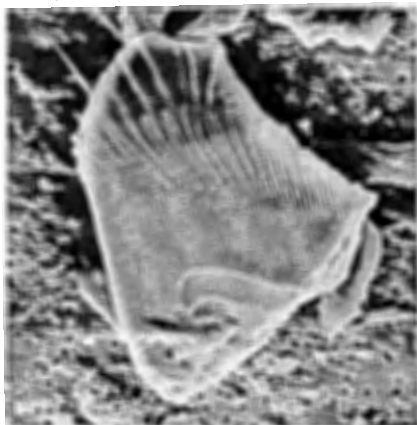
Рис.3. Диапазон размеров пор ядерных фильтров в микронах в сравнении с характерными размерами частиц некоторых аэрозолей



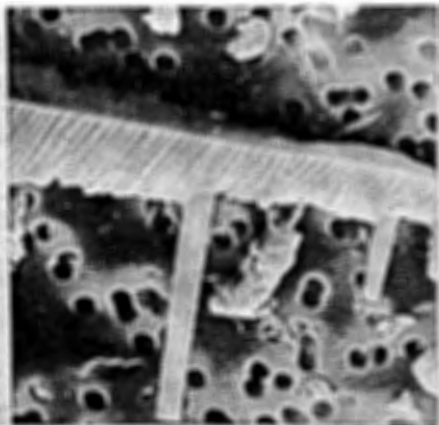
а)



б)



в)



г)

Рис.4. Снимок поверхности ядерной мембраны (0,22 мкм) после фильтрации латекса (0,25 мкм) (а), пыли (б), бактерий и осколков стекол ампул с водой для инъекций (в, г)

при производстве ферментных препаратов, кормового лизина, стерилизации жидких пищевых продуктов и многих других областях.

Таким образом, в настоящее время практически ни одна область науки, техники, производства, использующих высокие технологии, не может обходиться без методов ядерной физики. Эти методы продолжают развиваться и совершенствоваться с целью обеспечения полной безопасности при их применении. И в основном эта цель уже достигнута - прикладные методы ядерной физики во многих случаях оказываются более безопасными, экологически чистыми, чем конкурирующие с ними.

Литература

1. Р.А.Кузнецов. "Активационный анализ", Москва, Атомиздат, 1974.
2. Ю.Э.Пенионжкевич. Соросовский образовательный журнал, т.1, 1995, с.92.
3. Г.Н.Флёров. Вестник Академии наук СССР, 4, 1984, с.35.
4. Б.В.Мчедlishvili, Г.Н.Флёров. Журнал Всесоюзного химического общества им. Д.И.Менделеева, т.XXXII, 1983, с.641.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1998 года.

СОДЕРЖАНИЕ

1. Радиоактивность	1
2. Физика экзотических ядер	17
3. Пучки радиоактивных ядер	34
4. Ядерная химия	50
5. Ядерная астрофизика	72
6. Прикладная ядерная физика	90