

3.1 Долина ядерной стабильности

Для анализа вопроса, как радиоактивные изотопы распределяются среди известных стабильных, воспользуемся Периодической таблицей элементов. Известно, что почти все элементы с числом протонов $Z \leq 83$ имеют хотя бы один стабильный изотоп (Наиболее тяжелыми стабильными ядрами являются изотопы свинца ($Z=82$) и висмута ($Z=83$)). Исключение составляют два элемента: технеций ($Z=43$) и прометий ($Z=61$), наиболее долгоживущие изотопы которых имеют периоды полураспада соответственно $T_{1/2}=2.6 \cdot 10^6$ лет и $T_{1/2}=265$ дней.

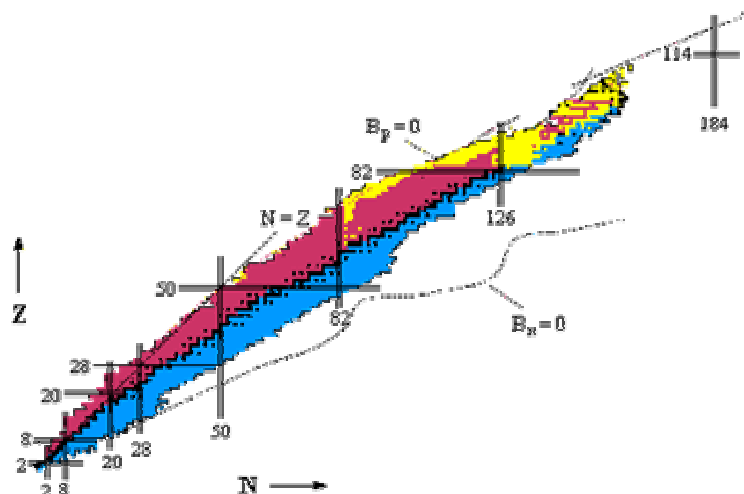


Рис.1а Z-N диаграмма известных нуклидов (черные точки — стабильные изотопы, цветные — радиоактивные (с разными типами распада)).

Число изотопов, существующих у каждого элемента, весьма различно, существенно различается и отношение числа радиоактивных изотопов к стабильным у каждого конкретного элемента.

Рассмотрим диаграммы Z-N, т.е. рассмотрим устойчивость изотопов в зависимости от числа протонов и нейтронов в ядре. На **Рис.1а**, **Рис.1б** и **Рис.1в** показаны разные варианты N-Z диаграмма атомных ядер. Стабильные ядра, существующие в природе, — их 273 — на ней представлены черными квадратами.

Z, число протонов

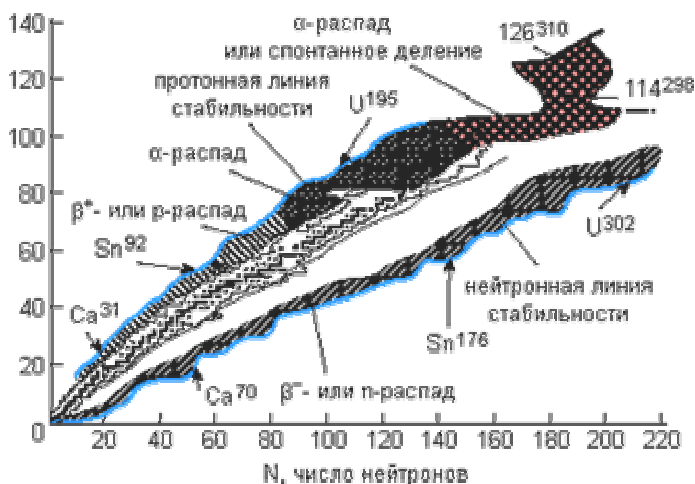


Рис.1б. Нейтронно-протонная карта изотопов. Черными квадратами представлены ядра стабильные или долгоживущие. Ломаной сплошной кривой представлена область известных ядер, испытывающих электронный распад β^- и β^+ -распады). Двумя сплошными линиями вблизи области α -распада показаны границы известных 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 (β -распад). Штрихпунктирной линией ограничена ожидаемая область стабильности сверхтяжелых ядер. На границе области стабильности обозначены последние стабильные, еще не синтезированные, изотопы.

Сначала напомним основные сведения о стабильности ядер. Ядерные силы чрезвычайно сильны, но действуют только на коротких расстояниях. 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, так как в них осуществляется максимальное число (n-p)-взаимодействий. Чистые (n-n)-системы являются нестабильными (за исключением нейтронных звезд, где стабилизирующими силами являются гравитационные силы). Нестабильны и системы, состоящие из малого числа протонов и большого числа нейтронов, и наоборот.

Для стабильных ядер характерно вполне определенное значение N/Z , определяемое равновесием ядерных и кулоновских сил в ядре. Легкие стабильные ядра ($A < 40$) имеют приблизительно равные числа нейтронов и протонов. В области более тяжелых ядер отношение числа нейтронов к числу протонов начинает возрастать и достигает величины 1,6 в районе $A=250$. Это изменение легко понять, если учесть короткодействующий характер ядерных сил и возрастающую роль кулоновского взаимодействия протонов

с ростом A . Поэтому 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 тяжелых ядер, для которых короткодействующие ядерные силы не могут компенсировать кулоновские силы отталкивания, и тяжелые ядра с числом протонов $Z > 90$ распадаются путем спонтанного деления с образованием двух более стабильных кусков - осколков деления. Этим же объясняется и то, что ядра тяжелее урана ($Z > 92$) в природе пока не обнаружены.

Тяжелые ядра оказываются энергетически более устойчивыми, если содержат большее число нейтронов N по сравнению с числом протонов Z . С левой стороны от стабильных ядер находятся ядра, перегруженные протонами (протоноизбыточные ядра), справа - ядра, перегруженные нейтронами (нейтроноизбыточные ядра). Ядра, сильно перегруженные нейтронами или протонами, обычно называют экзотическими ядрами. Более темным цветом на **Рис.1а** выделены атомные ядра, обнаруженные в настоящее время.

Пунктирная линия очерчивает область возможного существования атомных ядер. Связанное состояние ядра определяется как состояние, связанное относительно испускания нейтронов или протонов, т.е. считается, что атомное ядро существует, если оно не испускает нуклоны из основного состояния. Линия $B_p=0$ (B_p - энергия отделения протона) ограничивает область существования атомных ядер слева (proton drip-line). Линия $B_n=0$ (B_n - энергия отделения нейтрона) - справа (neutron drip-line). Вне этих границ атомные ядра существовать не могут, так как они распадаются за характерное ядерное время ($\sim 10^{-23}$ с) с испусканием одного или нескольких нуклонов. Если среднее время жизни ядра $\tau < 10^{-22}$ с, обычно считается, что ядра не существует. Характерные времена жизни для радиоактивных ядер $\tau > 10^{-14}$ с.

Рассчитать границы нуклонной стабильности довольно сложно, т.к. точность, с которой оцениваются энергии связи ядер (несколько сотен кэВ), недостаточна для того, чтобы определить будет ли ядро β -радиоактивным или оно будет распадаться с испусканием нуклона. Поэтому точность предсказания границы существования атомных ядер для отдельных элементов может составлять 4-5 единиц по A . В первую очередь это относится к границе нейтронной стабильности. Кулоновское взаимодействие протонов делает невозможным существование ядер, сильно перегруженных протонами. Для легчайших ядер граница $B_p=0$ проходит довольно близко от долины стабильности. Потенциальный барьер, обусловленный кулоновским взаимодействием и орбитальным моментом вылетающего из ядра нуклона, может привести к увеличению времени жизни ядерной системы и несколько сдвинуть границу существования атомных ядер. Увеличение заряда ядра приводит к увеличению кулоновского барьера и соответственно к увеличению периода полураспада ядра.

Более подробно границы стабильности относительно разных типов распада представлены на **Рис.2**.

У больших ядер нестабильность возникает вследствие конкуренции между притяжением нуклонов ядерными силами и кулоновским отталкиванием протонов. Не существует стабильных ядер с зарядовым числом $Z > 83$ и массовым числом $A > 209$. Но радиоактивными могут оказаться и ядра атомов с существенно меньшими значениями чисел Z и A .

На **Рис.1б** показана рассчитанная теоретиками нейтронная и протонная линия стабильности. 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.

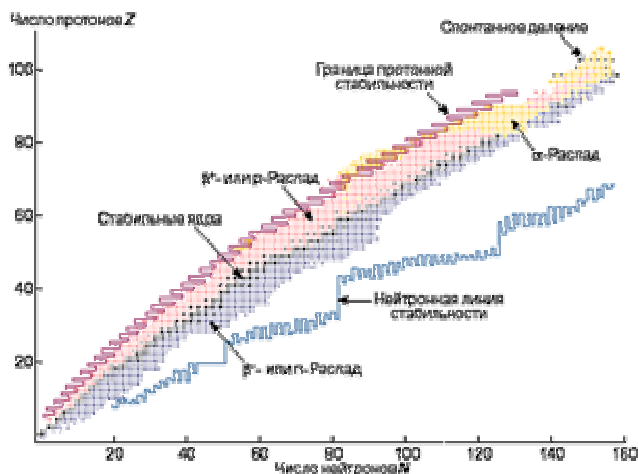


Рис.1в. Границы стабильности изотопов. Стабильные изотопы показаны черными точками, известные радиоактивные - красными, синими, желтыми и зелеными точками в зависимости от преимущественного типа распада; границы устойчивости, определяемые по капельной модели ядра, показаны сплошной линией. Пустые места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

Нахождение линии стабильности является само по себе важной и достаточно сложной задачей, так как ее

положение зависит от многих параметров, определяющих свойства ядер. Радиоактивные ядра, находящиеся между линиями стабильности, а их около 7000, могут быть синтезированы только искусственно. Число еще неизвестных ядер составляет около 4000 (заштрихованные области на карте изотопов). Физикам предстоит еще много работы, чтобы приблизиться к линии стабильности особенно в области средних и больших масс ядер ($N > 30$). Что касается ядер легчайших элементов (изотопов водорода, гелия, лития, бериллия), то здесь граница стабильности уже достигнута, то есть синтезированы все стабильные ядра. Между тем даже нестабильные 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). Исследование таких короткоживущих ядерных состояний дает важнейшую информацию о возможности дальнейшего продвижения к островкам стабильности, которые предположительно существуют в "море" нестабильности.

Если ядро содержит значительно больше протонов, чем нейтронов, то нестабильность обуславливается избытком энергии кулоновского взаимодействия. Ядра, которые содержали бы большой избыток нейтронов над числом протонов, оказываются нестабильными вследствие того, что масса нейтрона превышает массу протона. Увеличение массы ядра приводит к увеличению его энергии.

Область расположения стабильных ядер обычно называют долиной стабильности (**Рис.1**). Для ядер долины стабильности характерно следующее отношение числа нейтронов к числу протонов:

$$N/Z = 0.98 + 0.015 \cdot A^{2/3}, \quad (2)$$

где $A = N + Z$ – массовое число.

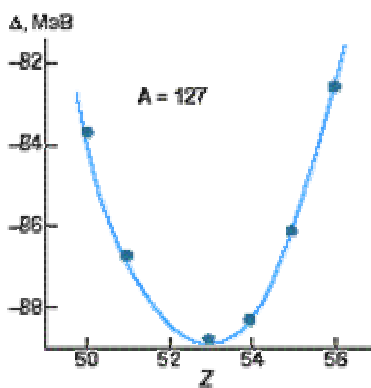


Рис.2. Зависимость дефекта массы A от Z для изобарных ядер с $A = 127$ нарушается в пользу нейтронов

Как уже упоминалось в предыдущей лекции, радиоактивный распад возможен только в том случае, если сумма масс продуктов будет меньше массы исходного нуклида. 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, получаемую 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

$$E_{\text{sym}} = \epsilon (N - Z)^2 / A \quad (3)$$

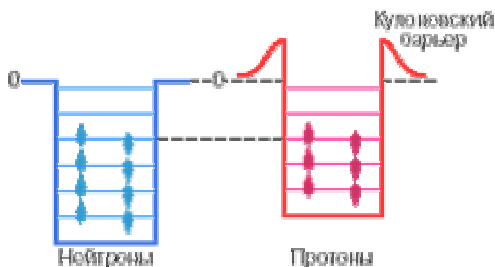


Рис.3. Схематическое изображение потенциальных ям для протонов и нейтронов в ядре; минимум полной энергии ядра обеспечивается тогда, когда наивысший протонный и нейтронный уровни находятся на одной высоте, примерно на 8 МэВ ниже нулевого уровня

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 $\bar{\nu}_e$ поставлен, 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.

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 состояния 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 $Z_{\text{на}}$ единицу меняется не плавно, а скачкообразно. Любой непарный нуклон всегда имеет меньшую энергию связи.