

VALLEY OF NUCLEAR STABILITY

Yu. M. TSIPENYUK

Stable atomic nuclei have a sufficiently definite number of protons and neutrons. The origin of this regularity, the quantum nature of nuclear forces, the liquid drop model which describes nuclear masses, and modern trends in investigation of nuclei that are far from the valley of stability are considered.

Стабильные атомные ядра имеют достаточно определенное число протонов и нейтронов. В статье рассмотрены происхождение этой закономерности, квантовая природа ядерных сил. Обсуждаются модель жидкой капли, описывающая массы ядер, а также современные методы исследования ядер, далеких от полосы стабильности.

ДОЛИНА ЯДЕРНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Ю. М. ЦИПЕНЮК

Московский физико-технический институт, Долгопрудный Московской обл.

ВВЕДЕНИЕ

Протоны и нейтроны, которые являются структурными единицами ядра, называются нуклонами. Это название произошло от английского слова nucleous — ядро. Но одновременно тем самым подчеркивается, что протон и нейтрон с точки зрения ядерных сил являются одинаковыми частицами. Все дело в том, что силы притяжения между нуклонами (ядерные силы) не зависят от их зарядового состояния. Иначе говоря, силы притяжения между протоном и нейтроном точно такие же, как между двумя протонами или между двумя нейтронами. Это притяжение гораздо сильнее, чем кулоновское притяжение между разноименными зарядами, поэтому взаимодействие между нуклонами называют сильным взаимодействием.

Однако следует отметить, что ядерные силы короткодействующие, они уменьшаются с расстоянием гораздо быстрее, чем кулоновские, и фактически простираются лишь примерно до 10^{-12} см. Это обусловлено тем, что ядерные силы возникают в результате обмена переносчиками взаимодействия — пионами, частицами примерно в 270 раз тяжелее электронов. Один нуклон испускает пион, а другой его подхватывает. Это чисто квантово-механическое взаимодействие. Как известно, квантовая механика разрешает любой частице изменять свою энергию на ΔE на небольшое время Δt , причем ΔE и Δt связаны соотношением неопределенностей

$$\Delta E \Delta t \geq 2\pi h, \tag{1}$$

где $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — постоянная Планка. Чтобы испустить пион массы m_π (энергией $E_\pi = m_\pi c^2$), нуклон должен изменить свою энергию именно на эту величину. Это означает, что время жизни такого пиона

$$t_\pi \approx \frac{2\pi h}{m_\pi c^2}. \tag{2}$$

За это время пион может уйти от нуклона не больше, чем на расстояние

$$l = ct_\pi = \frac{2\pi h}{m_\pi c} = \lambda_K, \tag{3}$$

где c — скорость света, максимально возможная его скорость. Это расстояние, равное комптоновской длине волны пиона λ_K , и является оценкой радиуса ядерного взаимодействия. Величина λ_K получила

такое название потому, что она определяет величину изменения длины волны фотона, рассеивающегося на электроны, что впервые наблюдал А. Комптон в 1922 году.

Рождающиеся таким образом пионы называются виртуальными: рождаясь, они через некоторое время умирают, но это время не связано с их радиоактивным распадом на другие частицы.

Зарядовая независимость ядерных сил, казалось бы, должна приводить к тому, что ядро может содержать произвольное число нейтронов и протонов. Однако в природе такого не происходит — соотношение между числом нейтронов и протонов в ядрах атомов оказывается достаточно определенным. В легких ядрах число протонов N_p и нейтронов N_n практически одинаково, а по мере увеличения атомного номера элемента в его ядре число нейтронов становится больше, чем число протонов, и в тяжелых ядрах их число примерно в полтора раза больше. Так, например, ядро гелия состоит из 2 протонов и 2 нейтронов, кислорода — из 8 протонов и 8 нейтронов, ядро кальция — из 20 протонов и 20 нейтронов, а у урана 92 протона и 146 нейтронов. Правда, такое соотношение N_n/N_p слегка изменяется у других изотопов, но, как правило, они оказываются нестабильными (радиоактивными).

В чем же причина такого ограничения? Почему мы не встречаем ядер кальция, скажем, с 40 нейтронами? Почему нет в природе ядер с числом протонов больше 100?

Чтобы ответить на эти вопросы, надо выяснить вначале, с каких позиций надо описывать атомное ядро — классических или квантовых. Критерием квантовости служит следующее соотношение: длина волны де Бройля описываемых частиц должна быть по крайней мере порядка размеров системы. Длина волны де Бройля определяется соотношением

$$\lambda_{дБ} = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mE}}, \quad (4)$$

где m , p , E — соответственно масса, импульс и энергия частицы. Оценим длину волны нейтрона в ядре, для чего воспользуемся тем экспериментальным фактом, что при радиоактивном распаде ядер нейтроны вылетают с энергией в несколько миллионов электронвольт ($1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$). Тогда из формулы (4) следует, что

$$\begin{aligned} \lambda_{дБ} &= \frac{h}{\sqrt{2m_n E}} \approx \\ &\approx \frac{6 \cdot 10^{-34}}{\sqrt{1,6 \cdot 10^{-24} \cdot 5 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}} \approx 10^{-12} \text{ см}. \end{aligned} \quad (5)$$

Как хорошо известно из многочисленных экспериментов, радиус ядер также порядка 10^{-12} см, то есть ядро является чисто квантовым объектом. Поэтому поставленный выше вопрос о том, почему

между числом нейтронов и протонов в ядре имеется вполне определенное соотношение, можно сформулировать иначе.

Устойчивость ядер атомов обусловлена тем, что нуклоны находятся в самом нижнем — основном квантовом состоянии. Притягиваясь друг к другу, нуклоны сами создают потенциальную яму, в которой они же и находятся. Этим ядро отличается от электронов в атоме, в котором кулоновское поле притяжения создается протонами ядра. Самое низшее по энергии состояние нуклонов в этой яме и соответствует наиболее стабильному образованию. Таким образом, вопрос о стабильности ядерной материи может быть сформулирован так: как найти основное состояние системы нуклонов, связанных между собой ядерным взаимодействием? Эта задача достаточно полно решается в жидкокапельной модели ядра. Ее основы были разработаны давно, в середине 30-х годов К. Вейцеккером и Н. Бором.

МОДЕЛЬ ЖИДКОЙ КАПЛИ

Результаты измерения радиусов ядер показали, что плотность массы в ядре приблизительно постоянна для различных ядер, то есть объем ядра V пропорционален числу нуклонов A в нем. Этим ядро очень напоминает обычную жидкость, откуда и произошло название ядерной модели “модель жидкой капли”, в которой ядра рассматриваются как практически несжимаемые заряженные капли ядерного вещества.

Рассмотрим, каким образом с помощью капельной модели может быть получена формула, выражающая энергию связи (и тем самым массу) ядра через его массовое число A и заряд Z (число протонов). Число нейтронов N в ядре при этом равно $A - Z$. В полной аналогии с энергией капли жидкости в эту формулу следует включить члены с объемной E_V и поверхностной E_S энергией

$$E_V = \alpha A, \quad (6)$$

$$E_S = -\beta A^{2/3}. \quad (7)$$

В этих формулах α и β — константы, значения которых определяются на основе результатов измерений масс ядер. Соотношение (6) отражает тот факт, что энергия связи нуклона в ядрах практически постоянна, а выражение (7) — уменьшение энергии связи у поверхностных нуклонов (напомним, что в силу постоянства ядерной плотности объем ядра пропорционален числу нуклонов A , поверхность $\propto A^{2/3}$, а радиус $\propto A^{1/3}$).

Кроме того, следует учесть, что наша жидкость заряжена, и надо ввести член, учитывающий кулоновское расталкивание протонов, пропорциональное величине $Z^2/A^{1/3}$:

$$E_K = \frac{\gamma Z^2}{A^{1/3}}. \quad (8)$$

Эта зависимость следует просто из того факта, что, например, потенциальная энергия равномерно заряженного шара радиуса R равна $3/5(Z^2/R)$.

Если ограничиться только этими слагаемыми, то окажется, что, чем больше нейтронов в ядре, тем оно более стабильно, так как нейтроны, “разбавляя” протоны, уменьшают их энергию отталкивания. Действительность оказывается иной. На рис. 1 в координатах (Z, N) показана область стабильных нуклидов. Эту карту называют часто долиной стабильности. Казалось бы, так как ядерные силы не зависят от заряда нуклона, любое их число, как в жидкости, может образовать устойчивое соединение. Но, как мы видим, оказывается, что стабильными (устойчивыми) являются далеко не все возможные комбинации из протонов и нейтронов, а лишь узкая полоска с вполне определенными соотношениями между Z и N .

Экспериментальный факт, свидетельствующий о том, что стабильными являются не просто ядра с избытком нейтронов, а ядра, заключенные в узкой полосе на диаграмме (N, Z) , можно объяснить только добавляя в массовую формулу еще одно слагаемое – симметричную энергию, которая имеет чисто квантовое происхождение. Симметричную энергию лучше всего проиллюстрировать на кривой зависимости дефекта массы Δ от Z , построенной для всех изобарных ядер (ядер с одним и тем же значением A).

Дефект массы определяется как разность между энергией покоя атома $M(Z, N)c^2$ и суммой масс составляющих его нуклонов и тем самым он показывает, как сильно связаны нуклоны в ядре. На рис. 2 приведена в качестве примера кривая для изобарных ядер с $A = 127$. Она похожа на кривую, получающуюся при поперечном сечении глубокой долины. Изобарное ядро, находящееся на самом дне долины, – это единственное стабильное ядро; ядра, располагающиеся на склонах долины, нестабильны, и они как бы скатываются на ее дно, распадаясь, как правило, с испусканием электрона или позитрона.

Изображенные на рис. 2 изобарные ядра с $A = 127$ никоим образом не исключительные, дефекты масс для других групп изобарных ядер тоже располагаются на кривых, напоминающих поперечные сечения долин. В самом низу, на дне долины, оказываются стабильные ядра, а вокруг них резко поднимаются горы нестабильных. Чем короче время жизни ядра, тем выше гора, с которой оно скатывается в долину стабильности. В легких ядрах в долине число протонов примерно равно числу нейтронов, и этот факт необходимо отразить введением так называемого члена с симметричной энергией

$$E_{\text{sym}} = -\frac{\varepsilon(N-Z)^2}{A}. \quad (9)$$

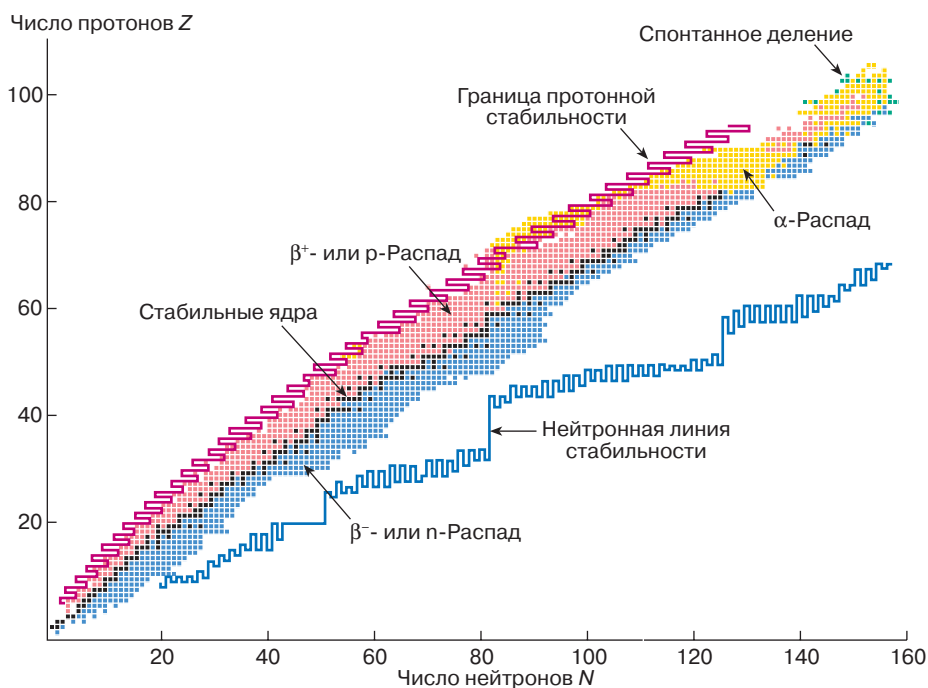


Рис. 1. Карта изотопов. Стабильные изотопы показаны черными точками, известные радиоактивные – красными, синими, желтыми и зелеными точками в зависимости от преимущественного типа распада; границы устойчивости, определяемые по капельной модели, показаны сплошной линией. Пустые места на карте означают, что в принципе эти изотопы в будущем могут быть открыты

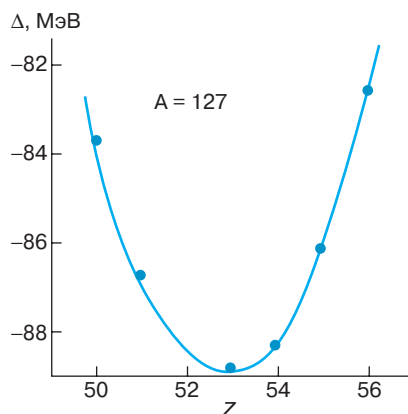


Рис. 2. Зависимость дефекта массы Δ от Z для изобарных ядер с $A = 127$

В тяжелых ядрах из-за большого количества протонов равновесие $N \approx Z$ нарушается в пользу нейтронов.

Симметричная энергия возникает вследствие квантовых свойств ядерной материи, а именно в силу того, что и протоны и нейтроны являются фермионами (частицами с полуцелым спином, и у протона и у нейтрона, как и у электрона, спин равен $1/2$), то есть для них справедлив принцип Паули. Принцип Паули запрещает находиться фермионам в одном и том же квантовом состоянии. Для ядра это означает, что нуклоны последовательно заполняют дискретные энергетические уровни, образующиеся в потенциальной яме ядра аналогично тому, как происходит заполнение электронных уровней в атоме. Так как электрический заряд нуклонов разный, протоны и нейтроны независимо последовательно заполняют свои энергетические уровни. Из-за наличия у протонов кулоновского взаимодействия глубина потенциальной ямы для протонов несколько меньше, чем для нейтронов, как это показано на рис. 3.

Наивысшие протонный и нейтронный уровни должны находиться при одной энергии. Симметричная энергия возникает по той причине, что в силу принципа Паули ядра с большим числом нуклонов имеют и большую среднюю кинетическую энергию, а потому энергетически выгодно ядру иметь равное число протонов и нейтронов. Если, скажем, в ядре нейтронов будет больше и их наивысший занятый уровень по энергии окажется расположенным выше последнего занятого протонного уровня, то ядро становится нестабильным и путем β -распада внутриядерного нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ перейдет в состояние с меньшей энергией. При β -распаде всегда кроме электрона (или позитрона) испускается также и нейтрино. При распаде нейтрона образуется электронное антинейтрино, и поэтому над ν_e по-

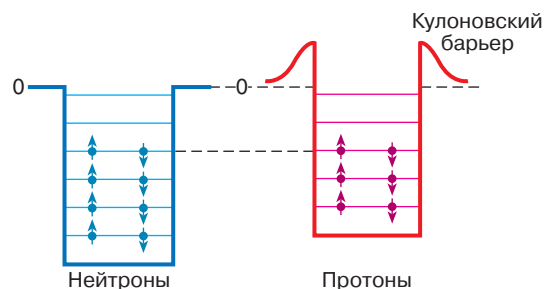


Рис. 3. Схематическое изображение потенциальных ям для протонов и нейтронов в ядре; минимум полной энергии ядра обеспечивается тогда, когда наивысший протонный и нейтронный уровни находятся на одной высоте, примерно на 8 МэВ ниже нулевого уровня

ставлен, как это принято для античастиц, знак “тильда”.

Аналогично при избытке протонов ядро оказывается нестабильным по отношению к позитронному распаду.

Из приведенных аргументов сразу следует, что если глубины нейтронного и протонного потенциалов одинаковы, как это практически имеет место в легких ядрах, то числа протонов и нейтронов в ядре должны быть одинаковы, что и наблюдается экспериментально. По мере увеличения Z в силу роста кулоновского отталкивания протонов глубина их потенциальной ямы уменьшается, а значит, в ядре будет больше нейтронов.

Это свойство ядерной материи наглядно видно из следующей аналогии. Представим, что нейтроны и протоны заполняют, как обычные жидкости, два сосуда, соединенных между собой снизу трубкой. Жидкости в сосудах всегда находятся на одном уровне. Как только один из сосудов поднимается, что соответствует изменению глубины потенциальной ямы, так сразу жидкость из этого сосуда переливается в другой, обеспечивая минимум энергии.

В энергии ядра следует учесть также так называемый эффект спаривания. Эксперименты свидетельствуют о наличии дополнительного взаимодействия притяжения, заставляющего два одинаковых нуклона спариваться между собой, образуя состояние с нулевым моментом количества движения. Указанное обстоятельство приводит к тому, что наиболее устойчивы четно-четные ядра (ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов), затем идут нечетные и, наконец, нечетно-нечетные. Причем масса ядер при последовательном изменении заряда Z на единицу меняется не плавно, а скачкообразно. Любой непарный нуклон всегда имеет меньшую энергию связи. Эффект спаривания намного меньше, чем рассмотренные выше взаимодействия, и для нашего рассмотрения он несуществен.

ЯДРА, ДАЛЕКИЕ ОТ ОБЛАСТИ СТАБИЛЬНОСТИ

Подавляющее большинство наших знаний о ядерной материи получено из исследований свойств ядер, лежащих в узкой области вблизи долины ядерной стабильности. Однако примерно десять лет назад в ядерной физике начались интенсивные исследования ядер, лежащих на склонах этого ущелья, так называемых экзотических ядер, и эти исследования открыли много новых свойств ядерной материи.

Обратимся вначале к легким нейтроноизбыточным ядрам. В стабильных ядрах все нейтроны сильно связаны с ядром, но посмотрим, что происходит по мере увеличения числа нейтронов. На рис. 4 показана в качестве примера эволюция ядра лития. Вначале прибавления нейтронов к стабильному ${}^6\text{Li}$ вплоть до ${}^9\text{Li}$ нейтроны “компактно” укладываются к имеющимся нуклонам. Но на ${}^9\text{Li}$ заканчивается формирование оболочки, и в ${}^{11}\text{Li}$ два нейтрона оказываются намного дальше компактного кора ${}^9\text{Li}$, образуя диффузное облако или гало почти чисто нейтронного вещества. Поэтому изучение свойств таких ядер (${}^8\text{He}$, ${}^{14}\text{Be}$) во вторичных реакциях (взаимодействие такого ядра с обычными ядрами) может существенно расширить наши знания о ядерной материи.

Если обратиться к другому склону долины стабильности, к протонноизбыточным ядрам, то здесь исследователи ждут эффекты, связанные с ролью кулоновской энергии в формировании ядерной материи. Для этих ядер ожидаются новые типы распада, такие, как задержанная эмиссия бета-частиц, протонная радиоактивность и эмиссия кластеров.

Особое внимание в последнее время обращено на исследование сильно деформированных ядер. Не так давно, более 15 лет тому назад, было замечено, что при бомбардировке ядер тяжелыми ионами в ряде случаев, правда достаточно редких, наблюдается испускание легких частиц, при этом уносится почти вся вносимая энергия, оставляя ядро практически холодным (нет одночастичного возбуждения нуклонов), но с энергией вращения (коллективной

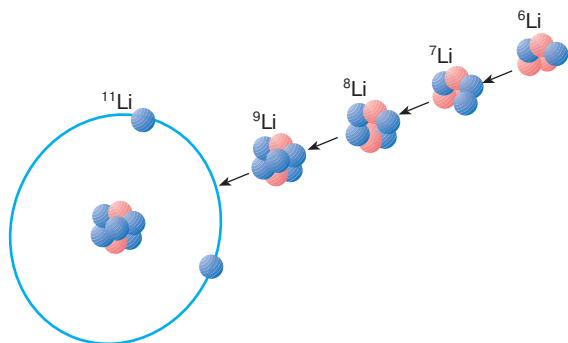


Рис. 4. Схематическое изображение эволюции ядра лития по мере увеличения числа нейтронов

степенью свободы) в несколько десятков мегаэлектронвольт. Такие ядра даже получили специальное название “бешено вращающиеся ядра”. Примером такой реакции может служить исследованный в конце 70-х годов в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне в Лаборатории ядерных реакций вылет в направлении исходной частицы (под нулем градусов к направлению первичного пучка) высокоэнергетичных α -частиц при бомбардировке ядер золота ${}^{197}\text{Au}$ ионами неона ${}^{22}\text{Ne}$ с энергией 178 МэВ.

Исследования ядер с большим значением углового момента (спина) являются одним из перспективных направлений современной ядерной физики. Быстро вращающееся ядро оказывается при этом в сильно деформированном состоянии, оно напоминает форму мяча для игры в регби, так как отношение большой полуоси к малой равно примерно двум. Такие формы ядра стабилизируются кориолисовыми силами, возникающими всегда у частиц во вращающейся системе.

На рис. 5 показано, как возникает сверхдеформированное высокоспиновое состояние ядра. При малых величинах спина форма ядра обычно сферическая или слегка вытянутая. Нуклоны ядра спариваются и движутся по своим орбитам в разных направлениях. Однако силы спаривания уменьшаются по мере увеличения спина, что приводит к распариванию нуклонов и ориентации их орбит по направлению оси вращения, форма ядра становится сильно вытянутой. Этот процесс изучается по спектру гамма-лучей, испускаемых сильно вращающимся ядром по мере уменьшения энергии вращения. Таким образом, можно не только проследить эволюцию формы ядра по мере возрастания спина, но и выяснить механизм возникновения сверхдеформированного состояния.

В последние годы было обнаружено, что конфигурация некоторых легких ядер также весьма необычна и, скорее всего, обусловлена собиранием нуклонов в α -кластеры. Такая кластерная модель ядра выдвигалась еще на заре развития ядерной физики,

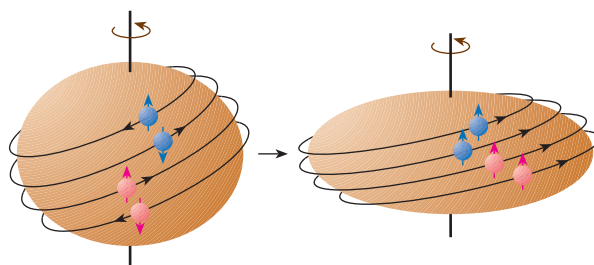


Рис. 5. Схематическое изображение ядра с четным числом протонов и нейтронов, имеющего небольшой спин (слева) и сверхдеформированного ядра в высокоспиновом состоянии (состоянии с выстроенными спинами всех нуклонов ядра)

и она достаточно плодотворна для объяснения, в частности, свойств таких ядер, как ^8Be (две α -частицы), ^{12}C (три α -частицы), ^{16}O (четыре). Однако в последнее время была обнаружена сверхдеформированная кластерная конфигурация в ядре ^{24}Mg , и одно из объяснений связано с кластеризацией этого ядра на шесть α -частиц.

Еще одно из новых направлений исследований — изучение сильнонагретых ядер. Для этого сейчас используются в основном два подхода: 1) бомбардировка мишени ультрарелятивистскими тяжелыми ионами, 2) взаимодействие медленных антипротонов с ядрами. В первом случае речь идет прежде всего об изучении фазового состояния ядерной материи. Ожидается, что при попадании высокоэнергетичного тяжелого иона в ядро входящие в состав нуклонов кварки образуют кварк-глюонную плазму. Недавно (в 1994 году) в ЦЕРНе наблюдали при бомбардировке мишени релятивистскими ионами серы повышенный выход странных частиц, что как будто свидетельствует об образовании кварк-глюонной плазмы.

Исследования свойств экзотических ядер могут прояснить также некоторые проблемы астрофизики. Это относится как к проблеме синтеза элементов на ранних стадиях эволюции Вселенной, так и к вопросу об энергетическом балансе в звездах. Особый интерес представляет расширение наших знаний о так называемых r -процессах, когда синтез тяжелых элементов происходит за счет быстропротекающих реакций захвата нейтронов ядрами. Этот процесс включает в себя многократный радиационный захват нейтронов, который происходит столь быстро, что рождающиеся радиоактивные ядра не успевают распасться между двумя последовательными актами присоединения нейтронов. Именно этот процесс ответствен за рождение стабильных нейтроноизбыточных изотопов стабильных элементов и тяжелых элементов вплоть до урана.

Каким же образом можно реально получать и исследовать ядра, расположенные вдали от долины стабильности? В настоящее время развиваются два подхода: метод фрагментации и так называемый двухускорительный метод. В методе фрагментации высокоэнергетичный (от нескольких десятков до нескольких сот мегаэлектронвольт на нуклон) первичный пучок тяжелых ионов стабильных элементов фокусируется на тонкую (первичную) мишень, где происходит их фрагментация (развал) на много ядер, большинство которых являются радиоактивными. Эти фрагменты в основном вылетают в прямом направлении и примерно с той же скоростью, что и у первичного пучка. Требуемые радиоактивные пучки с энергией, сравнимой с энергией первичного пучка, вначале отделяются специальными методами (обычно с помощью электрических и магнитных полей) от первичных ионов и других фрагментов. После этой сепарации вторичные радиоак-

тивные пучки направляются на другую мишень для исследования процессов их взаимодействия со стабильными ядрами либо собираются на специальный сборник для исследования спектров их распада.

В другом методе — двухускорительном радиоактивные ядра генерируются за счет бомбардировки толстой первичной мишени ускоренными в первом ускорителе ядрами водорода (протонами), легких или тяжелых ионов либо под действием нейтронов из реактора. В результате различных ядерных реакций в мишени рождаются радиоактивные ядра, которые затем извлекаются из мишени в виде атомов или молекул, переводятся в ионы, разделяются с помощью масс-сепаратора и после этого ускоряются в другом ускорителе. Полученные вторичные пучки радиоактивных ядер могут также накапливаться в специальном накопительном кольце.

Следует подчеркнуть еще раз, что исследование ядер вдали от долины стабильности только начинается, именно это направление исследований — пучки радиоактивных ядер — определяет генеральную линию развития ядерной физики на ближайшие десятилетия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фраунфельдер Г., Хенли Э. Субатомная физика. М.: Мир, 1979. 736 с.
2. Vervier J. Nuclear Astrophysics with Radioactive Beams // Europhys. News. 1997. Vol. 28, № 1. P. 25.
3. Wilson J.N., Nolan P.J., Beausang C.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 1950.
4. Billowes J., Campbell P. // J. Phys. G. 1995. Vol. 74. P. 707.
5. Campbell P., Billowes J., Behr J.A. et al. // Phys. Lett. 1995. Vol. B346. P. 21.
6. Page R.D., Vancraeynest G., Shotter A.C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 3066.
7. Пенионжевич Ю.Э. Физика экзотических ядер // Соросовский Образовательный Журнал. 1995. № 1. С. 92.
8. Ципенюк Ю.М. Принципы и методы ядерной физики. М.: Энергоатомиздат, 1993. 346 с.

* * *

Юрий Михайлович Ципенюк, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей физики МФТИ, ведущий научный сотрудник Института физических проблем им. П.Л. Капицы РАН. Область научных интересов — физика деления атомных ядер, активационный анализ, нейтронография магнитных веществ, сверхпроводимость. Автор и соавтор 120 научных публикаций, учебных пособий по общей физике, соавтор открытия квадрупольного фотоделения четно-четных тяжелых ядер.