

RADIOACTIVE NUCLEAR BEAMS

Yu. E. PENIONZHKEVICH

The present status of experimental researches in a new field of nuclear physics based on production and use of radioactive nuclear beams (RNB) is considered. Different methods of radioactive nuclear beam production with the use of modern acceleration and reactors are described. Some examples of RNB usage in nuclear physics, nuclear astrophysics and applied research are presented.

Рассматривается современное состояние экспериментальных исследований в новом направлении ядерной физики, связанном с получением и применением пучков радиоактивных ядер.

ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Ю. Э. ПЕНИОНЖКЕВИЧ

Московский инженерно-физический институт

Экспериментальные исследования с использованием пучков радиоактивных ядер являются новым, интенсивно развивающимся направлением физики тяжелых ионов, которое за последние 30 лет претерпело несколько этапов развития. С появлением первых пучков тяжелых ионов ядерная физика получила мощный метод 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 году одного из первых мощных ускорителей тяжелых ионов — циклотрона У-300 позволил научному коллективу Лаборатории ядерных реакций (ЛЯР) под руководством академика Г.Н. Флёрова сделать важные открытия, которые способствовали развитию новых представлений о свойствах ядра [1]. Был обнаружен новый тип радиоактивности — запаздывающий протонный распад [2], исследование которого вылилось в отдельное направление ядерной физики и позволило предсказать, а затем и открыть протонный распад из основного состояния, двухпротонный распад и кластерную радиоактивность. В реакциях с тяжелыми ионами обнаружены спонтанно делящиеся изомеры [3], интерпретация свойств которых дала возможность по-новому взглянуть на стабильность ядер. Это создало основу для цикла экспериментов на пучках тяжелых ионов, приведших к открытию новых элементов с $102 < Z < 110$ [4]. В Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в конце 60-х годов было обнаружено запаздывающее деление ядер и, наконец, были обнаружены новые явления, связанные с механизмом взаимодействия двух сложных ядер [5].

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

Вторым важным этапом исследований с пучками тяжелых ионов явилась возможность использования радиоактивных мишеней. Появление в конце 50-х — начале 60-х годов мощных ядерных реакторов, а также высокоэффективных установок для разделения изотопов позволило получить 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 чем было рассказано в статье [6].

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

Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить интересные явления, связанные со свойствами ядер, удаленных от области стабильности. Для этого использовались пучки радиоактивных ядер с интенсивностью 10^2 – 10^7 частиц/с. 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 ^{11}Li , ведутся поиски нейтронного гало в нейтроноизбыточных ядрах ^6He , ^8He , ^{14}Be и др. [6], а также протонного гало (аномально высокий радиус распределения протонов) в нейтронодефицитных ядрах ^8B , ^{17}Ne и др. [6, 7].

Использование пучков радиоактивных ядер в физических исследованиях сводится к трем проблемам: получение самих пучков соответствующей интенсивности, ускорение их до необходимой энергии и регистрация 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 тяжелых ионов, ускоренных до энергии более 30 МэВ/А, и бомбардировки ими относительно тонких мишеней. В этом случае происходит фрагментация бомбардирующих ядер с образованием новых ядер — продуктов реакции в широком диапазоне зарядов и масс, имеющих узкое, направленное вперед угловое распределение и скорости, сравнимые со скоростью первичного пучка. После выделения по заряду Z и массе A необходимых ядер с помощью магнитных фрагмент-сепараторов можно использовать полученные пучки радиоактивных ядер без их последующего ускорения. Второй способ предполагает ускорение протонов или тяжелых 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 и последующего ускорения.

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

Недавно предложен другой проект получения пучков радиоактивных ядер. Облучая потоком нейтронов урановую мишень можно получить высококи выход осколков с массой $A = 80$ – 100 . Транспортируя затем радиоактивные ядра до источника многозарядных ионов и ускоряя их на циклотроне можно получить пучки радиоактивных ядер в области масс осколков деления с интенсивностью до 10^{10} частиц/с.

Интенсивность вторичных пучков может быть представлена простой зависимостью

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} \frac{N_A}{M} \sigma d \mathcal{E}_{\text{вых}} \mathcal{E}_{\text{трансп}} \mathcal{E}_{\text{ион}} \mathcal{E}_{\text{уск}}, \quad (1)$$

где σ — полное сечение реакции (в см 2), d — толщина мишени (в г/см 3), M — массовое число элемента мишени, N_A — число Авогадро и \mathcal{E} — эффективность соответствующих процессов от выхода ядра из мишени ($\mathcal{E}_{\text{вых}}$) до вывода из постускорителя ($\mathcal{E}_{\text{уск}}$). Поэтому, рассматривая различные методы получения радиоактивных пучков, необходимо учесть все эти факторы, которые должны приводить к их максимальной интенсивности.

Схематическое представление одного из методов получения пучков радиоактивных ядер дано на рис. 1. Первичный пучок тяжелых ионов, полученный в ускорителе, бомбардирует производящую мишень. Продукты реакции, вылетающие из мишени, расположенной в фокусе первого разделяющего магнита, попадают в фокальную плоскость этого магнита, где потом с помощью щели выделяются определенные ядра в соответствии с их магнитной жесткостью:

$$B\rho = k \left(\frac{A}{q} \right) \left[v \left(1 + \frac{v}{2m_u} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

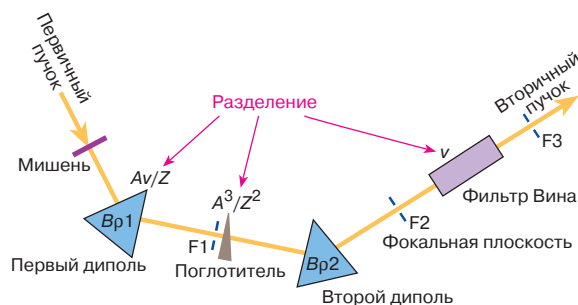


Рис. 1. Схематическое изображение фрагмент-сепаратора с тремя методами разделения (магнитным, методом потерь энергии и электростатическим)

где B — магнитное поле спектрометра, ρ — радиус кривизны траектории в дипольном магните, q — ионный заряд продукта реакции, m_u — единица атомной массы (931,5 МэВ), $k = (2m_u/c)^{1/2} = 0,1438$, 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 магнитом, а также дополнительное разделение 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 частиц/с.

Другой метод, основанный на использовании магнитного изотопного сепаратора, как уже отмечалось вначале, позволяет получать более интенсивные пучки радиоактивных ядер из-за использования максимально возможной толщины мишеней. Этот метод в принципе превосходит метод фрагментации тяжелых ионов по интенсивности радиоактивного пучка, а кроме того, он дает возможность получить пучок с высоким энергетическим разрешением.

Особые требования во втором методе получения радиоактивных пучков предъявляются к мишеням и ионным источникам. Толщина d мишени может быть достаточно большой, и она должна принимать высокую интенсивность начального пучка. В то же время она должна обеспечить быструю диффузию из нее определенных радиоактивных ядер.

Интенсивность пучков радиоактивных ядер может достигать 10^9 – 10^{11} частиц/с. Такие пучки в настоящее время используются 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 продвигаться 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. Значительное влияние на него будет оказывать структура взаимодействующих ядер. Радиоактивные пучки эффективно используются для исследования 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 отношения количества нейтронов и протонов (N/Z), энергии возбуждения, угловых моментов, деформаций.

Экспериментальное определение энергий связи и масс ядер является одной из фундаментальных проблем ядерной физики. Используя один из описанных выше методов можно получать пучки радиоактивных ядер, сильно удаленных от области стабильности, и исследовать их свойства. При этом, 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 ($\Delta M/M \approx 10^{-6}$). Разрешение по массам определяется соотношением

$$\frac{\Delta M}{M} = 2 \left[\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta L}{L} \right] + \frac{\Delta E}{E}, \quad (3)$$

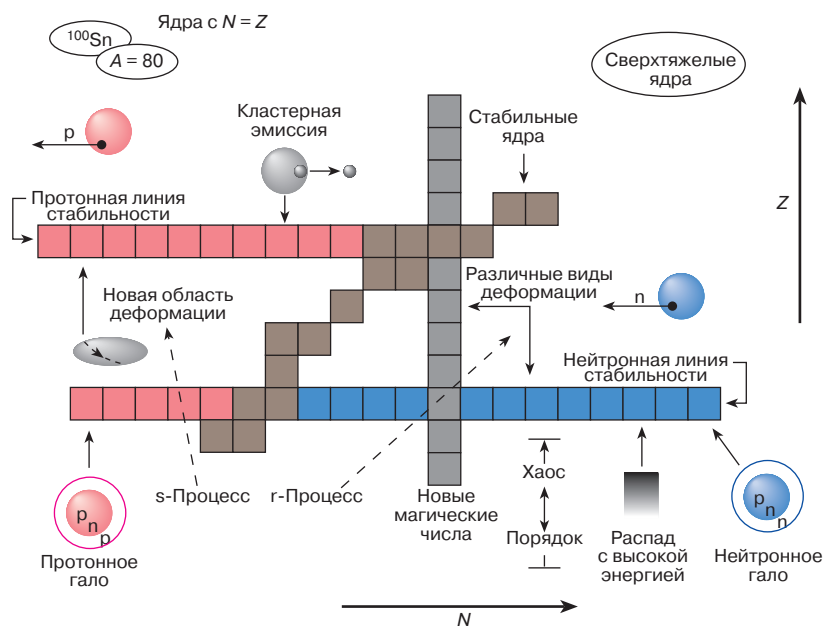


Рис. 2. Схематическое изображение нейтрон-протонной диаграммы нуклидов в областях, представляющих интерес для исследования с помощью радиоактивных пучков

где M — масса исследуемого ядра, T — время пролета ядром расстояния L и E — кинетическая энергия ядра, ΔT , ΔL и ΔE — точности измерения времени, пролетной базы и энергии. Поэтому в экспериментах по измерению масс экзотических ядер пытаются достичь максимально высоких разрешений детекторов по времени и энергии, а также используют пролетные системы с достаточно длинной пролетной базой ($L = 2-3$ км). Большой цикл измерений масс легких ядер был предпринят на ускорительном комплексе GANIL (Франция) с использованием специального магнитного спектрометра с пролетной базой 82 м. В этих экспериментах были получены пучки радиоактивных ядер от ^{27}F до ^{46}Cl и определены массы этих ядер. 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 $N = 20$ наблюдается значительное увеличение стабильности ядер в районе изотопов F, Ne, Na и Mg при приближении к ядрам с магическим числом нейтронов $N = 28$. Как оказалось, ядерная оболочка с числом нейтронов $N = 28$ играет стабилизирующую роль для ядер изотопов Si, P, S или Cl. Такое поведение энергии связи нейтронов еще 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 ω , массы ускоряемой частицы M и ее ионного заряда q и определяются соотношением $B/\omega = q/M$. При этих условиях, регистрируя на выходе из циклотрона ядро, можно определять его массу с точностью до $10^{-6}-10^{-7}$.

Подобный способ может быть чрезвычайно интересным и эффективным для определения масс более тяжелых трансформиевых ядер ($Z \geq 100$).

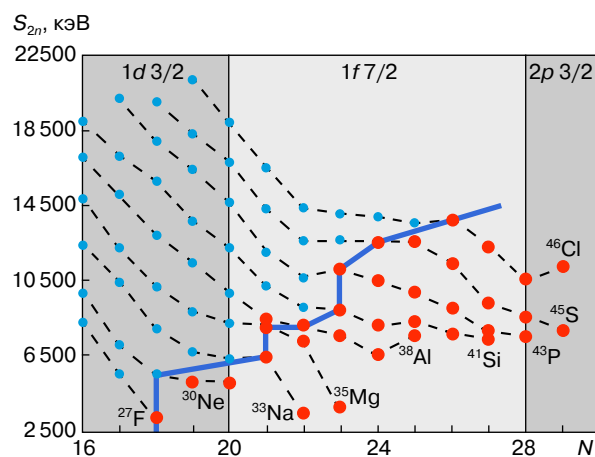


Рис. 3. Энергии связи двух нейтронов в зависимости от числа нейтронов. Синяя линия проведена через последние изотопы с известными массами до экспериментов, описанных в работе [8]. Красные точки — новые результаты

Распады ядер

Получение достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер, удаленных от границ стабильности, открывает новые возможности наблюдения экзотических распадов. Для таких ядер разница между массами соседних изобар (энергия β -распада Q_β) 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: двух- и трехнейтронного распада, эмиссии тритонов, α -частиц и более тяжелых частиц — кластеров. Интересными с этой точки зрения являются изотопы ^{11}Li и ^8He , обладающие высоким значением энергии β -распада. Для изотопа ^{11}Li значение $Q_\beta = 20,7$ МэВ, что делает энергетически разрешенными все перечисленные типы распадов. Так, испускание β -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15,72 МэВ для распада $^{11}\text{Li} \rightarrow ^8\text{Li} + t$. Этот новый тип распада был недавно экспериментально обнаружен.

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

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 двух- и мультинейтронного распада необходимо экспериментальное исследование ядер, испытывающих запаздывающий нейтронный распад. Исследование распада некоторых нейтроноизбыточных ядер (например, ^{17}B) показало, что с относительно большой вероятностью происходит эмиссия двух, трех и четырех нейтронов. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания целых нейтронных систем, состоящих, например, из четырех 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 рассеиванию ядер дают информацию о ядерном потенциале, а также о параметрах самих ядер (их форме, среднеквадратичных радиусах распределения нуклонов, зарядов и т.п.). Как правило, используют различные подходы к анализу угловых распределений упругого рассеяния ядер. В основном используются полуклассический подход и оптическая модель. В соответствии

с полуклассическим рассмотрением упругого рассеяния частица движется по классической траектории и может испытать неупругое взаимодействие, выводящее ее из упругого канала. В этом случае, исследуя зависимости сечения упругого рассеяния от угла рассеивания θ , который связан с расстоянием наибольшего сближения двух ядер как $D = (a/2)(1 + \cos \theta/2)$, где $a = Z_p Z_t e^2 / E$, Z_p и Z_t — заряды ядра-снаряда и ядра-мишени, E — энергия бомбардирующего ядра, можно определить радиус сильного поглощения, то есть то расстояние между центрами соударяющихся ядер, на котором интенсивность потока в упругом канале убывает вдвое.

Недавно экспериментально были получены пучки радиоактивных ядер ^6He , ^9Li , ^{11}Li и исследовано их упругое рассеяние. В этих экспериментах было обнаружено сильное различие в угловых распределениях между ядрами ^6He и ^6Li , а также ядрами ^7Li и ^{11}Li . Анализ этого различия показал, что оно может быть объяснено влиянием нейтронного гало в ядрах ^6He и ^{11}Li (см. [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 ^8B 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 сверхтяжелых элементов в области $Z = 114$ и $N = 182$, является одной из интереснейших задач ядерной физики. Одним из принципиальных вопросов в этой проблеме является метод получения сверхтяжелых 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 в результате 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 оптимальных реакций для синтеза сверхтяжелых ядер, вызываемых стабильными ядрами, является реакция слияния двух нейтроноизбыточных ядер $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$. Однако она приводит к образованию нового ядра с числом нейтронов, гораздо меньшим 184. Поэтому пучки более тяжелых радиоактивных ядер, таких, 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 нейтронообогащенных ядер актинидных и трансформиевых нуклидов ($Z > 100$) и изучать свойства их распада.

На рис. 4 представлена диаграмма $N-Z$ для тяжелых составных ядер с минимальной энергией возбуждения для различных реакций. Видно, что, используя реакции слияния ядер свинца с радиоактивными ядрами ^{82}Ni , ^{64}Cr и др., можно получить составные ядра с $Z = 110, 106, 104$ соответственно с минимальной энергией возбуждения 20–25 МэВ.

РАДИОАКТИВНЫЕ ПУЧКИ И ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

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

Основную роль в астрофизических процессах играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, α -частиц или нейтронов различными ядрами. Определение скорости протекания таких реакций является сложной экспериментальной задачей. Вероятности таких процессов (сечения) также сильно зависят от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая и эффективное сечение реакций также сравнительно невысокое: его величина составляет от нескольких пикобарн до нескольких на-

нобарн¹. При взрыве звезд температура очень высокая (10^8 – 10^9 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 для этих целей мишени из водорода и гелия. Можно привести несколько примеров модельных реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается возможность существования неоднородностей в распределении адронной материи на одном из этапов нуклеосинтеза. В этих условиях содержание элементов с $A \sim 7$ может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью. В этом случае принципиальными являются реакции типа $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$, $^6\text{He}(\alpha, n)^9\text{Be}$. При моделировании процесса, который может происходить при взрыве сверхновых звезд, 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 звездах протекает тогда, когда реакция $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ более вероятна, чем β -распад ядра ^{13}N . Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как $^{19}\text{Ne}(p, \gamma)^{20}\text{Na}$, $^{14}\text{O}(\alpha, p)^{17}\text{F}$, $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)^{19}\text{Ne}$.

Другой непрямой способ определения скорости реакции, а также относительного содержания элементов во Вселенной состоит в получении спектроскопических данных о свойствах ядер, удаленных от линии стабильности. Эти данные используются для описания процессов медленного захвата нейтронов (s -процесс) и быстрого захвата нейтронов

¹ 1 пикобарн = 10^{-36} см², 1 нанобарн = 10^{-33} см², 1 миллибарн = 10^{-27} см².

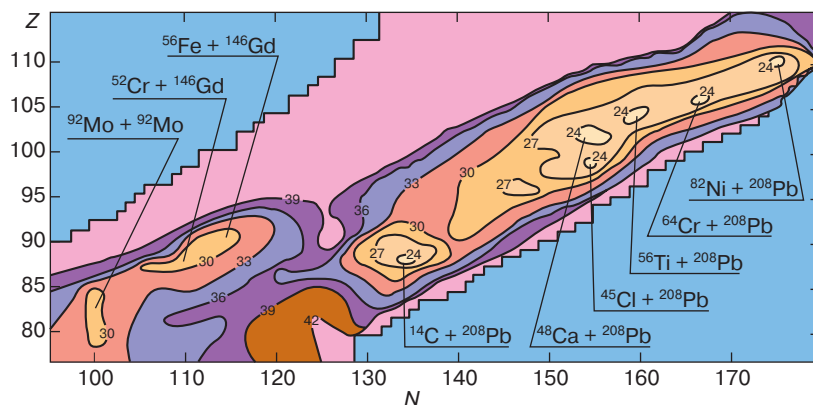


Рис. 4. Протон-нейтронная диаграмма для тяжелых ядер со значением минимальной энергии возбуждения для разных реакций образования элементов вблизи области стабильности сверхтяжелых ядер

(*r*-процесс). На рис. 5 показаны пути нуклеосинтеза в *r*- и *s*-процессах. Цепочки *s*-процесса проходят вблизи линии стабильности, *r*-процесса — почти у границ стабильности нейтроноизбыточных ядер. Так, в последних экспериментах, проводимых на мощных ускорителях в научных центрах, измерялись характеристики распада нейтроноизбыточных ядер S, Cl, Ag и др. [8]. На основании полученных данных построена схема быстрого нейтронного захвата в области этих ядер и в соответствии с этой схемой определены максимальное время облучения вещества нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны.

Таким образом моделируются процессы, происходящие во Вселенной [9].

ПРИКЛАДНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С ПУЧКАМИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

В последнее время пучки тяжелых ионов широко используются для исследований в области физики твердого 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. Определенные перспективы исследования структуры твердых тел (кластеризация), полупроводниковых материалов, органических и биологических объектов открываются при использовании пучков радиоактивных

ядер. Поскольку в настоящее время предложения по постановке экспериментов в этом направлении лишь обсуждаются, можно привести несколько примеров их возможного применения.

Эффект каналирования в кристаллических материалах можно использовать для изучения их структуры и состава. Внедряя 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. Облучая радиоактивными ядрами различные образцы при низких температурах, а затем прогревая их и измеряя выходы излучения под разными углами можно получить информацию об изменении структуры материала и поведении содержащихся в нем примесей в зависимости от температуры.

Перспективно использование радиоактивных пучков для изучения различных органических сред и биологических объектов. На рис. 6 представлена зависимость относительной дозы облучения биологического объекта по глубине разными источниками. Видно, что только тяжелые ионы дают узкое распределение со слабой дозой облучения до и после максимума ионизационных потерь. На этом основании следует ожидать высокую эффективность применения тяжелых ионов, например, для радиотерапии. Такие свойства радиоактивных пучков можно не только использовать для их непосредственного локального воздействия на определенные

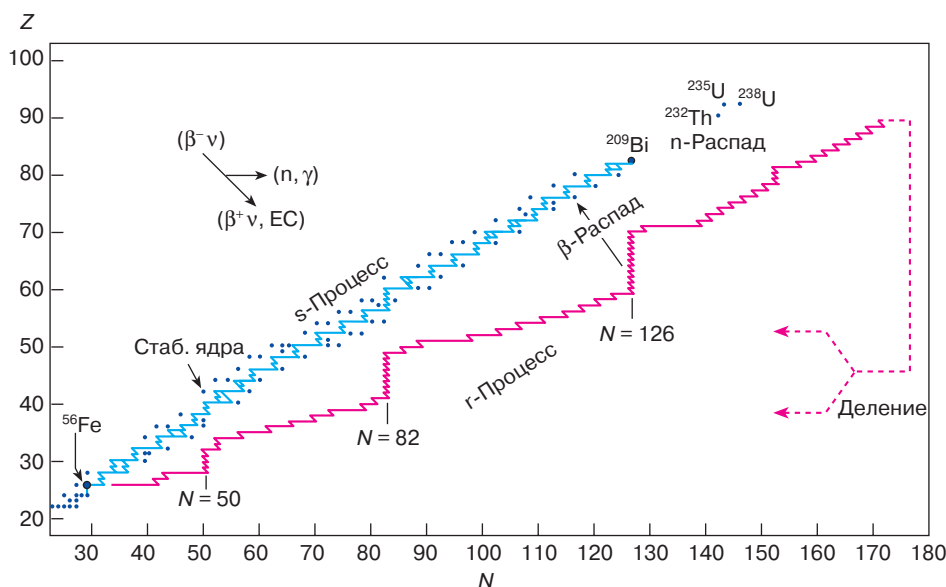


Рис. 5. Цепочки захвата нейтронов для *s*- и *r*-процессов в (*N*, *Z*)-координатах. Они начинаются от железа и заканчиваются ^{209}Bi (*s*-процесс) и более тяжелыми элементами (*r*-процесс). *s*-Процесс заканчивается, когда ядра начинают делиться. Цепочки рассчитаны для нейтронной плотности 10^{24} см^{-3}

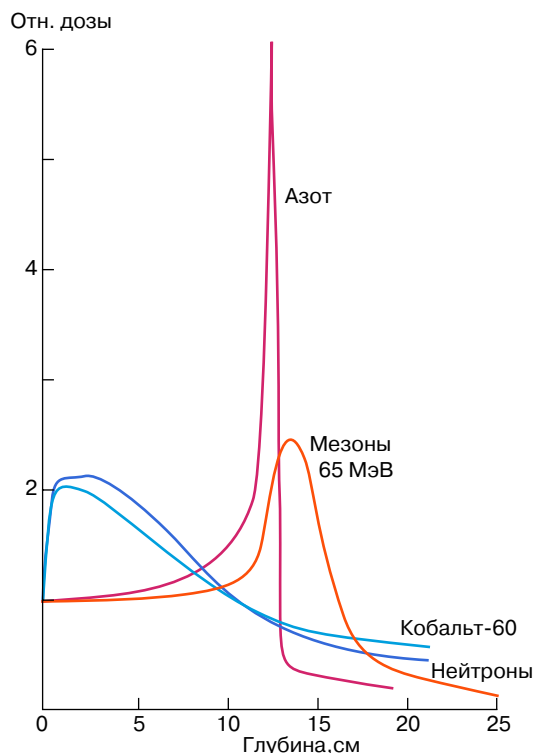


Рис. 6. Относительная доза распределения различных пучков по глубине образца

биологические объекты, но и, вводя радиоактивное ядро в клетку, воздействовать на нее непосредственно, радиоизлучением радиоактивного нуклида. Это чрезвычайно важное направление использова-

ния радиоактивных пучков может иметь большое будущее в генетике, радиобиологии и радиотерапии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Флёрв Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Лазарев Ю.А. // Будущее науки. М.: Знание, 1980. С. 46.
2. Карнаухов В.А., Тер-Акопян Г.М. // Ядер. физика. 1961. Т. 1. С. 61.
3. Поликанов С.М. и др. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1962. Т. 42. С.1464.
4. Оганесян Ю.Ц. // Nucl. Phys. 1995. Vol. A583. P. 823.
5. 40 лет ОИЯИ: Сб. ст. / Под ред. В.Г. Кадышевского. Дубна: ОИЯИ, 1996.
6. Пенионжкевич Ю.Э. Физика экзотических ядер // Соросовский Образовательный Журнал. 1995. № 1. С. 92.
7. Пенионжкевич Ю.Э. // Физика элементар. частиц и атом. ядра. 1994. Т. 25, № 4. С. 930.
8. Орр Н.А., Пенионжкевич Ю.Э. и др. Препринт ОИЯИ, Е7-91-149. Дубна, 1991.
9. Пенионжкевич Ю.Э. Ядерная астрофизика // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 10. С. 68.

* * *

Юрий Эрастович Пенионжкевич, доктор физико-математических наук, профессор МИФИ и Учебно-научного центра при Объединенном институте ядерных исследований в Дубне, начальник сектора Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флёрва. Области научных интересов – экспериментальная ядерная физика, физика тяжелых ионов, ядерные реакции с заряженными частицами, синтез и исследование свойств ядер у границ стабильности. Автор более 200 научных работ, монографий, учебных пособий, соавтор научного открытия.