

## УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

### ТАБЛИЦЫ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ ТЯЖЁЛЫХ ЯДЕР

*В. А. Кравцов*

Таблицы энергий связи нуклеонов тяжёлых ядер представляют большой интерес. Экспериментаторам они нужны для предсказания свойств новых, ещё не открытых ядер. Для вопросов теории строения ядер подобные таблицы доставляют материал, дающий возможность устанавливать новые закономерности и проверять ранее высказанные положения. В частности, в области тяжёлых ядер они позволяют удостовериться, насколько резко выражена нейтронная оболочка из 126 нейтронов и протонная оболочка из 82 протонов.

Таблицы энергий связи нуклеонов или таблицы дефектов масс тяжёлых ядер составлялись не раз путём вычисления разностей энергий связи из энергий альфа- и бета-распадов, определённых опытным путём. Таким образом, были составлены Стерном<sup>S1</sup> таблицы дефектов масс тяжёлых ядер. Этим же способом Вей<sup>W1</sup> были вычислены таблицы энергий связи последних нейтронов и протонов в области свинца. Также были составлены таблицы энергий связи ядер тяжёлых элементов, опубликованные Вапстра<sup>W2</sup> в 1950 г. Первый вариант таблиц Вапстра был опубликован в приложении к книге Розенфельда<sup>R1</sup> ещё в 1948 г. Мы не перечисляем здесь ещё более старых таблиц этого типа, так как они очень устарели и уже полностью утратили в настоящее время своё значение.

В таблицах Стерна приведено больше всего материала — именно, 126 дефектов масс тяжёлых ядер, — но они вызывают довольно много сомнений. Прежде всего, некоторые энергии распада, использованные при расчётах дефектов масс, отличаются от общепринятых (например, энергии распадов  $\text{Pb}^{207}$ ,  $\text{Pb}^{212}$ ,  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{Pa}^{233}$  и др.). При вычислении дефектов масс по электронным захватам не принималась во внимание энергия, уносимая, по предположению, нейтрино. В таблицах Стерна отсутствуют достаточно подробные указания о порядке расчётов дефектов масс, приведённых

в таблицах, а также о принятых в этих вычислениях энергиях распадов. Недостаточность этих указаний весьма затрудняет их исправление по новым опытным данным. Так как таблицы Стерна появились в 1949 г. и используют экспериментальные данные, опубликованные лишь до 1948 г. включительно, то в настоящее время они устарели.

Работа Вей содержит очень мало данных, всего 37 энергий связи последних протонов и нейтронов, и тоже устарела, так как опубликована в 1949 г.

Наиболее обоснованной и новой работой являются таблицы Вапстра, опубликованные в 1950 г.<sup>W2</sup>. В них содержатся разности энергий связи нуклеонов 102 тяжёлых ядер — несколько меньше, чем у Стерна, так как Вапстра в этой работе отказался от расчётов, связанных с оценкой энергии электронных захватов. Большим достоинством этих таблиц являются подробные указания порядка расчётов, приведённые на схемах и в тексте с перечислением всех энергий распадов и других опытных данных, использованных при вычислениях. Это облегчает возможность исправления и дополнения таблиц при появлении в печати новых опытных данных. Весьма важное преимущество таблиц Вапстра — это наличие контроля вычислений и правильности принятых опытных данных по расположению точек на плавных кривых. Этот контроль в особенности нужен для выбора предположительных схем бета-распадов, часто вызывающих сомнения.

Самым существенным недостатком всех цитированных таблиц является то, что разности энергий связи нуклеонов ядер, принадлежащих к разным радиоактивным семействам, определялись по ненадежным полуэмпирическим формулам энергий связи (см., например, G<sup>2</sup>, стр. 69, формула (2,5) или P<sup>3</sup>, стр. 13).

В настоящее время появилась возможность избежать этих сомнительных путей для определения разностей энергий связи нуклеонов ядер различных радиоактивных семейств и, используя для этого опытные данные по измерениям энергий связи нейтронов, можно получить разности энергий связи ядер разных радиоактивных семейств из опыта. В ряде работ, опубликованных за последние годы, M1, N1, K2, N3, P2, P4, N6, N7, K6, приводятся результаты измерений энергий связи нейтронов для тяжёлых ядер с применением различных методов. Точность этих измерений стала приближаться к точности измерений энергий альфа- и бета-распадов. Таким образом, опытные данные по энергиям связи нейтронов можно использовать аналогично энергиям альфа- и бета-распадов, но уже для нахождения разностей энергий связи ядер разных радиоактивных семейств.

В самое последнее время появились также в печати новые таблицы масс и дефектов масс лёгких ядер<sup>L4</sup> и новые таблицы атомных констант<sup>D5</sup>. Все эти уточнённые величины являются

основой любых ядерных таблиц. Значительно выросло также число известных нам тяжёлых ядер. Все это дало возможность вновь более точно вычислить энергии связи нуклеонов большего числа тяжёлых ядер без применения полуэмпирических формул, на основе только экспериментальных данных. Первый вариант таких уточнённых таблиц энергий связи нуклеонов тяжёлых ядер был составлен автором в начале 1951 г. Разности этих энергий, являющиеся энергиями связи последних протонов и нейтронов, опубликованы в виде графиков, иллюстрирующих работу<sup>K5</sup> об оболочках тяжёлых ядер и энергии связи нуклеонов.

В июне 1951 г. опубликована вторая работа Вапстра<sup>W3</sup> о поверхности энергий связи вблизи  $Z = 82$  и  $Z = 126$ . В этой работе приведены 67 разностей энергий связи нуклеонов тяжёлых ядер от ртути до эманации. В работе Вапстра 1951 г. разности энергий связи нуклеонов различных ядер находились из опытных данных: по энергиям альфа- и бета-распадов и по энергиям связи нейтронов. Энергии связи некоторых ядер получены экстраполяцией и интерполяцией кривых энергий связи.

Приводимая в настоящей статье таблица содержит 233 массы изотопов и энергии связи нуклеонов их ядер, начиная с изотопов платины  $Z = 78$  и кончая изотопом калифорния  $Z = 98$ , т. е. практически все известные ядра как естественные, так и полученные искусственным путём, а также ряд ядер, до сих пор неизвестных, но энергию которых удалось найти. При составлении этой таблицы были использованы все опубликованные экспериментальные данные, энергии альфа- и бета-распадов, энергии связи нейтронов и масс-спектрографические измерения. Для контроля правильности расчётов и для расширения таблицы использовались некоторые закономерности, установленные для тяжёлых ядер, а именно: зависимость энергии электронного захвата от периода полураспада, наличие плавных кривых, на которых лежат энергии связи нуклеонов чётно-нечётных, нечётно-нечётных, и чётно-чётных ядер и др. Ниже приведены основные формулы, закономерности и порядок расчётов энергий, применённых в таблице. Далее приводятся сами таблицы с необходимыми примечаниями и вычисления погрешностей данных таблиц. В заключение статьи дано изображение энергетической поверхности тяжёлых ядер, некоторых её сечений и наиболее общие выводы из таблицы и энергетической поверхности.

## 1. РАЗНОСТИ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ЯДЕР ОДНОГО РАДИОАКТИВНОГО СЕМЕЙСТВА

Для вывода формул разностей энергий связи нуклеонов в ядре введём следующие обозначения.

$M(Z, A)$  — масса атома с порядковым номером  $Z$  и массовым числом  $A$ .

$E(Z, A)$  — энергия связи нуклеонов ядра с порядковым номером  $Z$  и массовым числом  $A$ .

По определению энергии связи нуклеонов ядра, приведённому, например, в книге Шпольского (84, стр. 340), мы имеем:

$$E(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z, A), \quad (1)$$

где  $m_p$  — масса атома водорода,  $m_n$  — масса нейтрона.

Если обозначить через  $e_\alpha$  кинетическую энергию альфа-частицы, вылетающей в результате распада исходного радиоактивного ядра с массовым числом  $A$ , то энергия альфа-распада  $E_\alpha$ , равная сумме кинетических энергий альфа-частицы и ядра отдачи, выразится так:

$$E_\alpha = e_\alpha \left( \frac{A}{A-4} \right). \quad (2)$$

В случае альфа-распада исходного ядра с массой  $M(Z, A)$  мы сможем написать следующее уравнение, выражающее закон сохранения массы в процессе альфа-распада:

$$M(Z, A) = M(Z-2, A-4) + M_\alpha + E_\alpha, \quad (3)$$

где  $M_\alpha$  — масса альфа-частицы. Выражая энергии связи исходного ядра и дочернего ядра с массой  $M(Z-2, A-4)$  по формуле (1), мы получим из уравнения (3)

$$E(Z, A) - E(Z-2, A-4) = E(\alpha) - E_\alpha, \quad (4)$$

где  $E(\alpha) = E(2, 4)$  — энергия связи нуклеонов альфа-частицы. Формула (4) даёт возможность вычислить разность энергий связи нуклеонов исходного и дочернего ядер при альфа-распаде по известной энергии альфа-распада  $E_\alpha$ .

Для формулы разностей энергий связи нуклеонов ядер в случае бета-распада введём дополнительно такие обозначения:

$E_\beta$  — максимальная энергия бета-частиц (граница бета-спектра);

$E_\gamma$  — энергия гамма-лучей, сопровождающих бета-распад, если дочернее ядро при бета-распаде образуется в возбуждённом состоянии.

Если происходит бета-распад исходного ядра с энергией связи  $E(Z, A)$  и при этом образуется дочернее ядро с энергией  $E(Z+1, A)$ , то, аналогично случаю альфа-распада, из закона сохранения энергии и формулы (1) мы получим:

$$E(Z, A) - E(Z+1, A) = (m_n - m_p) - E_\beta - E_\gamma. \quad (5)$$

Формула (5) даёт возможность вычислить разность энергий связи исходного и дочернего ядер при бета-распаде по сумме энергии границы бета-спектра  $E_\beta$  и энергии следующих за бета-распадом гамма-лучей  $E_\gamma$ .

Серьёзные затруднения возникают, когда бета-распад сопровождается гамма-излучением. Для правильного выбора суммы величин  $E_{\beta} + E_{\gamma}$  нужно точно знать схему бета-распада данного ядра и разность уровней исходного и дочернего ядер (см., например,  $K^1$ ). Схемы бета-распадов можно считать достоверно известными, если производились наблюдения совпадений вылетов бета-частиц с гамма-фотонами и гамма-фотонов с гамма-фотонами ( $K^1$ , стр. 161—165).

При позитронном распаде при расчёте разностей энергий исходного и дочернего ядер нужно ввести в формулу также энергетический эквивалент массы электрона  $m_e$  (см.  $G^1$ ). Из закона сохранения энергии и формулы (1) с учётом не только масс ядер, но и масс электрона и возникающего позитрона, мы получим:

$$E(Z, A) - E(Z - 1, A) = -(m_n - m_p) - E_{\beta}^+ - E_{\gamma} - 2m_e, \quad (6)$$

где  $E_{\beta}^+$  — максимальная энергия позитронов (граница позитронного спектра).

$E_{\gamma}$  — энергия гамма-лучей, сопровождающих позитронный распад, если дочернее ядро образуется возбуждённым.

Формула (6) даёт возможность вычислить разность энергий связи исходного ядра и дочернего ядра по сумме энергии  $E_{\beta}^+$  — границы позитронного спектра и  $E_{\gamma}$  — энергии гамма-лучей.

Так же как и в случае бета-распада, при позитронном распаде существуют трудности в правильном выборе суммы  $E_{\beta}^+ + E_{\gamma}$  при наличии гамма-лучей. Правильный выбор возможен лишь при наличии экспериментально проверенной схемы распада.

Следует отметить, что все приведённые выше формулы позволяют рассчитывать разности энергии связи нуклонов ядер, принадлежащих к одному из четырёх известных радиоактивных семейств тяжёлых ядер.

Все принятые для расчётов энергии связи значения  $E_{\alpha}$ ,  $E_{\beta} + E_{\gamma}$  приведены в таблице II со ссылкой на литературу.

## 2. РАЗНОСТИ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ НУКЛЕОНОВ ЯДЕР РАЗЛИЧНЫХ РАДИОАКТИВНЫХ СЕМЕЙСТВ

Разность энергий связи нуклонов ядер изотопов одного элемента, отличающихся на один нейтрон и принадлежащих разным радиоактивным семействам, выражается формулой

$$e_n(Z, A) = E(Z, A) - E(Z, A - 1), \quad (7)$$

где  $e_n(Z, A)$  — энергия связи «последнего» нейтрона в ядре  $(Z, A)$ .

Измеренные энергии связи последних нейтронов в тяжёлых ядрах  
(составлена с использованием статей, опубликованных до 1 января 1952 г.)

Ядро	Энергии связи последнего нейтрона (Мэв), измеренные в реакциях:				Приняты в таблице II (Мэв)
	( $\gamma$ , n)	(n, $\gamma$ )	(d, p)	(d, t)	
1	2	3	4	5	6
Pt <sup>194</sup>	9,5±0,2 (S10)				9,5±0,2
Pt <sup>195</sup>	6,1±0,1 (P2)		6,14±0,2 (H6)		6,1±0,15
Pt <sup>196</sup>	8,2±0,2 (S10)		8,0 ±0,2 (H6)		8,1±0,15
Au <sup>197</sup>	7,9±0,2 (S10)				8,1±0,1
	8,0±0,15 (H1)				
	8,1±0,1 (P2)				
Au <sup>198</sup>		6,54 (H6)	6,35±0,15 (H6)		6,4±0,2
Hg <sup>201</sup>	6,25±0,2 (H1)				6,4±0,2
	6,6 ±0,2 (P2)				
Tl <sup>203</sup>	8,8 ±0,2 (S10)				не годится
Tl <sup>204</sup>		6,54 (H6)	6,52±0,15 (H6)		6,53±0,15
Tl <sup>205</sup>	7,5 ±0,2 (S10)				7,7±0,2 (H6)
	7,48±0,15 (H1)				
	7,3 ±0,25 (P2)				

Ядро	Энергии связи последнего нейтрона ( <i>Мэв</i> ), измеренные в реакциях:				Приняты в таблице II ( <i>Мэв</i> )
	( $\gamma$ , n)	(n, $\gamma$ )	(d, p)	(d, t)	
1	2	3	4	5	6
Tl <sup>206</sup>		6,23 ± 0,05 (K6)	6,16 ± 0,15 (H6)		6,20 ± 0,10
Pb <sup>206</sup>	8,25 ± 0,10 (P4)			8,10 ± 0,10 (H6)	8,12 ± 0,10
Pb <sup>207</sup>	6,75 ± 0,2 (S10)	6,734 ± 0,008 (K6)	6,71 ± 0,03 (H6)	6,70 ± 0,05 (H6)	6,71 ± 0,01
	6,95 ± 0,1 (P4)				
Pb <sup>208</sup>	6,9 ± 0,1 (P2)	7,380 ± 0,008 (K6)	7,37 ± 0,03 (H6)	7,37 ± 0,05 (H6)	7,38 ± 0,01
	7,3 ± 0,2 (S10)				
Pb <sup>209</sup>	7,44 ± 0,10 (P4)	3,87 ± 0,05 (H6)	3,87 ± 0,05 (H6)	3,87 ± 0,05	3,87 ± 0,05
Bi <sup>209</sup>	7,40 ± 0,2 (S10)	4,170 ± 0,015 (K6)	4,14 ± 0,03 (H6)	7,44 ± 0,05 (H6)	7,44 ± 0,05
	7,45 ± 0,2 (M1)				
	7,2 ± 0,1 (P2)				
Bi <sup>210</sup>		4,170 ± 0,015 (K6)	4,14 ± 0,03 (H6)	4,22 ± 0,05	4,22 ± 0,05
Th <sup>232</sup>	6,35 ± 0,04 (M7)	4,9 ± 0,2 (H6)	4,9 ± 0,2 (H6)	4,9 ± 0,2	4,9 ± 0,2
	6,0 ± 0,15 (P2)				
Th <sup>233</sup>	5,8 ± 0,15 (P2)		5,9 ± 0,2 (H6)	5,9 ± 0,1	5,9 ± 0,1
U <sup>238</sup>	5,97 ± 0,10 (H7)		4,63 ± 0,15 (H6)	4,6 ± 0,15	4,6 ± 0,15
U <sup>239</sup>					

Опытное определение энергии связи нейтрона в ядре можно производить четырьмя различными способами, именно, путём измерения баланса энергии в четырёх следующих реакциях:  $(d, p)$ ,  $(d, t)$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(n, \gamma)$ . При определении  $e_n$  из реакции  $(d, p)$ , если ядро-мишень  $(Z, A - 1)$ , энергия связи «последнего» нейтрона в дочернем ядре  $(Z, A)$  находится по формуле

$$e_n = Q_R + E(d) + E_\gamma,$$

где  $Q_R$  — энергия реакции,  $E(d)$  — энергия связи дейтерона и  $E_\gamma$  — полная энергия гамма-лучей, если дочернее ядро образовалось возбуждённым. Так как не всегда удаётся зарегистрировать гамма-фотоны, в особенности, если энергия их мала, например порядка  $0,1 \text{ Мэв}$ , то возможна погрешность в измерении  $e_n$ . Если гамма-энергия не включена, то  $e_n$ , определённая из реакции  $(d, p)$ , будет меньше или равна (если дочернее ядро не возбуждено) истинной энергии связи последнего нейтрона дочернего ядра.

Если измерения производятся по реакции  $(d, t)$ , то энергия связи нейтрона ядра мишени  $(Z, A)$  будет находиться по формуле

$$e_n = E(t) - E(d) - Q_R - E_\gamma,$$

где обозначения прежние и  $E(t)$  — энергия связи тритона. Если не будет включена гамма-энергия, то определённая из реакции  $(d, t)$   $e_n$  будет больше или равна истинной энергии связи последнего нейтрона ядра-мишени.

Рассмотрев аналогично реакцию  $(\gamma, n)$ , где энергия связи нейтрона  $e_n$  равна её порогу, можно показать, что полученное значение порога является большим или равным истинной энергии связи нейтрона ядра-мишени. Результат измерений  $e_n$  по реакции  $(n, \gamma)$  двусмыслен, если не известна схема гамма-распада.

В таблице I (см. стр. 346—347) приведены все опубликованные к моменту составления таблицы энергии связи измерения энергий связи нейтронов со ссылками на цитированную литературу, приведённую в алфавитном порядке в конце статьи. В последнем столбце таблицы I приведены выбранные для таблицы II экспериментальные средние значения  $e_n$ .

При выборе значений  $e_n$  принимались во внимание циклы, которые можно образовать из  $e_n$ ,  $E_\alpha$  и  $E_\beta$ , и расположение энергий связи нуклонов ядер на плавных кривых (см. § 4).

### 3. РАЗНОСТИ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ЯДЕР ПО ЭЛЕКТРОННЫМ ЗАХВАТАМ

Применяя закон сохранения энергии к захвату электрона ядром с некоторого атомного уровня, можно найти разность энергий связи нуклонов исходного ядра  $(Z, A)$  и дочернего ядра  $(Z - 1, A)$ . Используя формулу (1), мы получим:

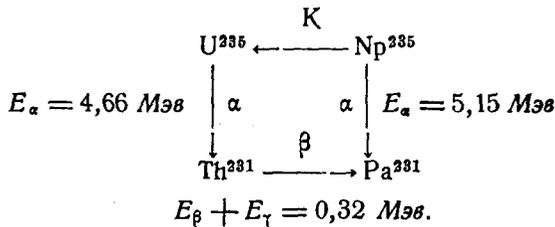
$$E(Z, A) - E(Z - 1, A) = -(m_n - m_e) - E_\alpha - E_\beta - E_\gamma, \quad (8)$$

где  $E_x$  — энергия рентгеновых лучей, испускаемых при захвате электрона дочерним ядром. Если захват электрона происходит с K-уровня, а это наиболее часто встречающийся случай,

$$E_x = hR(Z - 1)^2 = 13,6(Z - 1)^2 \text{ эв}, \quad (9)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $R$  — постоянная Ридберга;  $E_k$  — энергия электронного захвата, уносимая, как предполагается, нейтрино,  $E_\gamma$  — энергия гамма-лучей, сопровождающих электронный захват, если дочернее ядро образуется в возбуждённом состоянии.

Наибольшее затруднение представляет определение энергии электронного захвата  $E_k$ , которая непосредственно измерена быть не может. В области тяжёлых ядер, где большинство ядер радиоактивно и величины энергий альфа-распадов и бета-распадов измерены, можно рассчитать энергии электронных захватов из замкнутых циклов. Например, так можно рассчитать энергию электронного захвата ядра  $\text{Np}^{235}$  из цикла:



Из схемы и из формул (4), (5) и (8), принимая во внимание, что в альфа-распадах цикла нет гамма-лучей, а бета-распад  $\text{Th}^{231}$  согласно схеме (см. <sup>11</sup>) имеет энергию перехода в основное состояние  $E_\beta + E_\gamma = 0,324 \text{ Мэв}$ , нетрудно показать, что

$$E_k = E_\alpha(\text{Np}^{235}) - E_\alpha(\text{U}^{235}) - (E_\beta + E_\gamma) - E_x.$$

Наилучшие имеющиеся измерения дают с поправкой на энергию ядра отдачи по формуле (2) для  $E_\alpha(\text{Np}^{235}) = 5,15 \text{ Мэв}$  <sup>11</sup> и для  $E_\alpha(\text{U}^{235}) = 4,66 \text{ Мэв}$  <sup>67</sup>. По формуле (9) для  $Z = 93$   $E_x = 0,11 \text{ Мэв}$ . Таким образом, для электронного захвата  $\text{Np}^{235}$

$$E_k = 0,06 \text{ Мэв}^*).$$

Подобные расчёты были проделаны <sup>11</sup> и энергии сопоставлены с периодом полураспада электронного захвата. В частности, период полураспада для  $\text{Np}^{235}$  по таблицам Желепова и Петровича <sup>12</sup> равен 435 дням с отношением разветвления электронного

\* ) В статье Томсона <sup>11</sup> значение  $E_k = 0,14 \text{ Мэв}$  для  $\text{Np}^{235}$ , так как для бета-распада  $\text{Th}^{231}$  там принято значение  $E_\beta + E_\gamma = 0,24 \text{ Мэв}$ , которое ныне устарело и опровергается данными <sup>11</sup>.

захвата к альфа-распаду, равным 0,999. Таким образом, период частичного электронно-захватного полураспада будет:

$$\tau_k = \frac{435 \text{ дн.}}{0,999} = 435 \text{ дн.} = 6,3 \cdot 10^5 \text{ мин.}$$

Так было вычислено 15 энергий электронного захвата и построен график зависимости логарифма  $E_k$  от логарифма  $\tau_k$ , представленный на рис. 1. Как видно

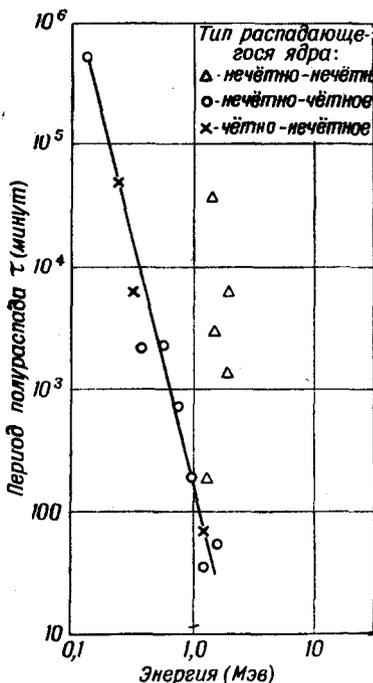


Рис. 1. График зависимости периода полураспада электронного захвата от энергии распада. Все величины отложены на осях по логарифмической шкале.

из рис. 1, точки для нечётно-нечётных (нечётное  $Z$  и чётное  $N$ ) ядер и чётно-нечётных (чётное  $Z$  и нечётное  $N$ ) ядер, т. е. для ядер с нечётным массовым числом, ложатся на прямую логарифмического графика удовлетворительно. Энергий электронных захватов для нечётно-нечётных ядер слишком мало (всего 5), чтобы можно было определить положение второй кривой. Можно лишь отметить, что для нечётно-нечётных ядер энергии электронных захватов значительно больше. Небольшое число дополнительных данных для электронных захватов чётно-нечётных ядер показывает, что энергия электронного захвата у них меньше, чем у ядер с нечётным массовым числом. Три зависимости  $E_k$  от периода полураспада в отдельности для чётно-нечётных ядер, для ядер с нечётным массовым числом и нечётно-нечётных ядер соответствуют существующим теоретическим представлениям, в частности полуэмпирическим формулам для энергии ядер ( $G_2^2$ , стр. 69 или  $F_3$ , стр. 13). Также соответствует теории рост энергий электронного захвата с уменьшением периода полураспада. Сопоставляя ядра изобары, мы видим, что период полураспада электронным захватом быстро убывает по мере удаления от устойчивых изобарных ядер или моно-альфа-радиоактивных ядер. Это удаление соответствует подъёму по изобарным энергетическим параболом ( $B^1$ , стр. 36) и повышению их крутизны и, следовательно, увеличению энергии распада.

Все эти теоретические соображения говорят, что график (рис. 1) лучше всего передаёт действительность вдали от особо устойчивых ядер в районе вокруг  ${}_{82}\text{Pb}^{308}$ , так как здесь мы имеем наибольшие отклонения от полуэмпирических формул энергий связи (см., например,  $\text{P}^3$ ).

Таким образом, график (рис. 1) и дополнительные соображения, изложенные выше, дают возможность хотя бы примерно оценить энергии электронных захватов по величине периода полураспада. Понятно, такая оценка весьма приближительна, но всё же погрешность этой оценки вдали от  $Z = 82$  и  $N = 126$  не должна превышать  $\pm 0,5$  Мэв. Возможность оценки  $E_{\beta}$  позволяет значительно расширить число ядер в таблице энергий связи и контролировать экстраполяцию и интерполяцию по кривым, как указывается ниже.

#### 4. СЕЧЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИХ ДЛЯ КОНТРОЛЯ И ИНТЕРПОЛЯЦИИ

Как известно, энергия связи нуклеонов ядер зависит не только от атомного номера  $Z$  и массового числа  $A$ , но и от чётности атомного номера  $Z$  и числа нейтронов  $N$ . Установлено, что, рассматривая энергию связи нуклеонов ядер  $E(Z, A)$  как функцию  $Z$  и  $A$ , можно представить её в виде трёх плавных поверхностей, не пересекающихся в пространстве  $(E, Z, A)$ , в отдельности для чётно-чётных ядер, ядер с нечётными  $A$  и нечётно-нечётных ядер. При этом оказывается, что энергии связи  $E(Z, A)$  являются наибольшими для чётно-чётных ядер и наименьшими для нечётно-нечётных ядер. Энергетическая поверхность для ядер с нечётным  $A$ , т. е. для чётно-нечётных и нечётно-чётных ядер, располагается примерно посередине между чётно-чётной поверхностью и нечётно-нечётной поверхностью (см.  $\text{B}^1$ ,  $\text{G}^2$  и  $\text{P}^3$ ). То, что каждая из этих поверхностей является плавной и не имеет перегибов, даёт хороший метод для контроля вычисления и интерполяции энергий связи, когда число исследуемых ядер велико. Для этих целей наиболее удобным является изучение сечений энергетических поверхностей. Эти сечения можно брать в разных направлениях, например в плоскостях  $A = \text{const}$ ,  $Z = \text{const}$ ,  $N = A - Z = \text{const}$ ,  $I = N - Z = A - 2Z = \text{const}$  и т. д. Наибольшее число точек будет в сечениях  $Z = \text{const}$ , на втором месте по количеству точек стоит сечение  $I = \text{const}$ , на третьем  $N = \text{const}$  и т. д. Поэтому самыми удобными для контроля и интерполяции будут изотопические сечения  $Z = \text{const}$ , т. е. сечения, на которых представлены энергии связи нуклеонов в ядрах изотопов одного и того же элемента. Сечения  $I = \text{const}$ , хотя и содержат тоже достаточно точек, не представляют интереса для контроля, так как содержат ядра, связанные друг с другом альфа-распадами, энергии которых

известны точнее всего. Это делает кривые сечений  $I = \text{const}$  всегда плавными, так как основные источники ошибок — энергии бета-распадов — не влияют на их ход. Кривые сечений  $N = \text{const}$  тоже можно применять для контроля, но число точек на них несколько меньше. Основным методом контроля и интерполяции являются кривые изотопических сечений  $Z = \text{const}$ . Здесь следует различать два случая: чётных  $Z$  и нечётных  $Z$ . Для чётных  $Z$  мы имеем при нечётных  $A$  — чётно-нечётные ядра и при чётных  $A$  — чётно-чётные ядра. Таким образом, строя энергии связи нуклонов  $E$  для чётных  $Z$  как функцию  $A$ , мы получим две кривые: одну для чётно-чётных ядер с большими  $E$  и другую для чётно-нечётных ядер с меньшими  $E$ . В случае нечётных  $Z$  мы будем иметь также две кривые: для нечётно-чётных ядер (нечётные  $A$ ) с большими  $E$  и для нечётно-нечётных ядер (чётные  $A$ ) с меньшими  $E$ . На рис. 2, 3 и 4 представлены три сечения  $Z = 82$  (Pb),  $Z = 83$  (Bi) и  $Z = 92$  (U). Для того чтобы уменьшить крутизну кривых, здесь, как и во многих других случаях, на графиках представлены не сами значения  $E(Z, A)$ , а разности  $E_0(A) = E(Z, A)$ , где  $E_0(A)$  — следующая вспомогательная линейная функция:

$$E_0(A) = 1600,6 + 5,5(A - 200) \text{ Мэв}. \quad (10)$$

Эта функция возрастает на 5,5 Мэв на нуклеон, т. е. в среднем несколько медленнее, чем энергия связи в области тяжёлых ядер.

На рис. 2 мы видим, что кривая для чётно-нечётных изотопов свинца лежит выше, чем для чётно-чётных. Все точки хорошо ложатся на плавную кривую. Если для  $\text{Pb}^{214}$  (RaB) принять, что бета-распад (граница спектра 0,65 Мэв)  $\text{Si}^{11}$  приводит в основное состояние  $\text{Bi}^{214}$  (RaC), то мы получим на кривой точку, обозначенную треугольником. Кривая для чётно-чётных ядер при этом начинает отходить от кривой чётно-нечётных ядер (на рис. 2 она изображена пунктиром). Если же считать, что бета-переход приводит в возбуждённое состояние  $\text{Bi}^{214}$  и в дальнейшем каскадом следуют гамма-лучи с энергией 0,35 Мэв, то кривая пойдёт через точку, обозначенную крестиком (на рис. 2 сплошная линия). Второй вариант, как видно из рис. 2, лучше и поэтому для  $\text{Pb}^{214}$  принято  $E_\beta + E_\gamma = 0,65 + 0,35 = 1,00 \text{ Мэв}$ .

На рис. 3 мы видим, что кривая для изотопов висмута у нечётно-нечётных ядер лежит выше, чем у нечётно-чётных ядер. Все точки хорошо ложатся на плавной кривой, кроме значения, обозначенного звёздочкой\* для  $A = 211$  ( $\text{Bi}^{211}$ ); эта точка бесспорно выпадает из кривой для нечётно-чётных ядер. Изучение кривых для  $Z = 85$ ,  $Z = 87$  и т. д. (не приведённых здесь) показывает, что на них точки соответственно для  $A = 215$ ,  $A = 219$

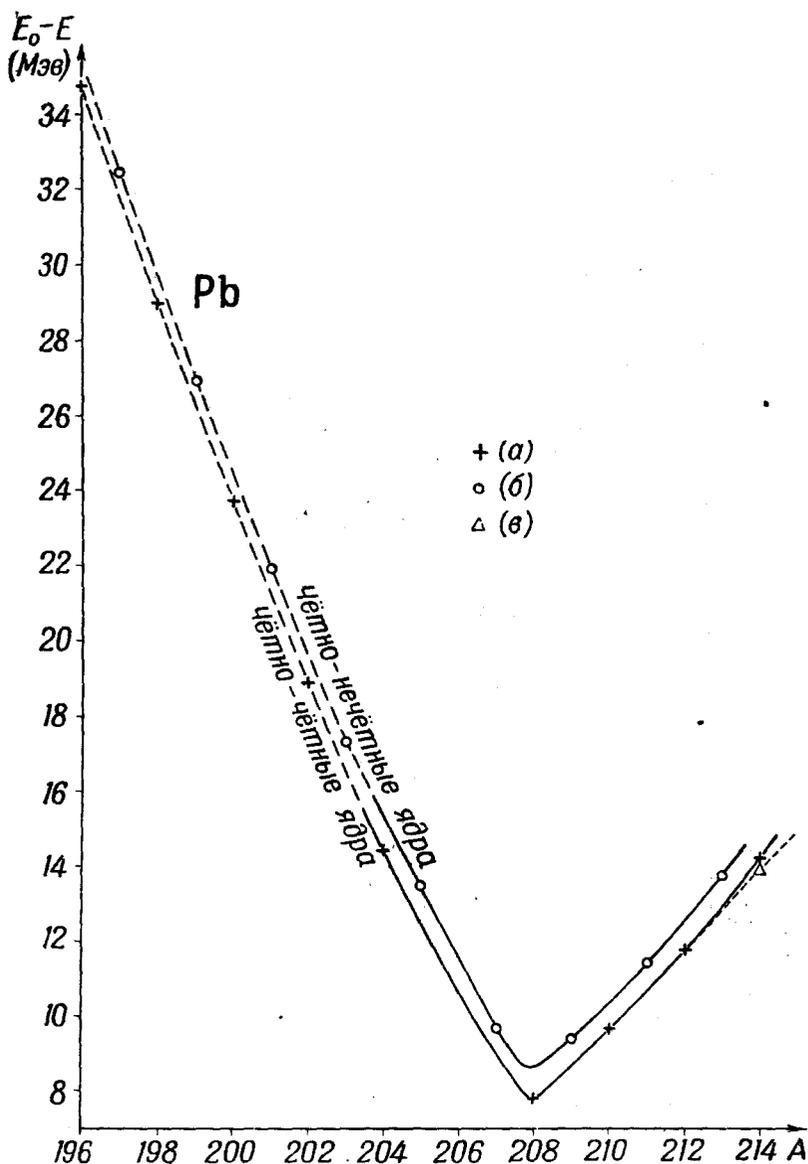


Рис. 2. Изотопические сечения энергетических поверхностей  $E_0(A) - E(Z, A)$ :  $a$  — для чётно-чётных ядер,  $b$  — для чётно-нечётных ядер,  $c$  — вариант для чётно-чётного ядра, плохо ложащегося на кривую. Крупным пунктиром обозначена экстраполированная кривая; мелким пунктиром — непринятый вариант кривой.

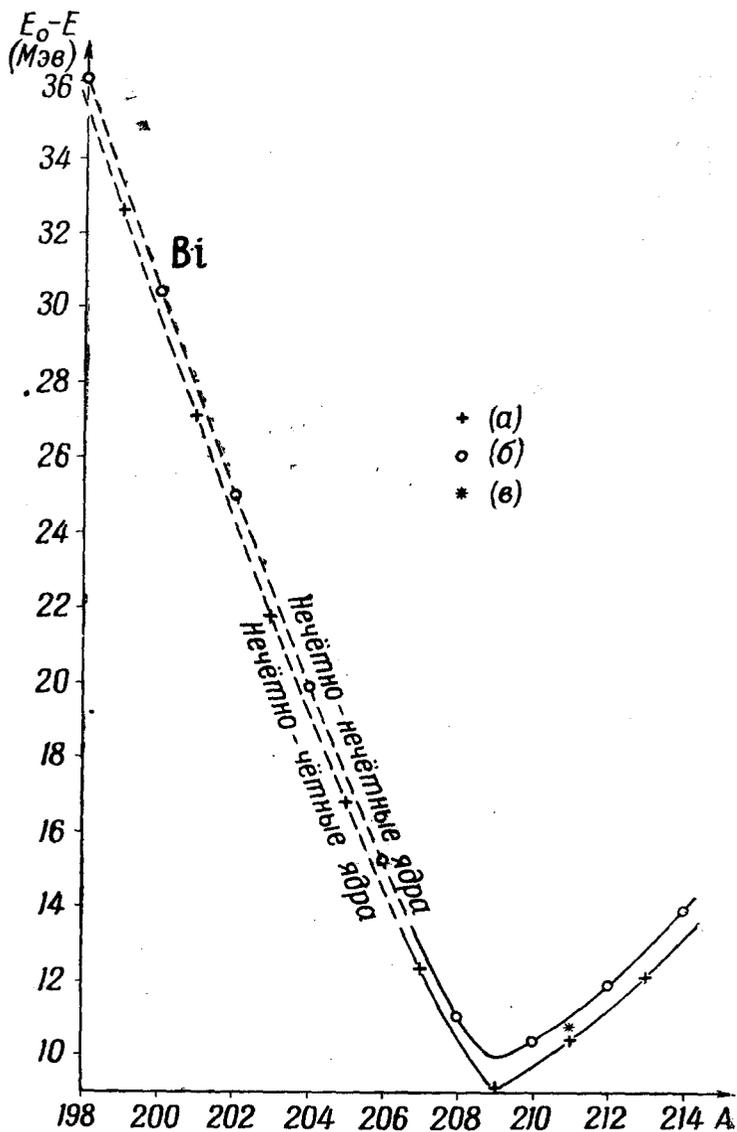


Рис. 3. Изотопическое сечение энергетических поверхностей  $E_0(A) - E(Z, A)$  для висмута ( $Z=83$ ): а — для нечётно-нечётных ядер, б — для нечётно-нечётных ядер, в — для изомерного ядра. Пунктиром обозначена экстраполированная кривая.

и т. д., т. е. для ядер, продуктом альфа-распада которых является  $\text{Bi}^{211}$ , отклоняются тоже вверх от плавной кривой примерно на  $0,30-0,40$  Мэв. Если при расчёте энергии связи  $\text{Bi}^{211}$  принять энергию альфа-распада равной не  $6,746$  Мэв, а  $6,393$  Мэв, т. е. не по самой длиннопробежной группе, а по второй группе альфа-частиц, мы получим значение энергии связи нуклеонов  $\text{Bi}^{211}$ , лежащее на плавную кривую (на рис. 3 это значение обозначено

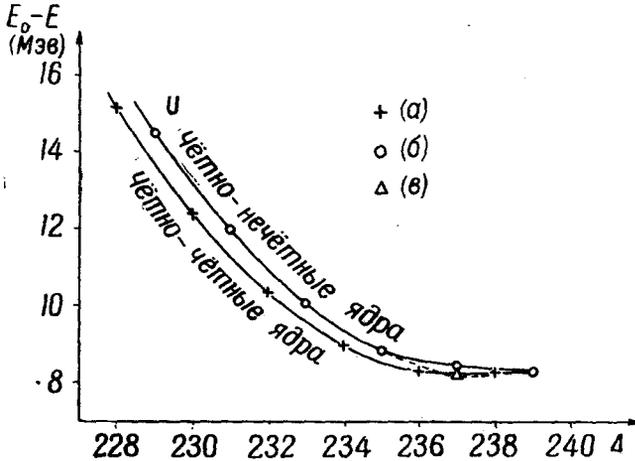


Рис. 4. Изотопическое сечение энергетических поверхностей  $E_0(A) - E(Z, A)$  для урана ( $Z = 92$ ). Обозначение точек:  $a$  — для чётно-чётных ядер,  $b$  — для чётно-нечётных ядер,  $b$  — вариант значений для чётно-нечётных ядер, не ложащихся на кривую сечения. Пунктиром обозначен непринятый вариант кривой.

крестиком). Приняв такую энергию связи у  $\text{Bi}^{211}$  и вычислив по ней энергии связи  $\text{At}^{215}$ ,  $\text{Fr}^{219}$  и других ядер, связанных с  $\text{Bi}^{211}$  цепочкой альфа-распадов, мы получим значения, хорошо ложащиеся на плавные кривые. Можно предположить вместе с Ванстра  $W^3$ , что длиннопробежная группа альфа-частиц  $\text{Bi}^{211}$  получается путём распада изомера  $\text{Bi}^{211m}$ . Это предположение является довольно убедительным, так как недавно установлено  $N^1$ , что и соседний изотоп висмута  $\text{Bi}^{210}$  тоже имеет изомерное состояние.

На рис. 4, где представлены кривые сечения для изотопов урана ( $Z = 92$ ), кривая для  $E_0 - E$  чётно-нечётных ядер лежит выше, т. е. соответствует меньшим энергиям связи, чем для чётно-чётных ядер, так же как и у свинца. Эти кривые дали возможность улучшить значения энергий связи ядер  $\text{U}^{237}$ . Если принять значение энергий бета-распада этого ядра таким же, как у Ванстра  $W^2$ , т. е.  $E_\beta = 0,49$  Мэв, то в результате мы получим

значение  $E$ , представленное на графике треугольником. Это значение приводит к тому, что чётно-нечётная поверхность пересекает чётно-чётную вблизи  $A = 237$  (пунктир на рис. 4), что мало вероятно. Сопоставляя экспериментальные данные по таблицам атомных ядер Желепова и Петровича <sup>D2</sup>, можно допустить, что энергия бета-распада для  $U^{237}$  может быть равна  $E_\beta = 0,70$  Мэв, если считать, что за бета-переходом 0,24 Мэв последовательно излучаются каскадом  $E_{\gamma 1} = 0,204$  Мэв и  $E_{\gamma 2} = 0,260$  Мэв. Эти значения приводят к энергиям связи нуклеонов ядра  $U^{237}$ , представленным на кривой кружками, хорошо ложащимися на кривую и не приводящими к пересечению чётно-нечётной и чётно-чётной кривых.

Кривые сечений энергетических поверхностей применялись как для контроля правильности выбора схем распадов, так и для нахождения промежуточных значений энергий связи не обнаруженных ещё на опыте ядер, например  $Em^{213}$ ,  $Em^{214}$ ,  $Em^{215}$ ,  $Fr^{213}$ ,  $Fr^{214}$  и др., и для нахождения энергий связи ядер экстраполяцией. Экстраполяция допускалась лишь при возможности проверки полученных с её помощью данных другими способами. Более подробные сведения об этом приводятся в § 6.

## 5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДАННЫХ ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАСС ЯДЕР

Представляют интерес не только относительные, но и абсолютные значения энергий связи. Для введения в таблицы абсолютных значений энергий связи нужно было использовать непосредственные измерения масс атомов. При всех дальнейших расчётах были приняты значения масс нейтрона  $m_n$ , нейтрального атома водорода  $m_H$  и массы атома гелия из работы Ли и сотр. <sup>L4</sup>, где все эти величины вычислены из энергий ядерных реакций, если принять массу изотопа  $O^{16}$  равной 16,00000. По данным Ли и сотр. эти значения следующие:

$$\begin{aligned} m_n &= 1,008982 \pm 0,000003 \text{ атомн. ед. массы,} \\ m_H &= 1,008142 \pm 0,000003 \quad \text{»} \quad \text{»} \quad \text{»} \quad , \\ m(\text{He}^4) &= 4,003873 \pm 0,000015 \quad \text{»} \quad \text{»} \quad \text{»} \quad . \end{aligned}$$

Кроме того, для расчёта энергий связи необходимы следующие величины:

$$(m_n - m_H) = 0,782 \pm 0,001 \text{ Мэв;}$$

$$1 \text{ АЕМ (атомная единица массы)} = 931,152 \pm 0,008 \text{ Мэв}^{\text{D5}}.$$

Самые последние данные по измерениям масс тяжёлых атомов опубликованы Дакворсом и сотрудниками <sup>D3, D4</sup> и <sup>S7</sup>. В этих работах из масс-спектрографических сравнений получены следующие

массы, исправленные на значения масс лёгких ядер, опубликованные Ли и сотр.:

$$\text{Pt}^{194} - 194,0248 \pm 0,0014 \quad (\text{D4}),$$

$$\text{Pt}^{195} - 195,02593 \pm 0,00078 \quad (\text{D3}),$$

$$\text{Pt}^{196} - 196,02658 \pm 0,00060 \quad (\text{D4}),$$

$$\text{Pb}^{208} - 208,0416 \pm 0,0015 \quad (\text{D4}),$$

$$\text{Th}^{232} - 232,1064 \pm 0,0012 \quad (\text{S7}),$$

$$\text{U}^{238} - 238,1291 \pm 0,0014 \quad (\text{S7}).$$

Используя эти данные, можно вычислить по формуле (1) следующие энергии связи нуклеонов в ядрах:

$${}^2\text{He}^4 : E(\alpha) = 28,28 \pm 0,02 \text{ Мэв}$$

$${}_{78}\text{Pt}^{194} : E(78,194) = 1538,4 \pm 1,3 \quad \text{»}$$

$${}_{78}\text{Pt}^{195} : E(78,195) = 1545,7 \pm 0,7 \quad \text{»}$$

$${}_{78}\text{Pt}^{196} : E(78,196) = 1553,5 \pm 0,6 \quad \text{»}$$

$${}_{80}\text{Pb}^{208} : E(82,208) = 1636,8 \pm 1,4 \quad \text{»}$$

$${}_{90}\text{Th}^{232} : E(90,232) = 1771,0 \pm 1,1 \text{ Мэв}$$

$${}_{92}\text{U}^{238} : E(92,238) = 1798,5 \pm 1,5 \quad \text{»}$$

Энергия связи нуклеонов в альфа-частице используется для расчёта разностей энергий ядер, связанных альфа-распадами по формуле (4). Энергия связи ядра  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  положена в основу значений энергий связи всей таблицы. Все энергии, кроме энергий связи некоторых лёгких изотопов Pt, Au и Hg, вычислены из энергий связи  $\text{Pb}^{208}$ . Остальные энергии вычислены из энергий связи  $\text{Pt}^{194}$ ,  $\text{Pt}^{195}$  и  $\text{Pt}^{196}$ , рассчитанных из масс-спектрографических данных.

Энергии связи  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$ , полученные из масс-спектрографических данных, не используются, так как они сильно расходятся с энергиями, вычисленными из энергии связи  $\text{Pb}^{208}$  по данным радиоактивных распадов и энергиям связи нейтронов. Величина этого расхождения будет обсуждена в § 8.

## 6. ПОРЯДОК РАСЧЁТОВ ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ НУКЛЕОНОВ ЯДЕР И ОПИСАНИЕ ТАБЛИЦЫ II

Как указывалось в предыдущем параграфе, расчёт энергий связи нуклеонов большинства ядер начинался с энергии связи ядра  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ , определённой из масс-спектрографических данных. Энергии связи большинства других ядер находились из энергии связи

ядра  ${}_{81}^{208}\text{Pb}$  по разностям энергий, которые вычислялись из энергий альфа- или бета-распадов по формулам (4), (5) или (6), по измеренным энергиям связи нейтронов по формуле (7) и иногда по оценке энергии электронного захвата по формулам (8) и (9) и графику рис. 1.

Первоначально были вычислены энергии связи ядер только по альфа- и бета-распадам и энергиям связи нуклонов, полученным из опыта. По этим данным были вычислены  $E_0 - E$  (см. формулу (10) § 4) и построены изотопические сечения для всех  $Z$ , подобные изображенным на рис. 2, 3 и 4. Кривые этих сечений для Tl и для Pb были продолжены в сторону малых  $A$  и графической экстраполяцией найдены значения энергий связи лёгких изотопов таллия ( $A$  от 202 до 197) и свинца ( $A$  от 202 до 196). Эти экстраполированные энергии контролировались следующими способами. Таллиевые кривые связаны с висмутовыми альфа-распадами  $\text{Bi}^{201}$  и  $\text{Bi}^{203}$ . Оказалось, что вычисленные по энергии  $\text{Tl}^{197}$  и  $\text{Tl}^{199}$  энергии  $\text{Bi}^{201}$  и  $\text{Bi}^{203}$  хорошо ложатся на продолженных кривых висмутовых сечений (см. рис. 2, пунктирные кривые). Использование измеренных энергий альфа-распадов  $\text{At}^{203}$ ,  $\text{At}^{205}$ ,  $\text{At}^{207}$  и  $\text{At}^{209}$  позволяет по висмутовым кривым построить кривые для изотопического сечения астата. Кривые лёгких изотопов астата, полученные таким образом, хорошо согласуются с их продолжением, проведённым по данным альфа- и бета-распадов и измерений энергий связи нейтронов. Всё это вместе взятое даёт большую уверенность в правильности значений энергий лёгких изотопов таллия, найденных экстраполяцией. Таким же образом по энергиям альфа-распадов лёгких изотопов полония ( $A$  от 207 до 200) и плавности кривых полониевых сечений, полученных этим путём, контролировалась экстраполяция кривых свинцового сечения.

В сторону меньших  $Z$  энергии вычислялись с применением оценки энергий электронных захватов по графику рис. 1 с последующим контролем по кривым изотопических сечений. Использование графика рис. 1 проводилось для  $Z \leq 81$  и  $N \leq 121$ , т. е. там, где оболочка  $Z=82$ ,  $N=126$  сказывается уже мало. И действительно, с небольшими поправками (меньшими  $0,4 \text{ Мэв}$ ) все точки хорошо ложатся на кривые сечений изотопов ртути, золота и платины. Ещё большую уверенность в правильности этих расчётов даёт то, что масс-спектрографические энергии связи  $\text{Pt}^{194}$ ,  $\text{Pt}^{196}$  и  $\text{Pt}^{198}$  хорошо ложатся на кривые сечений изотопов платины. Следует отметить, что энергии связи этих изотопов платины взяты не в точности равными масс-спектрографическим, а увязанными с энергиями связи нейтронов, полученными из опыта и приведёнными в таблице I. Исправления опытных масс-спектрографических данных для платины произведены в пределах их погрешностей.

Массы атомов изотопов вычислены из энергий связи по формуле

$$M(Z, A) = Zm_p + (A - Z)m_n - E(Z, A).$$

В таблице II содержатся следующие столбцы.

1-й столбец содержит порядковый номер и символ элемента.

2-й столбец содержит массовое число данного изотопа элемента. Массовое число, приведённое в скобках, означает, что этот изотоп к моменту составления таблиц не был получен.

3-й столбец даёт число нейтронов в данном ядре.

4-й столбец содержит указания типа радиоактивности, присущей данному изотопу:

$\beta^-$  — бета-радиоактивность,

$\alpha$  — альфа-радиоактивность,

K — электронный захват с K-уровня,

$\beta^+$  — позитронный распад,

уст. — устойчивый изотоп.

Значок в скобках означает, что вид радиоактивности предположительный и точно не установлен.

5-й столбец содержит указания, из энергии какого изотопа вычислены масса и энергия данного изотопа. М. С. обозначает, что энергия данного изотопа получена из масс-спектрографических данных., «интер.» означает, что энергия данного изотопа получена путём интерполяции или экстраполяции по кривым изотопических сечений (см. § 4).

Если символ изотопа, по которому вычислена энергия, снабжён слева звёздочкой, это означает, что первоисточником расчёта энергий этих изотопов являются масс-спектрографические данные одного из изотопов платины. Отсутствие звёздочки показывает, что начальными в цепи расчётов массы и энергии связи этих изотопов являлись масса и энергия связи  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ , полученные масс-спектрографически.

6-й столбец содержит массу изотопа, вычисленную из энергии связи. Масса выражена в атомных единицах массы (физическая шкала), относительная погрешность выражена в единицах последнего десятичного знака (см. § 8).

7-й столбец содержит энергии связи нуклонов данного изотопа, выраженные (в Мэв) с относительной погрешностью (см. § 8).

8-й столбец содержит разности энергий связи соседних изотопов. Эти разности численно равны энергиям связи последнего нейтрона  $e_n$ .

В тех случаях, когда  $e_n$  совпадает со средним значением, полученным из опыта, под цифрой дана ссылка на таблицу I, где приведены это значение и его погрешность.

**Массы изотопов и**  
(Составлена с использованием статей,

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
1	2	3	4	5	6	7
78—Pt	193	115	уст.	*Pt <sup>194</sup>	193,0250±9	1529,9±0,9
	194	116	уст.	М. С. (см. § 7, 1)	194,0238±8	1539,4±0,8
	195	117	уст.	М. С. (см. § 7, 2)	195,0262±8	1545,5±0,8
	196	118	уст.	М. С. (см. § 7, 1)	196,0265±8	1553,6±0,8
	197	119	β <sup>-</sup>	*Au <sup>197</sup>	197,0291±7	1559,5±0,7
	198	120	уст.	интер.	198,0301±8	1567,0±0,8
	199	121	β <sup>-</sup>	Au <sup>199</sup>	199,0330±7	1572,6±0,7
79—Au	194	115	β <sup>+</sup>	*Pt <sup>194</sup>	194,0271±9	1535,5±0,9
	195	116	К	*Pt <sup>195</sup>	195,0264±7	1544,5±0,7
	196	117	{ К β <sup>-</sup>	*Pt <sup>196</sup>	196,0281±8	1551,3±0,8
	197	118	уст.	*Au <sup>196</sup>	197,0284±7	1559,4±0,7
	198	119	β <sup>-</sup>	*Au <sup>197</sup>	198,0305±8	1565,8±0,8
	199	120	β <sup>-</sup>	Hg <sup>199</sup>	199,0310±6	1573,7±0,6
	200	121	β <sup>-</sup>	Hg <sup>200</sup>	200,0335±7	1579,7±0,7
80—Hg	195	115	К	*Au <sup>195</sup>	195,0282±9	1542,1±0,9
	196	116	уст.	*Au <sup>193</sup>	196,0276±9	1551,0±0,9
	197	117	К	*Au <sup>197</sup>	197,0287±9	1558,3±0,9
	198	118	уст.	Tl <sup>199</sup>	198,0290±6	1566,4±0,6

Таблица II

## энергии связи нуклонов

опубликованных до 1 января 1952 г.)

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
9,5 (Табл. I)					
6,1 (Табл. I)					
8,1 (Табл. I)		14,2			
5,9				0,67±0,05 (H10)	
7,5		13,8			
5,6				1,8±0,1 (D2)	
	5,6			1,8±0,2 (D2)	
9,0	5,1			0,1	185 дн. (S11)
6,8	5,8			0,8	5,6 дн. (S11)
8,1 (Табл. I)	5,8	14,9		0,47±0,05 (S2)	
6,4 (Табл. I)	6,3			1,37±0,02 (E2, D1, L2)	
7,9	6,7	14,4		0,46±0,01 (S8)	
6,0	7,1			2,5±0,2 (D2)	
	6,6		12,2	1,3	38 час. (M6)
8,9	6,7		11,6		
7,3	7,0		12,8	0,2	64 час. (S11)
8,1	7,1	15,4	12,8		

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
1	2	3	4	5	6	7
80—Hg	199	119	уст.	Tl <sup>199</sup>	199,0305±6	1573,4±0,6
	200	120	уст.	Tl <sup>200</sup>	200,0309±6	1581,4±0,6
	201	121	уст.	Tl <sup>201</sup>	201,0330±6	1587,8±0,6
	202	122	уст.	Tl <sup>202</sup>	202,0336±6	1595,6±0,6
	203	123	β <sup>-</sup>	Tl <sup>203</sup>	203,0358±3	1601,9±0,3
	204	124	уст.	интер.	204,0369±4	1609,2±0,4
	205	125	β <sup>-</sup>	Tl <sup>205</sup>	205,0400±2	1614,7±0,2
(206)	126	(β <sup>-</sup> )	интер.	206,0418±3	1621,4±0,3	
81—Tl	(196)	115	(K)	интер.	196,0314±6	1546,7±0,6
	197	116	K	интер.	197,0304±4	1556,0±0,4
	198	117	K	интер.	198,0313±4	1563,5±0,4
	199	118	K	интер.	199,0311±4	1572,0±0,4
	200	119	K	интер.	200,0328±4	1578,8±0,4
	201	120	K	интер.	201,0331±3	1586,9±0,3
	202	121	K	интер.	202,0348±3	1593,7±0,3
	203	122	уст.	Tl <sup>204</sup>	203,0352±2	1601,7±0,3
	204	123	β <sup>-</sup>	Tl <sup>205</sup>	204,0372±2	1608,2±0,2
	205	124	уст.	Tl <sup>205</sup>	205,0381±1	1615,7±0,2
	206	125	β <sup>-</sup>	Pb <sup>206</sup>	206,0404±1	1621,9±0,1
207	126	β <sup>-</sup>	Pb <sup>207</sup>	207,04204±1	1628,76±0,01	

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
7,0			13,9		
8,0	7,6				
6,4	7,7	15,0	14,4		
(Табл. I) 7,8	8,1		15,2		
6,3		14,2			
7,3				$0,487 \pm 0,006$ (S4, M2)	
5,4		13,6			
6,7				$1,75 \pm 0,05$ (L3)	
		12,2		(1,2)	
	4,6			(3,4)	
9,3	5,0			(1,4)	
7,5	5,2			2,0	1,8 час. (N2)
8,5	5,6	15,8		0,5	7 час. (N2)
6,8	5,4			1,6	27 час. (N2)
8,1	5,5	14,9		0	72 час. (N2)
6,8	5,9			1,0	12 дн. (N2)
8,0	6,0	14,8			
6,5	6,3			$0,783 \pm 0,010$ (S3)	
(Табл. I) 7,5	6,5	14,0			
(Табл. I) 6,2	7,2			$1,63 \pm 0,10$ (NI)	
(Табл. I) 6,9	7,4	13,1		$1,442 \pm 0,008$ (E1)	
3,82					

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Mэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
81—Tl	208	127	$\beta^-$	Pb <sup>208</sup>	208,04692 $\pm$ 1	1632,58 $\pm$ 0,01
	209	128	$\beta^-$	Bi <sup>213</sup>	209,05044 $\pm$ 10	1637,67 $\pm$ 0,11
	210	129	$\beta^-$	Bi <sup>214</sup>	210,0558 $\pm$ 3	1641,0 $\pm$ 0,3
82—Pb	196	114	(K)	интер.	196,0335 $\pm$ 5	1543,9 $\pm$ 0,5
	197	115	(K)	интер.	197,0341 $\pm$ 7	1551,7 $\pm$ 0,7
	198	116	K	интер.	198,0336 $\pm$ 4	1560,6 $\pm$ 0,4
	199	117	K	интер.	199,0344 $\pm$ 6	1568,2 $\pm$ 0,6
	200	118	K	интер.	200,0340 $\pm$ 3	1576,9 $\pm$ 0,3
	201	119	K	интер.	201,0352 $\pm$ 6	1584,2 $\pm$ 0,6
	202	120	K	интер.	202,0350 $\pm$ 3	1592,7 $\pm$ 0,3
	203	121	K	Tl <sup>203</sup>	203,0364 $\pm$ 6	1599,8 $\pm$ 0,6
	204	122	уст.	Tl <sup>204</sup>	204,0363 $\pm$ 2	1608,2 $\pm$ 0,2
	205	123	(K)	Pb <sup>206</sup>	205,03846 $\pm$ 5	1614,59 $\pm$ 0,05
	206	124	уст.	Pb <sup>207</sup>	206,03872 $\pm$ 2	1622,71 $\pm$ 0,02
	207	125	уст.	Pb <sup>208</sup>	207,04050 $\pm$ 1	1629,42 $\pm$ 0,01
208	126	уст.	М. С.	208,04160	1636,80	
209	127	$\beta^-$	Pb <sup>208</sup>	209,04638 $\pm$ 5	1640,67 $\pm$ 0,05	
210	128	$\beta^-$	Bi <sup>210</sup>	210,04973 $\pm$ 4	1645,91 $\pm$ 0,04	
211	129	$\beta^-$	Bi <sup>211</sup>	211,05467 $\pm$ 6	1649,68 $\pm$ 0,06	
212	130	$\beta^-$	Bi <sup>212</sup>	212,05808 $\pm$ 1	1654,86 $\pm$ 0,01	

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{np}$ (Мэв)	протонов $e_{pp}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
6,09				4,997±0,007 (N4)	
3,3					
7,8				(1,9)	
8,9	5,0		9,6	(3,4)	
7,6	4,6	16,7	9,6	(2,0)	25 мин. (N2)
8,7	4,7		9,9	(2,9)	80 мин. (N2)
7,3	4,9	16,3	10,5	(1,0)	18 час. (N2)
8,5	5,4		10,8	(1,8)	8 час. (N2)
7,1	5,8	15,8	11,3	(0,1)	> 500 лет (N2)
8,4	6,1		12,0	(1,0)	52 час. (N2)
6,4	6,5	15,5	12,5		
8,12	6,4		12,7	(0,2)	
(Табл. I) 6,71	7,0	14,5	13,5		
(Табл. I) 7,38	7,5		14,7		
(Табл. I) 3,87	8,04	14,09	15,4		
(Табл. I) 5,24	8,09			(1,09) (§ 7, 1)	
3,77	8,24	9,11		0,073±0,025 (W3)	
5,18	8,7			1,39±0,06 (W2)	
3,5		8,95		0,589±0,004 (N4)	

Порядковый номер Z и символ элемента	Массовое число A	Число нейтронов N	Тип радиоактив- ности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
1	2	3	4	5	6	7
82—Pb	(213)	131	$\beta^-$	интер.	$213,0633 \pm 4$	$1658,4 \pm 0,4$
	214	132	$\beta^-$	Pb <sup>214</sup>	$214,0669 \pm 3$	$1663,4 \pm 0,3$
83—Bi	198	115	K	интер.	$198,0404 \pm 5$	$1553,5 \pm 0,5$
	199	116	K	интер.	$199,0397 \pm 5$	$1562,5 \pm 0,5$
	200	117	K	интер.	$200,0404 \pm 5$	$1570,2 \pm 0,5$
	201	118	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	Tl <sup>197</sup>	$201,0399 \pm 4$	$1579,0 \pm 0,4$
	202	119	K	интер.	$202,0407 \pm 4$	$1586,6 \pm 0,4$
	203	120	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	Tl <sup>199</sup>	$203,0404 \pm 4$	$1595,3 \pm 0,4$
	204	121	K	интер.	$204,0414 \pm 3$	$1602,7 \pm 0,3$
	205	122	K	интер.	$205,0412 \pm 3$	$1611,3 \pm 0,3$
	206	123	K	интер.	$206,0425 \pm 2$	$1618,4 \pm 0,2$
	207	124	K	интер.	$207,0426 \pm 3$	$1626,7 \pm 0,3$
	208	125		Pb <sup>209</sup>	$208,04421 \pm 8$	$1633,54 \pm 0,08$
	209	126	уст.	Pb <sup>210</sup>	$209,04521 \pm 6$	$1640,98 \pm 0,06$
210	127	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta^- \end{array} \right.$	Po <sup>210</sup>	$210,04966 \pm 3$	$1645,20 \pm 0,03$	
211	128	$\alpha$	Tl <sup>207</sup>	$211,05278 \pm 1$	$1650,65 \pm 0,01$	
212	129	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta^- \end{array} \right.$	Po <sup>212</sup>	$212,05745 \pm 1$	$1654,67 \pm 0,01$	

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
5,0				(2,4) $1,00 \pm 0,05$ (W3) (§ 4)	
	1,8			(6,2)	7 мин. (N2)
9,0	1,9			(4,8)	25 мин. (N2)
7,7	2,0			(5,8)	35 мин. (N2)
8,8	2,1	16,5		{ (4,3) $5,25 \pm 0,06$ (N2)	110 мин. (N2)
7,6	2,4			(5,2)	95 мин. (K4)
8,7	2,6	16,3		{ (3,6) $4,95 \pm 0,06$ (N2, D6)	12 час. (N2)
7,4	2,9			(4,6)	12 час. (D2)
8,6	3,1	15,9		(2,5)	14,5 дн. (K4)
7,1	3,8			(3,4)	6,3 дн. (S11)
8,3	4,0	15,4		(1,8)	50 лет (N3, G8)
6,8	4,12				
7,44 (Табл. I)	4,18	14,2			
4,22 (Табл. I)	4,53			{ $4,94 \pm 0,10$ $1,17 \pm 0,02$ } (W3)	
5,45	4,74	9,67		$6,393 \pm 0,010$ (§ 4)	
4,02	4,99			{ $6,200 \pm 0,001$ (G3) $2,250 \pm 0,003$ (N4)	
5,3					

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Mэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
83—Bi	213	130	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta^- \end{array} \right.$	$Po^{213}$	$213,0607 \pm 1$	$1660,0 \pm 0,1$
	214	131	$\left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta^- \end{array} \right.$	$Po^{214}$	$214,0658 \pm 3$	$1663,6 \pm 0,3$
84—Po	200	116	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{196}$	$200,0438 \pm 5$	$1566,2 \pm 0,5$
	201	117	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{197}$	$201,0442 \pm 7$	$1574,2 \pm 0,7$
	202	118	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{198}$	$202,0435 \pm 4$	$1583,2 \pm 0,4$
	203	119	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{199}$	$203,0444 \pm 6$	$1590,8 \pm 0,6$
	204	120	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{200}$	$204,0438 \pm 4$	$1599,7 \pm 0,4$
	205	121	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{201}$	$205,0447 \pm 6$	$1607,2 \pm 0,6$
	206	122	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{202}$	$206,0446 \pm 3$	$1615,7 \pm 0,3$
	207	123	$\left\{ \begin{array}{l} K \\ \alpha \end{array} \right.$	$Pb^{203}$	$207,0458 \pm 6$	$1622,9 \pm 0,6$
	208	124	$\alpha$	$Pb^{204}$	$208,0458 \pm 2$	$1631,3 \pm 0,2$
	209	125	$\alpha$	$Pb^{205}$	$209,04765 \pm 5$	$1637,92 \pm 0,05$
210	126	$\alpha$	$Pb^{206}$	$210,04840 \pm 1$	$1645,59 \pm 0,015$	
211	127	$\alpha$	$Pb^{207}$	$211,05251 \pm 6$	$1650,12 \pm 0,06$	
212	128	$\alpha$	$Pb^{208}$	$212,05503 \pm 1$	$1656,14 \pm 0,01$	

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
3,6	5,1	9,33		{ 5,97±0,03 (W3) 1,25±0,10 (W3)	
	5,2			{ 5,610±0,003 (W3) 3,50±0,3 (C1)	
8,0	3,7		5,6	{ (3,1) 5,96±0,03 (K7)	11 мин. (K7)
9,0	4,0		6,0	{ (3,9) 5,82±0,03 (K7)	18 мин. (K7)
7,6	4,2	17,0	6,3	{ (2,5) 5,70±0,03 (K7)	52 мин. (K7)
8,9	4,2		6,6	{ (3,6) 5,67±0,04 (P1)	47 мин. (S11)
7,5	4,4	16,5	6,9	{ (2,1) 5,48±0,02 (K7)	3,8 час. (K7)
8,5	4,5		7,4	{ (3,2) 5,31±0,02 (K7)	1,5 час. (K7)
7,2	4,4	16,0	7,5	{ (1,8) 5,31±0,02 (K7)	9 дн. (K7)
8,4	4,5		8,3	{ (2,9) 5,20±0,02 (K7)	5,7 час. (K7)
6,6	4,6	15,6	8,5	5,20±0,02 (K7)	
7,67	4,38		8,50	4,95±0,02 (K7)	
4,53	4,61	14,3	8,79	5,402±0,003 (W3)	
6,02	4,92		9,45	7,577±0,015 (N3)	
4,31	5,49	10,55	10,23	8,945±0,001 (W3)	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактив- ности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Mэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
84—Po	213	129	$\alpha$	Po <sup>209</sup>	213,05938 $\pm$ 5	1660,45 $\pm$ 0,05
	214	130	$\alpha$	Po <sup>210</sup>	214,06202 $\pm$ 4	1666,36 $\pm$ 0,04
	215	131	$\alpha$	Po <sup>211</sup>	215,06661 $\pm$ 6	1670,45 $\pm$ 0,06
	216	132	$\alpha$	Po <sup>212</sup>	216,06937 $\pm$ 1	1676,24 $\pm$ 0,01
	(217)	133		интер.	217,0742 $\pm$ 3	1680,1 $\pm$ 0,3
	218	134	$\alpha$	Po <sup>214</sup>	218,0773 $\pm$ 3	1685,6 $\pm$ 0,3
85—At	202	117	K	интер.	202,0511 $\pm$ 6	1575,4 $\pm$ 0,6
	203	118	{ K $\alpha$	Bi <sup>199</sup>	203,0502 $\pm$ 5	1584,6 $\pm$ 0,5
	204	119	K	интер.	204,0509 $\pm$ 5	1592,3 $\pm$ 0,5
	205	120	{ K $\alpha$	Bi <sup>201</sup>	205,0502 $\pm$ 5	1601,3 $\pm$ 0,5
	206	121	K	интер.	206,0510 $\pm$ 5	1608,9 $\pm$ 0,5
	207	122	{ K $\alpha$	Bi <sup>203</sup>	207,0506 $\pm$ 4	1617,7 $\pm$ 0,4
	208	123	K	интер.	208,0516 $\pm$ 5	1625,1 $\pm$ 0,5
	209	124	{ K $\alpha$	Bi <sup>205</sup>	209,0512 $\pm$ 3	1633,8 $\pm$ 0,3
	210	125	K	интер.	210,0526 $\pm$ 4	1640,9 $\pm$ 0,4
	211	126	{ K $\alpha$	Bi <sup>207</sup>	211,0529 $\pm$ 3	1649,0 $\pm$ 0,3
212	127	$\alpha$	Bi <sup>208</sup>	212,0564 $\pm$ 3	1654,1 $\pm$ 0,3	

\*) (§ 7, 2).

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
5,91	5,78		10,77	$8,496 \pm 0,005$ (W3)	
4,09	6,4	10,22	11,50	$7,827 \pm 0,001$ (W3)	
5,79	6,8		12,0	$7,510 \pm 0,015$ (W3)	
3,9		9,88	12,8	$6,903 \pm 0,001$ (W3)	
5,5					
		9,4		$6,1105 \pm 0,0006$ (W2)	
9,2	1,2			(6,9)	2 мин. (B2)
	1,4			(5,3)	
7,7				$6,22 \pm 0,04$ (B2)	7 мин. (B2)
	1,5			(6,5)	25 мин. (B2)
9,0	1,6	16,7		(4,8)	
7,6				$6,02 \pm 0,04$ (B2)	25 мин. (B2)
	1,7			(5,9)	2,6 час. (B2)
8,8	2,0	16,4		(4,3)	
7,4				$5,86 \pm 0,04$ (B2)	2 час. (B2)
	2,2			(5,3)	6,3 час. (B2)
8,7	2,5	16,1		(3,2)	
7,1				$5,76 \pm 0,04$ (B2)	5,5 час.
	3,0			(3,7)	8,3 час. (S11)
8,1	3,4	15,2		(0,2)	
5,1				$6,00 \pm 0,04$ (P1)	18 час. (S11)
6,1	4,0			$7,7 \pm 0,2$ оценка (P1)*	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов	Тип радиоактив- ности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Mэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
85—At	213	128	$\alpha$	$Bi^{209}$	$213,0588 \pm 2$	$1660,2 \pm 0,2$
	214	129	$\alpha$	$Bi^{210}$	$214,06314 \pm 5$	$1664,53 \pm 0,05$
	215	130	$\alpha$	$Bi^{211}$	$215,06541 \pm 5$	$1670,78 \pm 0,05$
	216	131	$\alpha$	$Bi^{212}$	$216,06985 \pm 4$	$1675,01 \pm 0,04$
	217	132	$\alpha$	$Bi^{213}$	$217,0723 \pm 1$	$1681,1 \pm 0,1$
	218	133	$\alpha$	$Bi^{214}$	$218,0769 \pm$	$1685,2 \pm 0,3$
86—Em	211	125	$\alpha$	интер.	$211,0562 \pm 4$	$1645,1 \pm 0,4$
	212	126	$\alpha$	$Po^{208}$	$212,0565 \pm 2$	$1653,2 \pm 0,2$
	(213)	127		интер.	$213,0602 \pm 3$	$1658,1 \pm 0,3$
	(214)	128		интер.	$214,0619 \pm 3$	$1664,9 \pm 0,3$
	(215)	129		интер.	$215,0658 \pm 3$	$1669,6 \pm 0,3$
	216	130	$\alpha$	$Po^{212}$	$216,06767 \pm 5$	$1676,26 \pm 0,05$
	217	131	$\alpha$	$Po^{213}$	$217,07173 \pm 6$	$1680,84 \pm 0,06$
	218	132	$\alpha$	$Po^{214}$	$218,07368 \pm 6$	$1687,39 \pm 0,05$
	219	133	$\alpha$	$Po^{215}$	$219,07795 \pm 6$	$1691,78 \pm 0,06$
	220	134	$\alpha$	$Po^{216}$	$220,08012 \pm 1$	$1698,12 \pm 0,01$
	(221)	135		интер.	$221,0847 \pm 3$	$1702,2 \pm 0,3$
222	136	$\alpha$	$Po^{218}$	$222,0872 \pm$	$1708,3 \pm 0,3$	

\*) (§ 7, 2).

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
4,3	4,1	11,2		9,3±0,2 оценка (P1)*	
	4,08			8,95±0,04 (D2)	
6,25	4,42	10,6		8,15±0,04 (D2)	
4,23	4,56			7,94±0,04 (D2)	
6,1	4,9	10,3		7,155±0,010 (D2)	
4,1	5,1			6,75±0,10 (P1)	
	4,2		7,2	3,0	> 8 мин. (H2)
8,1	4,2		7,6	{ <sup>(0)</sup> 6,29±0,03 (H2)	
4,9	4,0		8,0		
6,8	4,7	11,7	8,8		
4,7	5,1		9,2		
6,7	5,48	11,4	9,90	8,16±0,04 (M5)	
4,58	5,83		10,39	7,89±0,04 (P1)	
6,55	6,3	11,13	11,15	7,25±0,025 (P1)	
4,39	6,6		11,7	6,95±0,014 (P1)	
6,34		10,73	12,5	6,398±0,001 (W2)	
4,1					
6,1		10,2		5,587±0,001 (W2)	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Мэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
87—Fr	211	124	К	интер.	$211,0610 \pm 5$	$1639,9 \pm 0,5$
	212	125	{ К α	At <sup>208</sup>	$212,0622 \pm 5$	$1647,1 \pm 0,5$
	(213)	126		интер.	$213,0624 \pm 5$	$1655,3 \pm 0,5$
	(214)	127		интер.	$214,0656 \pm 5$	$1660,7 \pm 0,5$
	(215)	128		интер.	$215,0668 \pm 4$	$1667,9 \pm 0,4$
	(216)	129		интер.	$216,0704 \pm 2$	$1672,9 \pm 0,2$
	(217)	130		интер.	$217,0719 \pm 2$	$1679,9 \pm 0,2$
	218	131	α	At <sup>214</sup>	$218,07560 \pm 6$	$1684,82 \pm 0,06$
	219	132	α	At <sup>215</sup>	$219,07728 \pm 6$	$1691,62 \pm 0,06$
	220	133	α	At <sup>216</sup>	$220,08104 \pm 6$	$1696,48 \pm 0,06$
	221	134	α	At <sup>217</sup>	$221,0830 \pm 1$	$1703,0 \pm 0,1$
	222	135	β <sup>-</sup>	интер.	$222,0871 \pm 3$	$1707,6 \pm 0,3$
	223	136	β <sup>-</sup>	Ra <sup>223</sup>	$223,0894 \pm 2$	$1713,8 \pm 0,2$
	224	137	(β <sup>-</sup> )	Ac <sup>228</sup>	$224,0939 \pm 1$	$1718,0 \pm 0,1$
88—Ra	220	132	α	Em <sup>216</sup>	$220,07968 \pm 6$	$1696,97 \pm 0,06$
	221	133	α	Em <sup>217</sup>	$221,08295 \pm 7$	$1702,29 \pm 0,07$
	222	134	α	Em <sup>218</sup>	$222,08467 \pm 6$	$1709,05 \pm 0,06$
	223	135	α	Em <sup>219</sup>	$223,08808 \pm 6$	$1714,24 \pm 0,06$
	224	136	α	Em <sup>220</sup>	$224,09021 \pm 1$	$1720,62 \pm 0,01$

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
7,2				4,3	8 мин. (H2)
	2,0			(5,2)	34 мин. (H2)
8,2				6,37±0,03 (H2)	
5,5	2,1	15,4			
7,2	2,6				
5,0	3,0	12,7			
7,0	3,3				
4,9	3,6	12,0			
6,80	3,98			7,99±0,04 (W2)	
4,86	4,23	11,7		7,44±0,04 (P1)	
6,5	4,70			6,81±0,04 (H2)	
4,6		11,4		6,42±0,01 (H2)	
6,2				(2,2)	
4,2		10,8		1,20±0,2 (W2)	
				(3,4)	
5,32	5,35		9,58	7,57±0,02 (M5)	
6,76	5,81		10,51	6,83±0,04 (P1)	
5,19	6,0	12,08	10,93	6,62±0,03 (P1)	
6,38	6,6		12,0	5,82±0,015 (P1)	
5,0	6,8	11,57	12,3	5,785±0,001 (W2)	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
1	2	3	4	5	6	7
88—Ra	225	137	$\beta^-$	Ac <sup>225</sup>	225,0938±2	1725,6±0,2
	226	138	$\alpha$	Em <sup>222</sup>	226,0963±3	1731,7±0,3
	227	139		интер.	227,0999±5	1736,7±0,5
	228	140	$\beta^-$	Ac <sup>228</sup>	228,10278±8	1742,37±0,08
	229	141		интер.	229,1062±5	1747,5±0,5
	230	142	$\beta^-$	Ac <sup>230</sup>	230,1089±5	1753,4±0,5
89—Ac	222	133	$\alpha$	Fr <sup>218</sup>	222,08709±8	1706,01±0,08
	223	134	$\alpha$	Fr <sup>219</sup>	223,08842±8	1713,14±0,08
	224	135	$\alpha$	Fr <sup>220</sup>	224,09166±7	1718,48±0,07
	225	136	$\alpha$	Fr <sup>221</sup>	225,0933±1	1725,3±0,12
	226	137	$\beta^-$	интер.	226,0968±3	1730,4±0,3
	227	138	$\alpha$	Fr <sup>223</sup>	227,0986±2	1737,1±0,2
	228	139	{ $\alpha$ $\beta^-$	Th <sup>228</sup>	228,10272±8	1741,64±0,08
	229	140	( $\beta^-$ )	интер.	229,1044±5	1748,4±0,5
	230	141	$\beta^-$	Th <sup>230</sup>	230,1076±5	1753,8±0,5
90—Th	224	134	$\alpha$	Ra <sup>220</sup>	224,09135±6	1717,99±0,06
	225	135	$\alpha$	Ra <sup>221</sup>	225,09401±8	1723,88±0,08
	226	136	$\alpha$	Ra <sup>222</sup>	226,09543±6	1730,92±0,06

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
6,1	7,6			$0,20 + (0,35) \pm 0,2$ (W2, D2, § 7, 3)	
5,0		11,1		$4,88 \pm 0,01$ (P1)	
5,7				$0,05 \pm 0,01$ (D2)	
5,1				$1,2 \pm 0,1$ (J3)	
5,9				$7,09 \pm 0,04$ (D2)	
7,13	3,72			$6,76 \pm 0,04$ (P1)	
5,34	4,09			$6,28 \pm 0,04$ (P1)	
6,8	4,24			$5,91 \pm 0,01$ (P1)	
5,1	4,7	12,2		(1,3)	
6,7	4,8			$5,04 \pm 0,02$ (P1)	
4,5	5,4	11,8		$\left\{ \begin{array}{l} 4,62 \pm 0,08 \text{ (P1)} \\ 2,52 \pm 0,07 \text{ (N4)} \end{array} \right.$	
6,8	4,9				(1,1)
5,4	6,0	11,3		$2,2 \pm 0,1$ (J3)	
	6,3				
5,89	4,85		8,94	$7,26 \pm 0,02$ (M5)	
7,04	5,40		9,64	$6,69 \pm 0,04$ (P1)	
5,45	5,6	12,93	10,30	$6,41 \pm 0,025$ (P1)	

1	2	3	4	5	6	7	
Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)	
90—Th	227	137	$\alpha$	Ra <sup>228</sup>	227,09856 $\pm$ 6	1736,37 $\pm$ 0,06	
	228	138	$\alpha$	Ra <sup>224</sup>	228,10001 $\pm$ 1	1743,38 $\pm$ 0,01	
	229	139	$\alpha$	Ra <sup>225</sup>	229,1033 $\pm$ 2	1748,7 $\pm$ 0,2	
	230	140	$\alpha$	Ra <sup>226</sup>	230,1053 $\pm$ 3	1755,2 $\pm$ 0,3	
	231	141	$\beta^-$	Ra <sup>231</sup>	231,1084 $\pm$ 2	1760,7 $\pm$ 0,2	
	232	142	$\alpha$	Ra <sup>228</sup>	232,11100 $\pm$ 8	1766,60 $\pm$ 0,08	
	233	143	$\beta^-$	Ra <sup>228</sup>	233,1144 $\pm$ 2	1771,8 $\pm$ 0,2	
	234	144	$\beta^-$	Ra <sup>234</sup>	234,1175 $\pm$ 4	1777,3 $\pm$ 0,4	
	235	145	( $\beta^-$ )	Ra <sup>235</sup>	235,1207 $\pm$ 5	1782,7 $\pm$ 0,5	
	91—Pa	226	135	$\alpha$	Ac <sup>222</sup>	226,09841 $\pm$ 6	1727,36 $\pm$ 0,09
		227	136	$\alpha$	Ac <sup>223</sup>	227,09936 $\pm$ 9	1734,84 $\pm$ 0,09
		228	137	$\alpha$	Ac <sup>224</sup>	228,10220 $\pm$ 7	1740,56 $\pm$ 0,08
		229	138	$\alpha$	Ac <sup>225</sup>	229,1036 $\pm$ 1	1747,6 $\pm$ 0,1
		230	139	$\alpha$	Ac <sup>226</sup>	230,1066 $\pm$ 3	1753,2 $\pm$ 0,3
231		140	$\alpha$	Ac <sup>227</sup>	231,1081 $\pm$ 2	1760,2 $\pm$ 0,2	
232		141	$\beta^-$	U <sup>232</sup>	232,11114 $\pm$ 6	1765,69 $\pm$ 0,06	
233		142	$\beta^-$	U <sup>233</sup>	233,1131 $\pm$ 2	1772,2 $\pm$ 0,2	

\*) экстер.  $e_n = 6,35 \pm 0,04$  (Табл. I).

\*\*\*) экстер.  $e_n = 4,9 \pm 0,2$  (Табл. I).

\*\*\*\*) (§ 7, 4).  
\*\*\*\*\*) (§ 7, 2).

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
7,01	6,0		10,8	$6,15 \pm 0,015$ (P1)	
5,3	6,3	12,46	11,7	$5,520 \pm 0,004$ (P1)	
6,5	7,1		12,0	$5,14 \pm 0,04$ (P1)	
5,5	6,8	11,8	12,8	$4,76 \pm 0,01$ (P1)	
5,9*)	6,9		13,2	$0,32 \pm 0,04$ (J1)	
5,2**)		11,4	13,2	$4,05 \pm 0,02$ (P1)	
5,5				$1,23 \pm 0,01$ (B1)	
5,4		10,7		$0,205 \pm 0,010$ (D2)	
				$1,8 \pm 0,4$ (цикл)***)	
7,48	3,48			$6,93 \pm 0,04$ (P1)	
5,72	3,92			$6,58 \pm 0,04$ (P1)	
7,0	4,19			$6,20 \pm 0,04$ (P1)	
5,6	4,2	12,7		$5,78 \pm 0,04$ (W2)	
7,0	4,5			$5,5 \pm 0,1$ оценка (P1)****)	
5,5	5,0	12,6		$5,136 \pm 0,006$ (W2)	
6,5	5,0			$1,35 \pm 0,05$ (O1)	
5,3	5,6	12,0		$0,618 \pm 0,020$ (K3)	

1	2	3	4	5	6	7
Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
91—Pa	234	143	$\beta^-$	$U_{234}$	$234,1164 \pm 4$	$1777,5 \pm 0,4$
	235	144	$\beta^-$	$U_{235}$	$235,1187 \pm 3$	$1783,7 \pm 0,3$
	228	136	$\alpha$	$Th_{224}$	$228,10252 \pm 6$	$1739,48 \pm 0,06$
	229	137	$\alpha$	$Th_{226}$	$229,10490 \pm 9$	$1745,63 \pm 0,09$
	230	138	$\alpha$	$Th_{228}$	$230,10571 \pm 7$	$1753,24 \pm 0,07$
	231	139	$\alpha$	$Th_{227}$	$231,1084 \pm 1$	$1759,1 \pm 0,12$
	232	140	$\alpha$	$Th_{226}$	$232,10969 \pm 4$	$1766,26 \pm 0,04$
	233	141	$\alpha$	$Th_{229}$	$233,1124 \pm 2$	$1772,1 \pm 0,2$
	234	142	$\alpha$	$Th_{230}$	$234,1144 \pm 3$	$1778,6 \pm 0,3$
	235	143	$\alpha$	$Th_{231}$	$235,1173 \pm 2$	$1784,3 \pm 0,2$
93—Np	236	144	$\alpha$	$Th_{232}$	$236,11980 \pm 9$	$1790,30 \pm 0,09$
	237	145	$\beta^-$	$Np_{237}$	$237,1230 \pm 3$	$1795,7 \pm 0,3$
	238	146	$\alpha$	$Th_{234}$	$238,1260 \pm 3$	$1801,3 \pm 0,3$
	239	147	$\beta^-$	$Np_{239}$	$239,1289 \pm 6$	$1806,9 \pm 0,6$
	231	138	$\alpha$	$Pa_{227}$	$231,1101 \pm 1$	$1756,7 \pm 0,1$
	232	139	K	$U_{232}$	$232,1129 \pm 5$	$1762,5 \pm 0,5$
	233	140	$\alpha$	$Pa_{229}$	$233,1136 \pm 1$	$1770,2 \pm 0,14$

\*) (§ 7,2).

\*\*) экспер.  $e_n = 5,9 \pm 0,1$  (Табл. I).\*\*\*) экспер.  $e_n = 4,6 \pm 0,15$  (Табл. I).

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
6,2	5,7	11,5		$1,93 \pm 0,05$ (W2)	13 мин. (M3)
	6,4			$1,4 \pm 0,1$ (M4)	
6,15	4,64		8,56	$6,79 \pm 0,01$ (M5)	
	5,07			9,26	
7,61	5,6	13,76	9,86	$5,96 \pm 0,04$ (P1)	
5,9	5,9			10,4	
7,2	6,1	13,02	11,1	$5,40 \pm 0,04$ (P1)	
5,8	6,4			11,4	
6,5	6,4	12,3	12,0	$4,84 \pm 0,02$ (P1)	
5,7	6,8			12,5	
6,0	6,6	11,7	13,0	$4,577 \pm 0,004$ (O1, G6, J2)	
5,4				13,0	
5,6 **)		11,0		$4,25 \pm 0,01$ (P1)	
5,6 ***)				$1,295 \pm 0,010$ (H9)]	
5,8	3,5			$6,39 \pm 0,05$ (M3)	
7,7	3,4			2,9	
5,7	3,9	13,5		$5,65 \pm 0,05$ (M3)	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклеонов ядра изотопа $E(Z, A)$ ( $Mэв$ )
1	2	3	4	5	6	7
93—Np	234	141	$\alpha$	$U^{234}$	$234,1165 \pm 6$	$1775,9 \pm 0,6$
	235	142	$\alpha$	$Pa^{231}$	$235,1175 \pm 3$	$1783,3 \pm 0,3$
	236	143	$\beta^-$	$Pu^{236}$	$236,12040 \pm 9$	$1788,96 \pm 0,09$
	237	144	$\alpha$	$Pa^{233}$	$237,1221 \pm 3$	$1795,7 \pm 0,3$
	238	145	$\beta^-$	$Pu^{238}$	$238,1258 \pm 3$	$1800,7 \pm 0,3$
	239	146	$\beta^-$	$Pu^{239}$	$239,1275 \pm 6$	$1807,4 \pm 0,6$
	(240)	147	( $\beta^-$ )	интер.	$240,1313 \pm 7$	$1812,3 \pm 0,7$
94—Pu	232	138	$\alpha$	$U^{232}$	$232,1136 \pm 3$	$1761,1 \pm 0,3$
	(233)	139	(K)	интер.	$233,1158 \pm 3$	$1767,4 \pm 0,3$
	234	140	$\alpha$	$U^{230}$	$234,11631 \pm 8$	$1775,26 \pm 0,08$
	(235)	141	(K)	интер.	$235,1187 \pm 3$	$1781,4 \pm 0,3$
	236	142	$\alpha$	$U^{232}$	$236,11985 \pm 6$	$1788,69 \pm 0,06$
	237	143	K	$Np^{237}$	$237,1224 \pm 2$	$1794,7 \pm 0,2$
	238	144	$\alpha$	$U^{234}$	$238,1243 \pm 3$	$1801,3 \pm 0,3$
	239	145	$\alpha$	$U^{235}$	$239,1268 \pm 2$	$1807,3 \pm 0,2$
	240	146	$\alpha$	$U^{236}$	$240,12931 \pm 9$	$1813,33 \pm 0,09$
	241	147	{ $\alpha$ $\beta^-$	$U^{237}$	$241,1323 \pm 3$	$1818,9 \pm 0,3$
	242	148	$\alpha$	$U^{238}$	$242,1352 \pm 4$	$1824,6 \pm 0,4$
243	149	$\beta^-$	интер.	$243,1384 \pm 6$	$1830,0 \pm 0,6$	

Продолжение табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
7,4	3,8			1,8	4,4 дн. (D2)
5,7	4,7	13,1		5,15±0,04 (P1)	
6,7	4,7			0,51±0,07 (O1)	
5,0	5,4	12,4		4,85±0,04 (P1)	
6,7	5,0			1,375±0,020 (F1)	
4,9	6,1	11,7		0,715±0,015 (G5, H9)	
	5,4			(1,8)	
6,3	4,4		7,9	6,7±0,2 (P1)	
7,9	4,9		8,3	(1,9)	
6,1	5,1	14,2	9,00	6,26±0,04 (P1)	
7,3	5,5		9,3	(1,0)	
6,0	5,4	13,43	10,1	5,85±0,04 (P1)	40 дн. (S11)
6,6	5,7		10,4	0,1	
6,0	5,6	12,6	11,0	5,587±0,006 (W2)	
6,0	6,6		11,6	5,24±0,01 (P1)	
5,6		12,0	12,0	5,25±0,02 (T4)	
5,7			12,0	4,99±0,01 (T4)	
5,4		11,3		0,01±0,01	
				4,96±0,04 (S9, T6)	
				1,0	

Порядковый номер $Z$ и символ элемента	Массовое число $A$	Число нейтронов $N$	Тип радиоактивности	Изотоп, по которому вычислена масса данного	Масса атома изотопа $M(Z, A)$ (атомных единиц массы)	Энергия связи нуклонов ядра изотопа $E(Z, A)$ (Мэв)
1	2	3	4	5	6	7
95—Am	238	143	К	Pu <sup>238</sup>	238,1268±6	1798,2±0,6
	239	144	α	Np <sup>235</sup>	239,1277±3	1805,7±0,3
	240	145	К	Pu <sup>240</sup>	240,1306±5	1811,4±0,5
	241	146	α	Np <sup>237</sup>	241,1321±2	1818,3±0,2
	242	147	β <sup>-</sup>	Cm <sup>242</sup>	242,1354±3	1823,6±0,3
	243	148	α	Np <sup>239</sup>	243,1373±2	1830,2±0,2
	(244)	149	(β <sup>-</sup> )	интер.	244,1408±3	1835,3±0,3
96—Cm	238	142	α	Pu <sup>234</sup>	238,12728±9	1796,93±0,09
	239	143	(К)	интер.	239,1294±3	1803,3±0,3
	240	144	α	Pu <sup>236</sup>	240,13057±7	1810,60±0,07
	241	145	К	Am <sup>241</sup>	241,1329±6	1816,8±0,6
	242	146	α	Pu <sup>238</sup>	242,1348±3	1823,4±0,3
	243	147	α	Pu <sup>239</sup>	243,1371±2	1829,6±0,2
	244	148	α	Pu <sup>240</sup>	244,1395±1	1835,7±0,1
97—Bk	243	146	α	Am <sup>239</sup>	243,1388±4	1827,2±0,4
	245	148	α	Am <sup>241</sup>	245,1428±3	1840,2±0,3
98—Cf	244	146	α	Cm <sup>240</sup>	244,14225±9	1831,61±0,09
	246	148	α	Cm <sup>242</sup>	246,1460±4	1844,8±0,4

Окончание табл. II

Энергия связи последнего		Энергия связи последней пары		Энергия радиоактивного превращения (Мэв)	Период полураспада электронного захвата
нейтрона $e_n$ (Мэв)	протона $e_p$ (Мэв)	нейтронов $e_{2n}$ (Мэв)	протонов $e_{2p}$ (Мэв)		
8	9	10	11	12	13
	3,5			2,2	1,2 час. (S6)
7,5	4,4			$5,87 \pm 0,05$ (S6)	
5,7	4,1			1,2	50 час. (S6)
6,9	5,0	12,6		$5,638 \pm 0,005$ (S6, A1)	
5,3	4,7			$0,575 \pm 0,010$ (S6)	
6,6	5,6	11,9		$5,30 \pm 0,03$ (S6)	
5,1				(1,2)	
			8,24	$6,61 \pm 0,04$ (P1)	
6,4	5,1		8,6	(1,5)	
7,3	4,9	13,67	9,3	$6,37 \pm 0,04$ (P1)	
6,2	5,4		9,5	0,6	55 дн. (S11)
6,6	5,1	12,8	10,1	$6,213 \pm 0,003$ (T3, A1)	
6,2	6,0		10,7	$5,99 \pm 0,04$ (T2)	
6,1	5,5	12,3	11,1	$5,88 \pm 0,04$ (P1)	
	3,8			$6,83 \pm 0,05$ (T2)	
	4,5	13,0		$6,43 \pm 0,05$ (H8)	
	4,4		8,2	$7,27 \pm 0,05$ (G4)	
	4,6	13,2	9,1	$6,87 \pm 0,05$ (G4)	

В последующих 9, 10 и 11 столбцах приведены энергии связи последнего протона  $e_p$  и энергии связи последних пар нейтронов  $e_{2n}$  и пар протонов  $e_{2p}$ . Эти величины вычислялись из энергий связи нуклеонов ядер, приведённых в 7-м столбце, по формулам

$$e_p(Z, A) = E(Z, A) - E(Z-1, A-1), \quad (11)$$

$$e_{2n}(Z, A) = E(Z, A) - E(Z, A-2), \quad (12)$$

$$e_{2p}(Z, A) = E(Z, A) - E(Z-2, A-2). \quad (13)$$

12-й столбец содержит выраженную в *Мэв* энергию данного вида распада, приведённого в графе 4, соответствующую переходу из основного состояния исходного ядра в основное состояние дочернего ядра. Экспериментальные данные приводятся с погрешностью; рядом в скобках даётся ссылка на цитированную литературу, приведённую в алфавитном порядке в конце статьи. Здесь же даются ссылки на параграфы, в которых даются разъяснения по поводу выбора опытных данных. Цифры в скобках получены из энергий связи (из столбца 7).

13-й столбец содержит периоды полураспада для электронного захвата с ссылками на цитированную литературу.

## 7. ПРИМЕЧАНИЯ К ТАБЛИЦЕ II

1. Предположено, что при бета-распаде  ${}_{82}\text{Pb}^{309}$  дочернее ядро образуется возбуждённым с последующим испусканием гамма-лучей общей энергией  $E_\gamma = 0,40 \text{ Мэв}$ , которые до сих пор не наблюдались (см. <sup>W3</sup>, <sup>H6</sup>).

2. Энергии альфа-распада ядер  $\text{At}^{312}$ ,  $\text{At}^{318}$ ,  $\text{Ra}^{330}$  и  $\text{U}^{331}$  оценены по графику, имеющемуся в работе <sup>P1</sup>.

3. Энергия связи ядра  $\text{Ra}^{336}$  не ложится на кривую сечения для радиевых изотопов, если принять измеренное значение  $E_\beta = 0,20 \text{ Мэв}$ . Вычисленные по этому значению энергии связи ядер  $\text{Th}^{339}$ ,  $\text{U}^{338}$ ,  $\text{Ra}^{338}$  и др. тоже выпадают из соответствующих кривых. Для того чтобы все эти энергии легли на плавные кривые, необходимо допустить, что бета-распад  $\text{Ra}^{336}$  сопровождается гамма-лучами общей энергией  $E_\gamma = 0,35 \text{ Мэв}$ , которые до сих пор не наблюдались (см. <sup>W2</sup>).

4. В одной из последних статей <sup>H4</sup> упоминается как будто бы полученный изотоп  $\text{Th}^{336}$ ; энергия его бета-спектра  $1,8 \text{ Мэв}$  определяется из цикла; в этом цикле энергия бета-распада  $\text{U}^{289}$  принята равной  $1,8 \text{ Мэв}$ . Энергии альфа-распадов  $\text{Np}^{289}$  и  $\text{U}^{289}$  определены по графику работы <sup>P1</sup> и считаются равными соответственно  $4,6 \text{ Мэв}$  и  $4,1 \text{ Мэв}$ . Это значение, полученное из цикла, даёт энергию связи  $\text{Th}^{336}$ , хорошо укладывающуюся на чётно-нечётную кривую ториевого сечения, что подтверждает правильность при-

ного значения энергии бета-распада  $\text{Th}^{235}$ , до сих пор ещё не измеренной из-за малого периода полураспада.

По поводу ядер  $\text{Pb}^{214}$ ,  $\text{Bi}^{211}$  и  $\text{U}^{237}$  см. объяснения в § 4.

Таблица III

Энергии связи некоторых изомеров тяжёлых ядер

Ядро	Энергия вы- числ. по энер- гии из табли- цы II	Вид радиоак- тивности	Энергия ра- диоактивного превращения (Мэв)	Энергия связи ядра-изомера (Мэв)	Энергия изо- мерного пере- хода (Мэв)	Литература и примечания
$\text{Bi}^{210m}$	T1206	$\alpha$	$5,12 \pm 0,05$	$1645,02 \pm 0,03$	0,18	N1
$\text{Bi}^{211m}$	T1207	$\alpha$	$6,748 \pm 0,006$	$1650,29 \pm 0,01$	0,35	W3 и (§ 4)
$\text{Pa}^{234m}$	U234	$\beta$	$2,32 \pm 0,05$	$1777,1 \pm 0,4$	0,394	D2

Таблица III содержит энергии связи нуклеонов трёх изомеров тяжёлых ядер с порядковыми числами больше 82. В предпоследней графе приводится энергия изомерного перехода, т. е. разность энергий изомерного уровня и основного уровня данного ядра.

Все таблицы составлены с использованием журнальной литературы, опубликованной до 1 января 1952 г.

## 8. ТОЧНОСТЬ ТАБЛИЧНЫХ ДАННЫХ

Следует различать два подхода к определению точности энергий связи, приведённых в таблице II,—именно мы можем рассматривать точность абсолютную и точность относительных значений энергий связи. Абсолютная точность определяется главным образом погрешностью масс-спектрографических данных  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ , положенных в основу таблицы, которая велика относительно других данных и уже приводилась в § 5. Абсолютная точность не столь существенна, так как для выяснения свойств ядер наибольшее значение имеют относительные энергии связи ядер и массы изотопов и, следовательно, особенно важно знать относительную точность энергий связи ядер и масс изотопов, которые приводятся в таблице II (столбцы 6 и 7).

Так как относительные энергии связи ядер вычисляются по формулам (4), (5), (6), (7) и (8), в которые опытные данные входят в виде алгебраической суммы, то вычисление относительных

погрешностей следует проводить по формуле для погрешностей алгебраической суммы (см., например, <sup>L1</sup>):

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \dots + \sigma_i^2}, \quad (14)$$

где  $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i$  — погрешности опытных данных (энергий распадов и энергий связи нейтронов), приведённые в 12-м столбце таблицы II и в таблице I, начиная от исходного ядра  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  вдоль всех  $i$  звеньев цепи расчётов, приводящих к энергии данного ядра.

Несколько сложнее вычисление относительных погрешностей энергий связи тех ядер, при расчёте которых использовались экстраполяция и оценка электронного захвата, так как весьма трудно установить погрешности, происходящие при экстраполяции и оценке. В § 3 было указано, что наибольшая погрешность, возможная при оценке энергии электронного захвата, равна  $\pm 0,5$  Мэв. Оценка погрешности при определении энергии графической экстраполяцией даёт около 0,2 Мэв на два нуклона, т. е. на один «шаг» по чётной или нечётной кривой. Допуская такие погрешности, по формуле (14) вычислялись относительные погрешности энергий связи ядер, приведённые в таблице II.

Точность цифр, приведённых в таблицах, подтверждается, в частности, приличным совпадением вычисленных  $e_n$ , приведённых в графе 8, и измеренных, помещённых в примечаниях, для ядер  $\text{Th}^{232}$ ,  $\text{Th}^{233}$ ,  $\text{U}^{238}$  и  $\text{U}^{239}$ .

Отклонение точек от кривых сечений (см. § 4) энергетических поверхностей значительно меньше погрешностей, приведённых в таблице II.

Единственными существенными расхождениями являются энергии связи ядер  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$ , полученные из масс-спектрографических данных (см. § 5).

$$\text{Для } \text{Th}^{232} : E_{\text{м.с}} - E_{\text{табл}} = +4,4 \text{ Мэв,}$$

$$\text{Для } \text{U}^{238} : E_{\text{м.с}} - E_{\text{табл}} = -2,8 \text{ Мэв,}$$

где  $E_{\text{м.с}}$  — энергия связи ядра, полученная по измерениям масс-спектрограмм,  $E_{\text{табл}}$  — та же энергия, взятая из таблицы II. Эти расхождения выходят за пределы погрешностей измерений и табличных данных и не могут быть объяснены ни недостатками схем бета-распадов, ни какими-нибудь другими неправильностями расчётов. Надо предполагать, что это расхождение вызвано скорее всего погрешностями масс-спектрографических данных  ${}_{90}\text{Th}^{232}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{238}$  и  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ . Это подтверждается также и тем, что отклонения масс-спектрографических данных от табличных имеют разные знаки.

Погрешности энергий связи, при расчёте которых применялась экстраполяция и оценка энергий электронного захвата, надо пола-

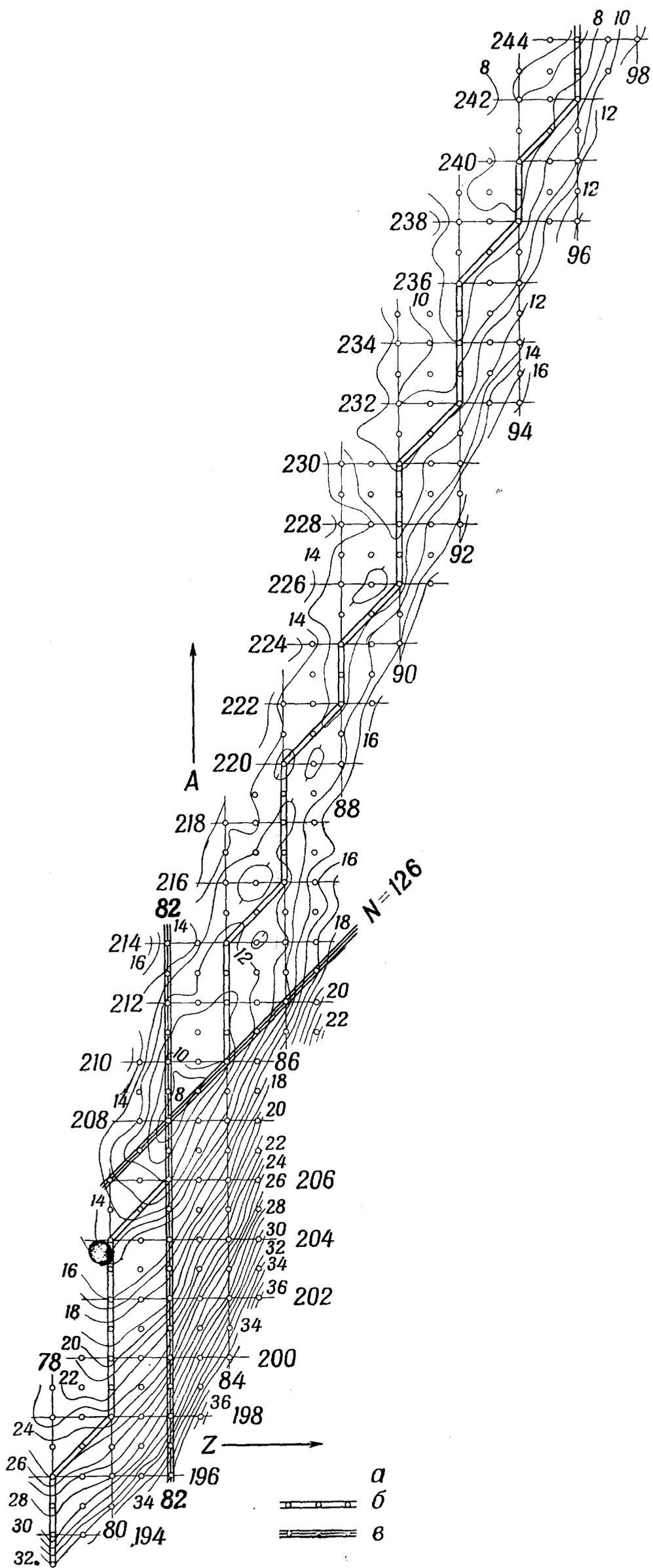


Рис. 5. Энергетическая поверхность энергий связи тяжёлых ядер  $E_0(A) - E(Z, A)$ , где  $E_0(A) = 1600,6 + 5,5(A - 200)$  Мэв. Сечение изоэнергет через 1 Мэв. Отметки изоэнергет приведены только чётные (мелким шрифтом): *а* — ядра с известными энергиями, *б* — линия, соединяющая ядра, наиболее устойчивые к изобарным превращениям, *в* — граница так называемых оболочек.



гать, несколько преувеличены. Это можно видеть по тому, что эти данные с большой степенью точности, превышающей точность, предусмотренную этими погрешностями, ложатся на кривые сечений (см., например, рис. 2 и рис. 3 — пунктирная кривая). Кроме того, регулярность первых табличных разностей, которыми являются  $e_n$  и  $e_p$ , приводимые в графах 8 и 9, значительно лучше, чем это можно предположить по погрешностям. Это вполне объяснимо, так как при расчёте погрешностей мы не принимали во внимание улучшение данных «перекрёстным» контролем — энергия электронного захвата контролировалась плавностью кривых, экстраполяция — альфа-распадами и т. д. (см. § 6).

Абсолютная погрешность табличных значений энергий связи является суммой погрешностей масс-спектрографических данных для  $^{82}\text{Pb}^{208}$  и относительной погрешности, вычисленной по формуле (14). Принимая во внимание серьёзное расхождение данных для  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$ , которое может быть связано также с недостаточной точностью масс-спектрографических данных для  $\text{Pb}^{208}$ , можно считать, что абсолютная погрешность для всех энергий не менее 2 Мэв.

Изучение относительных погрешностей энергий связи ядер, приведённых в таблице II, показывает, что относительная точность значительно превосходит точность масс-спектрографии.

## 9. ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ПОВЕРХНОСТЬ И ЕЁ СЕЧЕНИЯ

Для изучения свойств ядер очень удобна энергетическая поверхность, дающая возможность сопоставлять энергии ядер. Мы рассмотрим энергетическую поверхность связи, представляющую геометрически зависимость энергии связи нуклонов ядер  $E$  от атомного номера  $Z$  и массового числа  $A$ , т. е. поверхность с уравнением

$$E = f(Z, A).$$

Чтобы представить трёхмерную энергетическую поверхность на плоском чертеже, используем линии равных энергий связи — изоэнергеты. Для уменьшения числа изоэнергет рассмотрим не собственно энергетическую поверхность  $E(Z, A)$ , а её относительное расположение под вспомогательной наклонной плоскостью, заданной уравнением

$$E_0(A) = 1600,6 + 5,5(A - 200) \text{ Мэв}, \quad (10)$$

о которой уже говорилось в § 4, с уклоном  $5,5 \frac{\text{Мэв}}{\text{нуклеон}}$ .

На рис. 5 представлены изоэнергеты энергетической поверхности связи на плоскости  $Z, A$  с показом всех чётно-нечётных

неровностей относительно наклонной плоскости (10), т. е. для функции  $E_0(A) = E(Z, A)$ . Так как энергия связи нуклеонов ядра  $E(Z, A)$  входит в это выражение со знаком минус, то все точки поверхности, лежащие ниже, обычно соответствуют более устойчивым ядрам с исключениями, которые будут описаны дальше. Сечение изоэнергет для этой поверхности дано через  $1 \text{ Мэв}$ , отметки чётных изоэнергет (в  $\text{Мэв}$ ) написаны мелким шрифтом. Крупным шрифтом обозначены массовые числа  $A$  (возрастают снизу вверх) и атомные номера  $Z$  (возрастают слева направо). Кружочками обозначены ядра с известными энергиями. Двойной линией обозначена линия, соединяющая наиболее устойчивые к изобарным переходам ядра. Тройные линии соединяют ядра, имеющие либо 126 нейтронов, либо 82 протона, т. е. линии замыкания так называемых нейтронных и протонных оболочек.

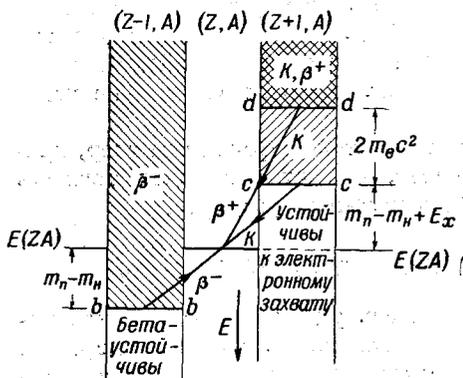


Рис. 6. Схема уровней энергии связи изобаров, поясняющая возможность изобарных превращений в ядро  $(Z, A)$ . Энергия откладывается сверху вниз.

В данном случае мы откладываем не полную энергию, а энергию связи нуклеонов ядра  $E(Z, A)$ , что приводит к несколько другим результатам. На основании уравнений §§ 1 и 3 — (5), (6) и (8) — мы можем установить следующие энергетические условия для возможности изобарных переходов в дочернее ядро  $(Z, A)$ , представленные графически на схеме рис. 6. На рис. 6 в виде трёх столбцов изображены возможные уровни энергии связи нуклеонов трёх ядер — изобаров  $(Z+1, A)$ ,  $(Z, A)$  и  $(Z-1, A)$ , причём энергии связи нуклеонов  $E(Z, A)$  откладываются сверху вниз по вертикальной оси. Как следует из формулы (5) и схемы на рис. 6, ядро  $(Z-1, A)$  может совершить бета-распад и превратиться в ядро  $(Z, A)$ , если уровень его энергии связи лежит не ниже, чем на  $(m_n - m_p) = 0,782 \text{ Мэв}$  по сравнению с уровнем энергии связи ядра  $(Z, A)$ , т. е. в заштри-

Энергетическая поверхность помогает оценить устойчивость ядер, в особенности к изобарным превращениям, т. е. к бета-распаду и позитронному распаду и электронному захвату. Если бы мы откладывали по вертикальной оси  $E$  вниз от плоскости  $(Z, A)$  полную энергию ядер или их массу, то линией наибольшей устойчивости к изобарным превращениям была бы ось «долины», т. е. линия, соединяющая самые низкие точки энергетической поверхности (см., например, <sup>61</sup>).

хованной области выше линии  $bb$ . На основании формулы (6) можно утверждать, что ядро  $(Z+1, A)$  способно совершить захват электрона и превратиться в ядро  $(Z, A)$ , если уровень его энергии связи находится выше линии уровня  $E(Z, A)$  на  $(m_n - m_n) + E_x$ , т. е. в заштрихованной области выше линии  $cc$ .  $E_x$  — энергия рентгеновых лучей, испускаемых при захвате электрона. По формуле (9) величина  $E_x$  при захвате электрона с  $K$ -орбиты в интервале  $Z$  от 78 до 98 изменяется от 0,081  $Mэв$  до 0,127  $Mэв$ . Аналогично область уровней ядра  $(Z+1, A)$ , с которых возможен и позитронный распад, изображён перекрестной штриховкой. Ядра  $(Z-1, A)$ , уровни энергий связи которых лежат ниже линии  $bb$ , устойчивы по отношению к бета-превращению в ядро  $(Z, A)$  и ядра  $(Z+1, A)$  с уровнями энергий связи, лежащими ниже линии  $cc$ , устойчивы по отношению к электронному захвату с последующим превращением в ядро  $(Z, A)$ .

Таким образом, мы видим, что иногда ядро, лежащее на дне долины, будет устойчиво к изобарным превращениям, а иногда и нет. Если уровень энергии связи ядра  $(Z-1, A)$  лежит хотя и ниже энергии связи изобарного ядра  $(Z, A)$ , но на величину, меньшую, чем 0,782  $Mэв$ , то энергетически возможен бета-распад ядра  $(Z-1, A)$ , как следует из схемы на рис. 6. На рис. 7 и 8 представлен ряд примеров изобарных сечений энергетической поверхности, данной на рис. 5. Рис. 7 представляет сечения для чётных массовых чисел  $A$ ; на рис. 8 изображены сечения для изобар с нечётными массовыми числами  $A$ . В случае чётных  $A$  можно провести две кривые: для чётно-чётных ядер, лежащую ниже, и для нечётно-нечётных, расположенную выше; они изображены на рис. 7 пунктиром, и между ними идёт волнообразная кривая, представляющая чётное изобарное сечение. Нечётные изобарные сечения (рис. 8) не имеют перегибов и представляют собой плавные кривые, иногда похожие на параболы (см.  $V^1$ , стр. 36 и  $F^3$ , стр. 14 и 17). На этих кривых можно показать, когда ядра, лежащие на дне долины, не являются бета-устойчивыми. Например, на кривой  $A = 210$  (рис. 7) мы имеем ядро  ${}_{82}Pb^{210}$  (RaD), энергия которого лежит в углублении и, несмотря на это, оно бета-радиоактивно и превращается в ядро  ${}_{83}Bi^{210}$  (RaE), энергия связи которого меньше и, следовательно, лежит на графике выше. Другим примером может служить  ${}_{95}Am^{243}$ , энергия которого на кривой  $A = 243$  (рис. 8) лежит в самой низшей точке кривой. Несмотря на наибольшую энергию связи ядро  ${}_{95}Am^{243}$  бета-радиоактивно (см.  $S^a$ ) и превращается в ядро  ${}_{96}Cm^{243}$ , которое на этой кривой является единственным бета-устойчивым ядром.

Двойная линия наиболее устойчивых к изобарным переходам ядер на рис. 5 проведена с учётом всех этих особенностей энергетической поверхности.

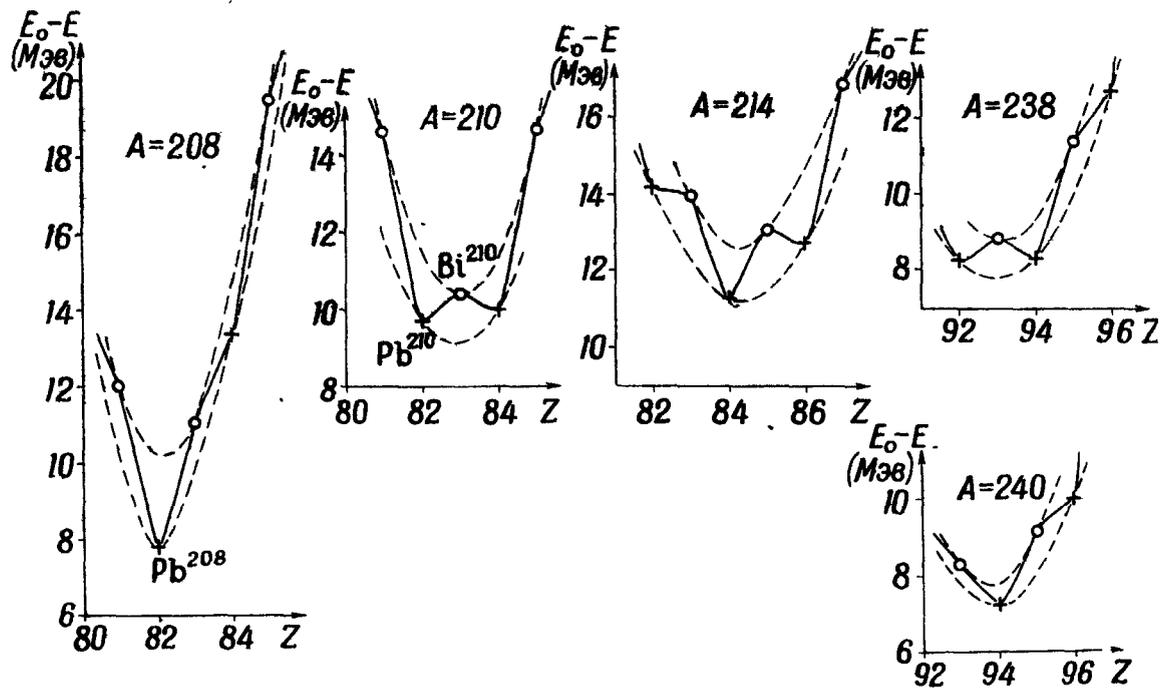


Рис. 7. Изобарные сечения энергетической поверхности для некоторых чётных массовых чисел  $A$ .

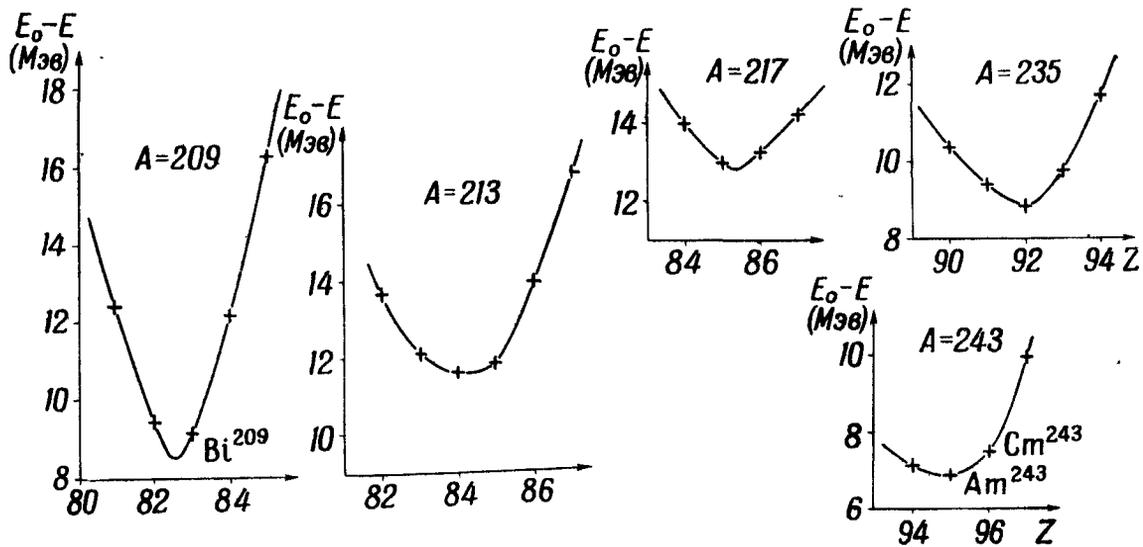


Рис. 8. Изобарные сечения энергетической поверхности для некоторых нечётных массовых чисел  $A$ .

В дополнение к энергетической поверхности на рис. 5, уклон которой дан изменённым, приводится таблица IV с истинными уклонами линии устойчивых к изобарным переходам ядер на неизменной энергетической поверхности.

Таблица IV

Уклоны линии устойчивых к изобарным превращениям ядер на энергетической поверхности тяжёлых ядер

Промежуток массовых чисел	Уклон дна долины
	$M_{эв}$ нуклеон
194—208	6,98
208—216	4,93
216—228	5,59
228—236	5,87
236—244	5,68
Среднее 194—244	5,93

Наибольшие отклонения от среднего уклона обнаруживаются перед массовым числом 208 и после него. На массовом числе 208 на этой линии лежит особо устойчивое ядро  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ , на котором и происходит столь существенный перелом уклона. Дальнейшие изменения уклона значительно меньше.

Если рассматривать отдельно три энергетические поверхности: чётно-чётную, нечётно-нечётную и поверхность для нечётных  $A$ , можно показать, что для больших  $A$  чётно-чётная поверхность в пределах погрешности сходится с поверхностью для нечётных  $A$ . Если, например, у ядер  ${}_{86}\text{Em}^{218}$  и  ${}_{86}\text{Em}^{219}$  расстояние между ними достигает  $1 M_{эв}$ , то, как видно из рис. 4, у  ${}_{92}\text{U}^{236}$ ,  ${}_{92}\text{U}^{239}$  это расстояние убывает до  $0,1 M_{эв}$  или меньше, так же как у  ${}_{90}\text{Th}^{239}$ ,  ${}_{94}\text{Pu}^{242}$  и  ${}_{96}\text{Cm}^{244}$ . Расстояние между нечётно-чётной

поверхностью и поверхностью для нечётных  $A$  меняется меньше.

Энергетическая поверхность, основанная не на точных расчётах, а на выводах из систематики энергий только альфа-распадов обсуждалась в работе Перлмана и сотрудников<sup>P1</sup>. Выводы цитированной работы по ряду вопросов расходятся с результатами изучения цифр, приведённых в таблице II, и поверхности, данной на рис. 5. В частности, по линиям  $N=126$  и  $Z=82$  нет каких-нибудь резких неровностей, ступенек или перегибов, а есть лишь ясно выраженное изменение уклонов, что указывается также и в  $W^3$ . Следует отметить, что изменение уклона постепенно сглаживается по мере удаления от особо устойчивого ядра  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$ , как следует и из  $K^5$ . Как можно установить из таблицы IV, отсутствует также тенденция к образованию плато между  $A=224$  и  $A=236$  и даже, наоборот, на этом участке образуется вторичный максимум уклона. Для  $A$ , больших 236, вопреки утверждениям  $P1$ , мы имеем не увеличение, а, наоборот, уменьшение уклона. В работе  $P1$  не была обнаружена также резко выраженная «яма», в которой лежат  ${}_{82}\text{Pb}^{208}$  и  ${}_{83}\text{Bi}^{209}$  и которая прекрасно видна на рис. 5.

Как мы видели из ряда примеров, таблица энергий связи и энергетическая поверхность, построенная по ней, представляют ценное средство для сравнения различных экспериментальных

материалов, относящихся к тяжёлым ядрам. Методы составления таблицы, приведённые здесь достаточно подробно, позволят исправлять и дополнять таблицы по мере появления в печати новых экспериментальных материалов.

В заключение выражаю благодарность А. В. Кравцову за существенную помощь в вычислении масс изотопов из энергий связи.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- A1. F. Asaro, F. Reynolds and I. Perlman, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 8, 10 (1951).  
 B1. Г. Бете и Р. Бечер, *Физика ядра*, ч. 1, ГНТУ, Харьков (1938).  
 B2. M. Bunker, L. Langer and R. Moffat, *Phys. Rev.* **80**, 468 (1950).  
 B3. G. Barton, A. Ghiorso and I. Perlman, *Phys. Rev.* **82**, 13 (1951).  
 C1. J. Cork, C. Branyan, A. Stoddard, H. Keller, J. Le Blanc and W. Childs, *Phys. Rev.* **83**, 681 (1951).  
 D1. Б. Желепов, А. Башилов, А. Золотавин и Н. Антоњева, *ДАН* **64**, 803 (1940).  
 D2. Б. Желепов и И. Петрович, *УФН* **40**, 597 (1950).  
 D3. H. Duckworth, K. Woodcock and R. Preston, *Phys. Rev.* **78**, 479 (1950).  
 D4. H. Duckworth and R. Preston, *Phys. Rev.* **82**, 468 (1951).  
 D5. Дюмонд и Коген, *УФН* **45**, 458 (1951).  
 D6. D. Dunlavey and G. Seaborg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 8, 9 (1951).  
 E1. H. Evans, *Proc. Phys. Soc.* **A63**, 575 (1950).  
 E2. L. Elliot and J. Wolfson, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 1, 46 (1951).  
 E3. H. Ewald, *ZS. f. Naturforsch.* **6a**, 293 (1951).  
 F1. M. Freedman, A. Jaffey and F. Wagner, *Phys. Rev.* **79**, 410 (1950).  
 F2. Я. Френкель, *Принципы теории атомных ядер*, Изд. АН СССР, Москва (1950).  
 F3. Э. Ферми, *Ядерная физика*, ИЛ, Москва (1951).  
 G1. А. Гринберг, *Усп. химии* **11**, 141 (1942).  
 G2. (Под ред.) К. Гудмена, *Научные и технические основы ядерной энергетики*, том 1, ИЛ, М. (1948).  
 G3. Л. Грошев, Л. Шавтвалов, *ДАН* **68**, 257 (1949).  
 G4. A. Ghiorso, S. Thompson, K. Street and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **81**, 154 (1951).  
 G5. R. Graham and R. Bell, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 3, 31 (1951).  
 G6. A. Ghiorso, J. Britain, W. Manning and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **82**, 559 (1951).  
 G7. A. Ghiorso, *Phys. Rev.* **82**, 979 (1951).  
 G8. M. Grace and T. Prescott, *Phys. Rev.* **84**, 1059 (1951).  
 H1. A. Hanson, R. Duffield, J. Knight, B. Diven and H. Palevsky, *Phys. Rev.* **76**, 578 (1949).  
 H2. E. Hyde, A. Ghiorso and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **77**, 765 (1950).  
 H3. J. Huizenga, L. Magnusson, O. Simpson and G. Winslow, *Phys. Rev.* **79**, 908 (1950).  
 H4. B. Harvey and B. Parson, *Phys. Rev.* **80**, 1098 (1950).  
 H5. W. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison and W. Fowler, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 291 (1950).  
 H6. J. Harvey, *Phys. Rev.* **81**, 353 (1951).

- H7. J. Huizenga, L. Magnusson, P. Fields, M. Studier and R. Duffield, *Phys. Rev.* **82**, 561 (1951).
- H8. E. Hulet, S. Thompson, A. Ghiorso and K. Street, Jr., *Phys. Rev.* **84**, 366 (1951).
- H9. T. Huizenga, L. Magnusson, M. Freedman and F. Wagner, Jr., *Phys. Rev.* **84**, 1264 (1951).
- H10. O. Huber, F. Humbel, H. Schneider and A. de-Shalit, *Helv. Phys. Acta* **24**, 629 (1951).
- J1. A. Jaffey, J. Lerner and S. Warshaw, *Phys. Rev.* **82**, 498 (1951).
- J2. A. Jaffey, H. Diamond, A. Hirsch and T. Mech, *Phys. Rev.* **84**, 785 (1951).
- J3. W. Jenkins and G. Seaborg, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 8, 10 (1951).
- K1. В. Кондратьев, *УФН* **38**, 153 (1949).
- K2. B. Kinsey, G. Bartolomew and W. Walker, *Phys. Rev.* **78**, 77 (1950).
- K3. H. Keller and J. Cork, *Phys. Rev.* **79**, 1030 (1950).
- K4. D. Karraker and D. Templeton, *Phys. Rev.* **81**, 510 (1951).
- K5. В. А. Кравцов, *ДАН* **77**, 43 (1951).
- K6. B. Kinsey, G. Bartolomew and W. Walker, *Phys. Rev.* **82**, 380 (1951).
- K7. D. Karraker, A. Ghiorso and D. Templeton, *Phys. Rev.* **83**, 390 (1951).
- L1. Л. Лахтин, *Курс теории вероятностей*, М.—Л., 1924, стр. 157—162.
- L2. P. Levy and E. Greuling, *Phys. Rev.* **75**, 819 (1949).
- L3. W. Lyon, *Phys. Rev.* **82**, 276 (1951).
- L4. C. Li, W. Whaling, W. Fowler and C. Lauritsen, *Phys. Rev.* **83**, 512 (1951).
- M1. J. Mc Elhinney, A. Hanson, R. Bekker, R. Duffield and B. Diven, *Phys. Rev.* **75**, 542 (1949).
- M2. A. Mitchell, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 36 (1950).
- M3. L. Magnusson, S. Thompson and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **78**, 363 (1950).
- M4. W. Meinke and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **78**, 475 (1950).
- M5. W. Meinke, A. Ghiorso and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **81**, 782 (1951).
- M6. J. Moon and A. Thompson, *Phys. Rev.* **83**, 892 (1951).
- M7. L. Magnusson, J. Huizenga, P. Fields, M. Studier and R. Duffield, *Phys. Rev.* **84**, 166 (1951).
- N1. H. Neumann, J. Howland and I. Perlman, *Phys. Rev.* **77**, 720 (1950).
- N2. H. Neumann and I. Perlman, *Phys. Rev.* **78**, 191 (1950).
- N3. H. Neumann and I. Perlman, *Phys. Rev.* **81**, 958 (1951).
- N4. Nuclear Data, National Bureau of Standards, Circular 499 (1950).
- O1. D. Orth and G. O'Kelley, *Phys. Rev.* **82**, 758 (1951).
- P1. И. Перлман, А. Гиорсо и Г. Сиборг, *УФН* **42**, 220 (1950).
- P2. R. Parsons and C. Collie, *Proc. Phys. Soc.* **63A**, 839 (1950).
- P3. M. Pryce, *Proc. Phys. Soc.* **63A**, 692 (1950).
- P4. H. Palevsky and A. Hanson, *Phys. Rev.* **79**, 242 (1950).
- R1. L. Rosenfeld, *Nuclear Forces*, Amsterdam, 1948.
- S1. M. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **21**, 316 (1949).
- S2. R. Steffen, O. Huber and F. Humbel, *Helv. Phys. Acta* **22**, 167 (1949).
- S3. D. Saxon and J. Richards, *Phys. Rev.* **76**, 982 (1949).
- S4. H. Ståttis and K. Siegbahn, *Ark. Mat. Astr. Fys.* **36A**, No. 21 (1949).
- S5. Э. В. Шпольский, *Атомная физика*, т. II, Гостехиздат, Москва, 2-е изд. (1950).

- S6. K. Street, A. Ghiorso and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **79**, 530 (1950).  
S7. G. Stanford and H. Duckworth, *Bull. Am. Phys. Soc.* **26**, No. 3, 38 (1951).  
S8. P. Sherk and R. Hill, *Phys. Rev.* **83**, 1097 (1951).  
S9. J. Sullivan, O. Pyle, M. Studier, P. Fields and F. Manning, *Phys. Rev.* **83**, 1267 (1951).  
S10. R. Sher, T. Halpern and A. Mann, *Phys. Rev.* **84**, 387 (1951).  
S11. И. П. Селинов, Атомные ядра и ядерные превращения. Т. 1. Таблицы по физике атомного ядра. Гостехиздат, Москва (1951).  
T1. S. Thompson, *Phys. Rev.* **76**, 319 (1949).  
T2. S. Thompson, A. Ghiorso and G. Seaborg, *Phys. Rev.* **80**, 781 (1950).  
T3. S. Thompson, K. Street, A. Ghiorso and Seaborg, *Phys. Rev.* **80**, 790 (1950).  
T4. S. Thompson, K. Street, A. Ghiorso and F. Reynolds, *Phys. Rev.* **80**, 1108 (1950).  
T5. E. Tomlinson, H. Fulbright and T. Howland, Jr., *Phys. Rev.* **83**, 223 (1951).  
T6. S. Thompson, K. Street, A. Ghiorso and F. Reynolds, *Phys. Rev.* **84**, 165 (1951).  
W1. K. Way, *Phys. Rev.* **75**, 1448 (1949).  
W2. A. Wapstra, *Physica* **16**, 33 (1950).  
W3. A. Wapstra, *Physica* **17**, 628 (1951).
-