

стабильных, т. е. не подверженных самопроизвольному радиоактивному распаду, ядер при  $Z = 0, 43, 61$  и  $Z \geq 84$ .

б) Известны ядра со значениями  $A$  от 1 до 263 включительно. Не существует стабильных ядер при  $A = 5, 8$  и при  $A \geq 210$ .

в) Свойства ядер существенно зависят от четности чисел  $Z$  и  $N$ . Это видно уже из того, что среди стабильных изотопов больше всего четно-четных (четное  $Z$ , четное  $N$ ) и меньше всего нечетно-нечетных (нечетные  $Z, N$ ), которых известно всего четыре:  ${}_1\text{D}^2, {}_3\text{Li}^6, {}_5\text{B}^{10}$  и  ${}_7\text{N}^{14}$ .

г) При малых  $A$  стабильные ядра содержат примерно одинаковое число протонов и нейтронов, а при увеличении  $A$  процентное содержание нейтронов возрастает.

д) Большинство химических элементов имеет по несколько изотопов. Рекорд здесь принадлежит олову ( ${}_{50}\text{Sn}$ ), обладающему десятью стабильными изотопами ( ${}_{50}\text{Sn}^{112}, {}_{50}\text{Sn}^{114}, {}_{50}\text{Sn}^{115}, {}_{50}\text{Sn}^{116}, {}_{50}\text{Sn}^{117}, {}_{50}\text{Sn}^{118}, {}_{50}\text{Sn}^{119}, {}_{50}\text{Sn}^{120}, {}_{50}\text{Sn}^{122}, {}_{50}\text{Sn}^{124}$ ). С другой стороны, некоторые элементы, например Be, Na, Al, обладают только одним стабильным изотопом.

### § 3. Энергия связи ядер

1. Энергией связи  $E_{\text{св}}$  ядра называется энергия, необходимая для полного расщепления ядра на отдельные протоны и нейтроны. Очевидно, что  $E_{\text{св}}$  является одной из важнейших величин, характеризующих прочность ядра. Знание энергий связи ядер позволяет рассчитать энергетический баланс не только для довольно редкого процесса полного расщепления, но и для любых процессов распадов и взаимных превращений ядер. Например, энергия  $E_p$  отделения протона, т. е. минимальная энергия, необходимая для выбивания протона из ядра  ${}_Z\text{X}^A$ , равна разности энергий связи ядер  ${}_Z\text{X}^A$  и  ${}_{Z-1}\text{X}^{A-1}$ :

$$E_p = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z-1, A-1). \quad (2.2)$$

Аналогично энергия  $E_n$  отделения нейтрона

$$E_n = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z, A-1). \quad (2.3)$$

Для выбивания из ядра  $\alpha$ -частицы нужна энергия, равная

$$E_\alpha = E_{\text{св}}(Z, A) - E_{\text{св}}(Z-2, A-4) - E_{\text{св}}(\alpha), \quad (2.4)$$

где  $E_{\text{св}}(\alpha)$  — энергия связи  $\alpha$ -частицы.

Вместо энергии связи часто бывает удобнее рассматривать величину  $E_{\text{св}}/A$ , называемую удельной энергией связи (или энергией связи на нуклон).

2. Из теории относительности следует, что масса  $M$  и полная энергия  $E_{\text{пол}}$  любой физической системы связаны соотношением Эйнштейна (1.4). С помощью этого соотношения энергию связи ядра

можно выразить через его массу  $M_{Z, A}$  и массы протона и нейтрона:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = (ZM_p + NM_n - M_{Z, A})c^2. \quad (2.5)$$

Из (2.5) видно, что масса ядра на величину  $E_{\text{св}}/c^2$  меньше суммы масс нуклонов, составляющих ядро. Ядерные энергии связи настолько велики, что это изменение массы не только доступно непосредственному измерению, но и дает возможность с большой точностью определять энергии связи ядер посредством прецизионного измерения их масс. Действительно, например,  $\alpha$ -частица с энергией связи  $E_{\text{св}}(\alpha) = 28$  МэВ легче разделенных двух протонов и двух нейтронов на

$$\frac{E_{\text{св}}(\alpha)}{c^2} \approx 4 \cdot 10^{-26} \text{ г}, \quad (2.6)$$

что составляет  $\approx 0,7\%$  полной массы  $\alpha$ -частицы. Для сравнения укажем, что масса атома водорода меньше суммы масс протона и электрона на  $23,4 \cdot 10^{-33}$  г, что составляет всего лишь  $1,4 \cdot 10^{-6} \%$  полной массы атома. Еще меньше относительные изменения массы при разрыве на части макроскопических тел.

3. Ядерные энергии связи часто измеряются в *атомных единицах массы* (а. е. м.). Атомная единица массы равна  $1/12$  массы атома углерода (\*), т. е.  $1,66056 \cdot 10^{-24}$  г, или  $931,502$  МэВ. Например, масса ядра гелия ( $\alpha$ -частицы) равняется  $M_\alpha = 4,001523$  а. е. м. Следовательно, энергия связи  $\alpha$ -частицы равняется

$$\begin{aligned} E_{\text{св}}(\alpha) &= 2M_p c^2 + 2 \cdot M_n c^2 - M_\alpha c^2 = \\ &= (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ а. е. м.} \approx 28,3 \text{ МэВ.} \end{aligned}$$

Разность  $\Delta$  между массой ядра в атомных единицах массы и его массовым числом называется *дефектом массы ядра*:

$$\Delta = \frac{M_{Z, A}}{1/12 M_{\text{C}^{12}}} - A. \quad (2.7)$$

Очевидно, что дефект массы ядра  $\text{C}^{12}$  по определению равен нулю. Зато протон и нейтрон обладают ненулевыми дефектами масс  $\Delta_p = 0,007276$  а. е. м.,  $\Delta_n = 0,008665$  а. е. м. Из сравнения формул (2.5) и (2.7) видно, что дефект массы непосредственно связан с энергией связи, отличаясь от нее лишь знаком, выбором системы единиц и смещением начала отсчета энергий. И все же между этими двумя величинами существует физическое различие за счет того, что в дефекте массы учитывается различие масс протона и нейтрона. Поэтому, например, из различия величин  $\Delta_p$ ,  $\Delta_n$  следует возможность  $\beta$ -распада свободного нейтрона, в то время как из энергии связи эта возможность не видна (см. гл. VI, § 4). В таблицах обычно вместо

\*) До 1960 г. за атомную единицу массы принималась  $1/16$  массы атома кислорода. Прежняя атомная единица массы в  $1,0003179$  раза меньше принятой сейчас.

$E_{св}$  приводится  $\Delta$ . При этом следует иметь в виду, что табличные значения масс и дефектов масс всегда относятся не к ядрам, а к соответствующим нейтральным атомам. Дефект массы, отнесенный к одному нуклону, обозначается через  $f$  и называется *упаковочным коэффициентом*:  $f = \Delta/A$ .

4. Энергии связи ядер можно измерять непосредственно по балансу энергии и импульса в процессе расщепления ядра. В частности, именно так впервые была определена энергия связи дейтрона по процессу расщепления дейтрона  $\gamma$ -квантами. Однако для большинства ядер наиболее точные измерения ядерных энергий связи производятся на основе соотношения (1.4) посредством измерения масс атомов (точнее, ионов) на специальных приборах, называемых масс-спектрографами.

Основными составными частями масс-спектрографа являются: а) ионный источник, б) анализатор, в) приемное устройство. В ионном источнике происходит образование ионов исследуемого вещества и формирование слабо расходящегося пучка ионов, не сильно различающихся по своим энергиям. В анализаторе исходный пучок разделяется на несколько пучков, различающихся по массам ионов. Кроме того, ионные пучки в анализаторе фокусируются так, чтобы ионы одной и той же массы, обладающие несколькими различающимися энергиями или направлениями движения, попадали в одно и то же место приемного устройства, которым в масс-спектрографе является фотопластинка. Один из многочисленных типов масс-спектрографов схематически изображен на рис. 2.4. Струя пара исследуемого элемента, входящая в отверстие 1 источника, ионизируется простреливающим ее электронным пучком 2. Образующиеся ионы ускоряются и коллимируются диафрагмами 3. Анализатором служит секторное магнитное поле 4, направленное перпендикулярно плоскости рисунка. В магнитном поле ионы, имеющие приблизительно одинаковую энергию и различные массы, движутся по разным траекториям. Поэтому магнитное поле сортирует ионы по массам. Магнитное поле специальной конфигурации — секторное магнитное поле — наряду с сортировкой частиц по массам фокусирует ионы с одинаковой массой, которые вылетают из источника под немного различающимися углами. В результате ионы одного и того же изотопа попадают в одно и то же место фотопластинки 5, образуя на ней узкую линию, перпендикулярную плоскости рисунка. Положение этой линии зависит от массы иона.

Масс-спектрографические методы дают возможность измерять массы изотопов с относительной точностью  $10^{-5}$ — $10^{-6}$ , что соответствует определению энергий связи ядер с точностью до десятых и даже сотых долей процента.

Только что описанный фотографический метод регистрации ионов в масс-спектрографе хорош для прецизионного определения масс ионов, но с его по-

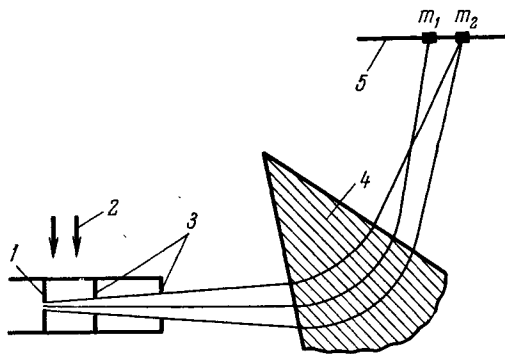


Рис. 2.4. Схема масс-спектрографа.

мощью трудно произвести сколько-нибудь точное измерение интенсивности пучков. Если же фотографический метод регистрации заменить электрическим, например, поставить вместо фотопластины цилиндр Фарадея, то точность измерения масс уменьшится, но зато появится возможность точного измерения интенсивности. Приборы такого типа называются масс-спектрометрами. Масс-спектрометры измеряют не энергию связи, а количество ионов с данным массовым числом, т. е. изотопный состав элементов. Определение изотопного состава требуется во многих областях науки и техники (см. гл. XIII).

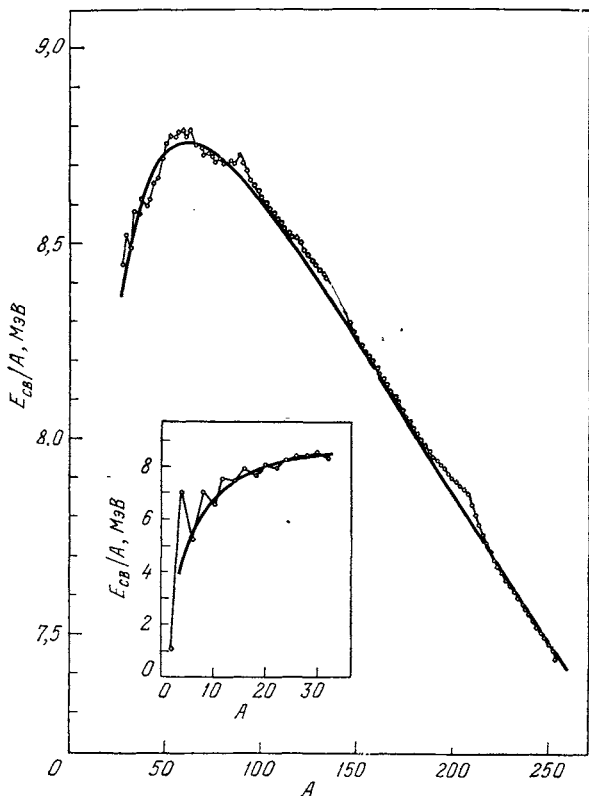


Рис. 2.5 Зависимость удельной энергии связи ядер от массового числа  $A$ .

Точки — экспериментальные данные. Плавная кривая — результат вычислений по формуле Вейцекера. На вставке показана удельная энергия связи для легких ядер.

5. Анализ экспериментальных энергий связи дает большую и интересную информацию о свойствах ядер. Для извлечения этой информации рассмотрим приведенную на рис. 2.5 кривую зависимости удельной энергии связи от массового числа для стабильных ядер. В экспериментальной зависимости  $E_{св}$  от  $A$  и от  $Z$  можно подметить следующие закономерности:

а) Если отбросить самые легкие ядра, то в грубом, так сказать, нулевом приближении удельная энергия связи постоянна и равна примерно 8 МэВ на нуклон. Приближенная независимость удельной энергии связи от числа нуклонов свидетельствует о свойстве *насыщения* ядерных сил. Свойство насыщения ядерных сил состоит в том, что каждый нуклон может взаимодействовать только с несколькими соседними нуклонами. В этом отношении ядерные силы похожи на силы, обуславливающие химическую валентность. Природа такого свойства ядерных сил будет рассмотрена в гл. V. Если бы насыщения не было, т. е. нуклон мог бы взаимодействовать одновременно со всеми нуклонами, то энергия связи росла бы с ростом  $A$  не линейно, а квадратично, так как  $A$  нуклонов ядра можно объединить в пары  $A(A-1)/2$  способами. В отношении приближенного постоянства удельной энергии связи ядро похоже на жидкость или твердое тело. Свойство насыщения ядерных сил приводит к приблизительному постоянству плотности ядер. Постоянство плотности означает, что размеры ядра приблизительно пропорциональны  $A^{1/3}$ .

б) Удельная энергия связи не строго постоянна, а имеет максимум ( $\approx 8,8$  МэВ) при  $A \approx 56$ , т. е. в области ядер железа, и спадает к обоим краям. Максимум кривой соответствует наиболее стабильным ядрам. Легчайшим ядрам энергетически выгодно сливаться друг с другом в более тяжелые с выделением *термоядерной энергии*. Для наиболее тяжелых ядер, наоборот, выгоден процесс деления на осколки, идущий с выделением энергии, получившей название *атомной*.

Спадание кривой удельной энергии связи при малых  $A$  можно объяснить ролью поверхностных эффектов. Нуклоны, находящиеся на поверхности ядра, не полностью используют свои связи, что приводит к возникновению поверхностного натяжения, уменьшающего  $E_{св}/A$  на величину, пропорциональную площади поверхности, т. е.  $A^{2/3}$ . Роль поверхностных эффектов возрастает при увеличении отношения поверхности к объему, т. е. при переходе к более легким ядрам.

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым ядрам объясняется электростатическим отталкиванием протонов. Кулоновская энергия пропорциональна квадрату числа протонов (кулоновские силы не обладают свойством насыщения) и обратно пропорциональна размерам ядра. Таким образом, в целом кулоновская энергия пропорциональна  $Z^2/A^{1/3}$ . Поэтому вклад кулоновских эффектов в удельную энергию связи возрастает при переходе к более тяжелым ядрам.

в) Если рассматривать удельную энергию связи как функцию  $Z$  при фиксированном  $A$  (рис. 2.6), то получаются кривые с максимумом, лежащим при  $Z \approx 0,5A$  для легких ядер и сдвинутым в сторону большего процента нейтронов для тяжелых ядер.

Считается установленным, что при отсутствии кулоновских сил максимум находился бы при  $Z = A/2$  для всех ядер, т. е. что ядер-

ные силы действуют наиболее интенсивно при равном числе протонов и нейтронов в ядре. Этот факт обусловлен квантовомеханическим принципом Паули (см. § 8, п. 5), а также тем, что энергия взаимодействия нейтронов с протонами в среднем больше, чем энергия взаимодействия одинаковых частиц. Возникающая в результате этого энергия симметрии отрицательна и эмпирически оказывается пропорциональной  $(N - Z)^2/A^{\frac{1}{2}}$ .

г) Детальное изучение  $E_{св}$  как функции переменных  $Z$  и  $N$  обнаруживает, что поверхность (в математическом смысле)  $E_{св}(Z, N)$  расщепляется на три поверхности: выше всех лежит поверхность,

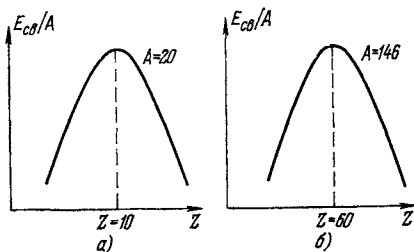


Рис 2 6. Зависимость удельной энергии связи от  $Z$  при постоянном  $A$ .

на которой располагаются четно-четные ядра (четное  $Z$ , четное  $N$ ). Посредине лежит поверхность, содержащая ядра с нечетным  $A$  (четное  $Z$ , нечетное  $N$  или наоборот). Ниже всех расположены нечетно-нечетные ядра (нечетное  $Z$ , нечетное  $N$ ). Расстояние между соседними поверхностями имеет порядок 2—3 МэВ. Этот факт с определенностью свидетельствует о существовании явления «спаривания» (т. е. в некотором смысле объе-

динения в пары) одинаковых нуклонов в ядре, причем при спаривании энергия связи возрастает приблизительно на 2—3 МэВ. Эта дополнительная энергия называется *энергией спаривания*.

Если бы не существовало явления спаривания нуклонов, то энергия связи, например, изотопа брома  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  должна была бы иметь какое-то промежуточное значение между энергиями ядер  ${}_{34}\text{Se}^{80}$  и  ${}_{36}\text{Kr}^{80}$ . На самом же деле оказывается, что энергия связи  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  меньше энергии связи  ${}_{36}\text{Kr}^{80}$  на 2,501 МэВ и меньше энергии связи ядра  ${}_{34}\text{Se}^{80}$  на 1,377 МэВ за счет того, что в  ${}_{35}\text{Br}^{80}$  имеются неспаренный протон и неспаренный нейтрон.

Количественно эффект спаривания учитывается так. Принимается, что для ядер с нечетным  $A$  (один неспаренный нуклон) влияние спаривания включено в объемную энергию. Для четно-четных (нуль неспаренных нуклонов) и нечетно-нечетных (два неспаренных нуклона) ядер вводится спаривательная поправка  $\delta E_{св}$  к энергии связи. Эта поправка имеет вид

$$\delta E_{св} = \begin{cases} \Delta & (\text{четно-четные ядра}), \\ -\Delta & (\text{нечетно-нечетные ядра}). \end{cases}$$

Эмпирически

$$\Delta = 12/A^{1/3} \text{ МэВ.}$$

Подытоживая вышесказанное, мы можем аппроксимировать функцию, соответствующую кривой рис. 2.5, выражением

$$E_{\text{св}} = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 Z^2 A^{-1/3} - a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta E_{\text{св}}, \quad (2.8)$$

где подобранные по экспериментальным данным постоянные имеют следующие значения:

$$a_1 = 15,75 \text{ МэВ}, \quad a_2 = 17,8 \text{ МэВ}, \quad a_3 = 0,710 \text{ МэВ}, \quad a_4 = 23,7 \text{ МэВ}.$$

Эту полуэмпирическую формулу называют *формулой Вейцекера* и часто связывают с моделью жидкой капли, которую мы рассмотрим ниже в гл. III, § 3, п. 1. Однако в действительности формула (2.8) практически не связана с конкретными модельными допущениями. В частности, формула Вейцекера может быть справедливой и для систем, не похожих по своим внутренним свойствам на жидкую каплю.

В формуле (2.8) бросается в глаза резкое отличие удельной объемной энергии  $a_1 \approx 15,75 \text{ МэВ}$  от типичной удельной энергии связи ядер, равной примерно  $8 \text{ МэВ}$ . Удельную энергию связи  $a_1$  имело бы гипотетическое ядро больших размеров, состоящее из одинакового числа протонов и нейтронов, при отсутствии кулоновского взаимодействия между протонами. В реальном ядре средняя удельная энергия связи уменьшается до  $\approx 8 \text{ МэВ}$  за счет влияния поверхностной энергии и энергии электростатического отталкивания протонов. Дело в том, что, несмотря на различную зависимость от  $A$  поверхностной и кулоновской энергии, их сумма меняется весьма слабо при изменении  $A$  в пределах реальных массовых чисел. Например, эта сумма равна  $8,5 \text{ МэВ}$  для  ${}_{28}\text{Ni}^{58}$  и  $9,2 \text{ МэВ}$  для  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ .

д) Как видно из рис. 2.5, при  $A \approx 40-50, 90, 130, 210$  удельные энергии связи заметно отличаются (до 1%) от вычисленных по формуле (2.8). Эти отклонения приходятся на зоны магических ядер. *Магическими* называются ядра, у которых числа нейтронов или протонов равняются одному из «магических» чисел 2, 8, 20, 28, 50, 82. Для нейтронов магическим является еще число 126. Ядра, у которых магическими являются и число протонов и число нейтронов, называются *дважды магическими*. Таких ядер имеется всего пять:  ${}^2_2\text{He}^4$ ,  ${}^8_2\text{O}^{16}$ ,  ${}^{40}_{20}\text{Ca}^{40}$ ,  ${}^{48}_{20}\text{Ca}^{48}$ ,  ${}^{208}_{82}\text{Pb}^{208}$ . Магические ядра выделены прежде всего энергиями отделения нуклонов. Как видно из рис. 2.7, на магические ядра приходятся резкие перепады в кривой энергии отделения нуклона. Эффекты, связанные с незамкнутостью оболочек, затрагивают лишь небольшое число нуклонов ядра и поэтому сильнее всего влияют на величину  $E_{\text{св}}/A$  в самых легких ядрах. Действительно, как видно из приводимой табл. 2.1, удельная энергия связи

имеет резкий выброс на дважды магическом (по протонам и по нейтронам) ядре  $\text{He}^4$ , т. е. на  $\alpha$ -частице.

Магические ядра отличаются не только энергиями отделения и удельными энергиями связи. Многие магические ядра более распространены во Вселенной, чем их немагические соседи (см. гл. XII, § 3). Так, наряду с дважды магическими, повышенной распространенностью обладают ядра  ${}_{28}\text{Ni}^{60}$ ,  ${}_{50}\text{Sr}^{88}$ ,  ${}_{50}\text{Zr}^{90}$ ,  ${}_{50}\text{Sn}^{120}$ ,  ${}_{56}\text{Ba}^{138}$ ,  ${}_{58}\text{Ce}^{140}$ .

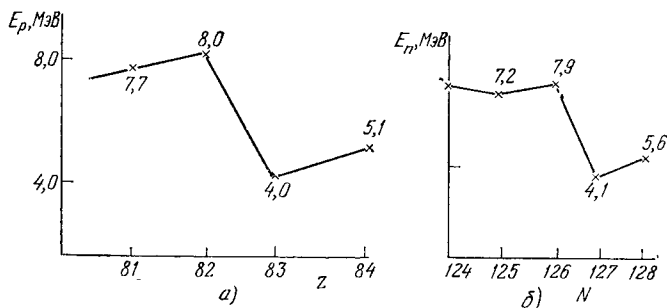


Рис. 2.7. Зависимости от  $Z$  и  $N$  энергии отделения протона и нейтрона в области ядер изотопа свинца  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ :

а) при  $N = 126$ , б) при  $Z = 82$ . Крестиками отмечены экспериментальные точки

Магические ядра имеют большое число изотопов и изотонов. Ядра с магическим  $N$  сравнительно слабо поглощают нейтроны. Сечение захвата нейтрона с энергией порядка 1 МэВ при  $N = 50, 82, 126$  меньше на 1—2 порядка, чем на ядрах с близкими значениями  $N$ . Наконец, дважды магические ядра характеризуются повышенной «твердостью»: первые возбужденные состояния у них лежат на 1—2 МэВ выше, чем у соседних ядер.

Таблица 2.1. Таблица удельных энергий связи легчайших ядер

Ядро	$\text{H}^2$	$\text{He}^3$	$\text{He}^4$	$\text{Li}^6$	$\text{Li}^7$
$E_{св}/A$ , МэВ	1,11	2,6	7,1	5,3	5,6

е) Из только что приведенной табл. 2.1 видно, что удельная энергия связи резко падает при переходе к ядрам с минимальным числом нуклонов ( ${}^2\text{He}^3$  и особенно дейтрон). В гл. V, § 2 мы покажем, что этот эффект имеет специфически квантовое происхождение и свидетельствует об очень малом радиусе действия ядерных сил.