

## НЕОТКРЫТЫЕ ИЗОТОПЫ ЛЕГКИХ ЯДЕР

А. И. Базъ, В. И. Гольданский, Я. Б. Зельдович

## § 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно около 300 изотопов легких ядер ( $Z \leq 36$ ) и накоплен значительный экспериментальный материал об их свойствах. Уже поверхностный анализ доступных сейчас данных показывает, что в области легких ядер должны существовать сотни пока еще неоткрытых изотопов, стабильных по отношению к испусканию тяжелых частиц. В этой статье мы дадим сводку основных свойств изотопов, существование которых предполагается, и в заключение очень коротко остановимся на вопросе о границах области устойчивых ядер.

В § 2 рассматриваются нейтронодефицитные изотопы с  $Z > N$ . Для предсказания их свойств используется то обстоятельство, что (как следует из зарядовой инвариантности) свойства двух изотопически сопряженных ядер (ядро  $(A, Z_1, N_1)$  называется изотопически сопряженным ядру  $(A_1, Z_2, N_2)$ , если  $Z_1 = N_2$  и  $N_1 = Z_2$ ) совпадают с точностью до кулоновских поправок и поправок на разность масс нейтрона и протона. (Библиографию по этому вопросу см. в работе <sup>2</sup>.) Пользуясь тем, что эти поправки легко учесть, можно установить основные свойства целого ряда изотопов с  $Z > N$  по известным свойствам экспериментально изученных ядер с  $N > Z$ . У нейтронодефицитных ядер должны наблюдаться новые физические явления — протонная и двупротонная радиоактивность; им посвящен § 3, в котором грубо очерчивается область ядер, где эти явления могут иметь место, а также рассматриваются основные свойства двупротонной радиоактивности.

Ядрам с большим избытком нейтронов посвящен § 4. Описанный выше способ уже не дает здесь ничего нового, однако ряд предсказаний все еще удается сделать, основываясь на эмпирических и полуэмпирических закономерностях в энергиях связи нейтронов и протонов и в положениях уровней с различными значениями изотопического спина  $T$ .

Общий вопрос о границах устойчивости ядер кратко обсуждается в § 5.

## § 2. НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫЕ ИЗОТОПЫ

Полную энергию ядра  $(A, Z, N)$ , или, для краткости,  $(A, Z)$ , можно записать так:

$$ZM_N^A c^2 = E^A(T) + E_K(A, Z) + c^2(Zm_p + Nm_n), \quad (1)$$

где  $E^A(T)$  — та часть энергии, которая обусловлена специфическим ядерным взаимодействием между нуклонами в ядре;  $E_K(A, Z)$  — энергия кулоновского взаимодействия протонов, а  $m_p$  и  $m_n$  — масса протона и

нейтрона соответственно. Благодаря зарядовой инвариантности ядерных сил  $E^A(T)$  зависит только от  $A$  и от изотопического спина  $T$  основного состояния рассматриваемого ядра. При этом  $E^A(T)$  обычно возрастает с ростом  $T$ . Поэтому основному состоянию соответствует минимально возможное при данных  $A$  и  $Z$  значение  $T$ , т. е.  $T = \frac{|Z-N|}{2}$ . Единственным исключением из этого правила являются ядра с  $A \geq 34$ , у которых  $E^A(0)$  на  $\sim 0,5$  Мэв больше, чем  $E^A(1)$ . Эта часть полной энергии не меняется при переходе от ядра  $(A, Z)$  к изотопически сопряженному ядру  $(A, A-Z)$ . Кулоновская энергия в первом приближении равна

$$E_K(A, Z) \simeq Q \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}, \quad Q \simeq 0,6 \text{ Мэв} \quad (2)$$

и представляет собой энергию электростатического взаимодействия  $Z$  протонов между собой; каждый из протонов взаимодействует с  $(Z-1)$  остальными протонами; численный коэффициент соответствует предположению, что все протоны равномерно распределены внутри шара радиусом  $R \approx 1,45A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см, при этом вероятность найти протон в данной точке пространства не зависит от положения других протонов; выражение  $0,6 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$  представляет собой среднее значение (математическое ожидание) кулоновской энергии при этих предположениях.

Отметим, что прямые измерения распределения плотности заряда в ядре по рассеянию электронов на ядрах<sup>4</sup> дают заметно меньший эффективный радиус ядра — около  $1,05A^{1/3} \cdot 10^{-13}$  см; поэтому можно было бы ожидать, что множитель в выражении кулоновской энергии достигнет  $0,83$  Мэв вместо согласующегося с данными по энергиям легких ядер значения  $0,6$  Мэв. В действительности имеется ряд факторов, уменьшающих среднее значение кулоновской энергии по сравнению с приведенным выше элементарным вычислением. Это так называемые обменная и корреляционные поправки<sup>3, 5</sup>. Первая из них связана с тождественностью протонов и стремится уменьшить кулоновскую энергию. Корреляционная поправка возникает из-за влияния ядерных и кулоновских сил на вид волновой функции двух протонов, находящихся близко друг от друга. Знак этой поправки зависит от детального вида ядерного взаимодействия.

В качестве общего вывода можно сказать, что выражение (2) для кулоновской энергии является приближенным; поэтому естественно, что коэффициент  $Q$  в нем надо подбирать эмпирически по данным об энергиях ядер, а не по радиусу ядра; естественно также, что и после этого остаются заметные расхождения между формулой и опытом. Так, например, при  $Z=3$  (см. два правых столбца рис. 1) кулоновская энергия на один протон на  $0,6$  Мэв меньше, чем по формуле (2). Зная энергию  $\text{Li}^8$  и применяя формулу (2) к вычислению энергии  $\text{B}^8$ , мы пришли бы к выводу о нестабильности  $\text{B}^8$ . В действительности  $\text{B}^8$  стабилен, существование его удалось наблюдать на опыте, энергия связи протона  $\sim 0,2$  Мэв (вместо  $-0,4$  Мэв по формуле).

Итак, мы видим, что второй член в (1) вычисляется без труда, третий же член известен. Это позволяет из экспериментально известной массы  ${}_Z M_N^A$  получить значение ядерной энергии  $E^A(T)$  и затем с ее помощью вычислить массу  ${}_N M_Z^A$  изотопически сопряженного ядра. Таким образом, зарядовая инвариантность дает возможность определить полную энергию нейтронодефицитного ядра  $(A, Z)$  ( $Z > N = A - Z$ ), если известна масса ядра  $(A, A - Z)$ . Более того, из заря-

довой инвариантности следует, что волновые функции ядер  $(A, Z)$  и  $(A, A-Z)$  совпадают с точностью до замены нейтронов на протоны и обратно. Поэтому оба ядра обладают очень схожими свойствами, и, следовательно, по известным свойствам одного из них можно предсказать свойства другого.

Все эти простые соображения применимы лишь для легких ядер ( $A \lesssim 50$ ), в которых кулоновская энергия еще мала по сравнению с

Z \ N	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	$\frac{Z-1}{(2Z-1)}$	$\Delta E_{np}$ мев			
H 1																										
He 2		0,76	0,76																					0,76		
Li 3			0,84	0,84	0,83																			1,42	0,84	
Be 4				1,63	1,64	1,64	1,70	1,78																	1,91	1,68
B 5					1,90	1,86	1,86	2,02																	2,33	1,91
C 6						3,01	2,94	2,76	2,76	2,64															2,73	2,82
N 7							2,88	3,01	3,01	3,02	3,20														3,10	3,02
O 8								3,53	3,54	3,54	3,25														3,45	3,47
F 9									3,50	3,26	3,55	3,55	3,43												3,79	3,46
Ne 10										3,91	4,05	4,05	5,53												4,10	(4,0)
Na 11											5,81	4,30	4,30												4,40	(4,3)
Mg 12												4,86	4,86	5,00											4,70	4,89
Al 13													5,21	5,08	5,08										4,98	5,12
Si 14														5,61	5,61	(4,98)									5,26	5,39
P 15															5,09	5,75	5,75								5,54	5,53
S 16																6,25	6,25								5,80	6,25
Cl 17																	5,98	5,98							6,05	5,98
Ar 18																		6,76	6,76						6,32	6,76
K 19																			6,88	6,88					6,56	6,88
Ca 20																				7,43	7,43	7,31			6,80	7,39
Sc 21																									7,04	6,71

Рис. 1. Разность энергии связи Z-го нейтрона в ядре  $(A, A-Z)$  и энергии связи Z-го протона в ядре  $(A, Z)$ .

ядерной и где, следовательно, еще можно пользоваться идеей зарядовой инвариантности.

При анализе экспериментальных данных удобнее пользоваться не формулой (1), а легко получаемой из нее формулой для энергии связи нуклонов<sup>6</sup>. Если мы обозначим через  $E_n(A, Z)$  и  $E_p(A, Z)$  энергии связи нейтрона и протона в ядре  $(A, Z)$ , то из (1) и (2) следует, что энергия связи Z-го протона в  $(A, Z)$  выражается через энергию связи Z-го нейтрона в изотопически сопряженном ядре  $(A, A-Z)$  следующим образом:

$$E_p(A, Z) = E_n(A, A-Z) - \Delta E_{np}, \tag{3}$$

где •

$$\begin{aligned} \Delta E_{np} &= [E_n(A, Z) - E_n(A-1, Z-1)] - [E_p(A, A-Z) - E_p(A-1, A-Z)] = \\ &= 2Q \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} \left[ 1 + \left( \frac{A-2Z}{3A} \right)^2 \left( 1 - \frac{5}{A-2Z} \right) + \dots \right] \approx 1,2 \frac{Z-1}{(2Z-1)^{1/3}} \text{ Мэв.} \end{aligned} \tag{4}$$

Второй член в квадратной скобке для реальных ядер очень мал (не больше

нескольких процентов) и мы всегда им будем пренебрегать\*). Примечательно, что  $\Delta E_{np}$  оказывается независящим от  $A$  и  $N$ . Поэтому для всех изотопов данного элемента можно пользоваться одним и тем же значением величины  $\Delta E_{np}$ , определяемым, например, как разность  $\Delta E_0$  энергии отрыва нейтрона и протона в четном самосопряженном ядре ( $2Z, Z$ )

$$\Delta E_{np} \approx \Delta E_0 = E_n(2Z, Z) - E_p(2Z, Z). \quad (4')$$

Формулы (4) и особенно (4') прекрасно согласуются с известными сейчас значениями  $E_n$  и  $E_p$ , как это видно из приводимой на рис. 1 схемы. Сравнивая эмпирические данные с рассчитанными по (4) (вторая справа графа на рис. 1), видим, что качественная формула (4) справедлива для всех легких ядер, а для получения количественных результатов ею можно пользоваться, начиная с  $Z = 6$ . Лучше, однако, всегда пользоваться средними экспериментальными значениями (последняя графа на рис. 1) или величинами  $\Delta E_0$  (выделенными жирной рамкой на рис. 1). Выпадающие из общей картины точки для  $\text{Ne}^{21}$  и  $\text{Na}^{20}$ , по-видимому, указывают на неточность известного сейчас значения массы  $\text{Na}^{20}$ .

Иногда оказывается более удобным пользоваться следующей формулой для разности масс далеких зеркальных ядер:

$${}_Z M_N^A - {}_N M_Z^A \approx (Z - N) \Delta M_0, \quad (5)$$

где

$$\Delta M_0 = \frac{A+1}{2} M_{\frac{A-1}{2}}^A - \frac{A-1}{2} M_{\frac{A+1}{2}}^A \quad \text{для нечетных } A$$

и

$$\Delta M_0 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{A}{2+1} M_{\frac{A}{2}-1}^A - \frac{A}{2-1} M_{\frac{A}{2}+1}^A \right\} \quad \text{для четных } A.$$

Используя (3) — (5), можно на основе обширных экспериментальных данных о  $E_n$  ядер с  $N > Z$  найти энергии связи протонов в сопряженных ядрах с  $Z > N$  и тем самым установить, являются ли последние стабильными относительно испускания тяжелых частиц (ясно, что, как правило, при  $Z > N$  порог испускания протона должен лежать ниже порогов испускания  $n$ ,  $d$ ,  $\alpha$  и т. д.). Кроме того, удастся установить и другие свойства этих ядер: дефекты масс, энергии и периоды  $\beta$ -распада, наличие протонной и дупротонной радиоактивностей.

Все предсказываемые таким способом нейтронодефицитные изотопы и их свойства собраны в табл. I, помещенной в конце статьи, содержащей, кроме того, ряд нейтроноизбыточных ядер, речь о которых будет идти ниже. Метод составления таблицы проиллюстрируем примером.

Известно, что существует ядро  ${}_{11}\text{Na}_{14}^{25}$ , причем энергия связи  $E_n(\text{Na}^{25}) = 8,84 \text{ Мэв}$ . Изотопически сопряженным к  $\text{Na}^{25}$  является неизвестный еще изотоп  ${}_{14}\text{Si}_{11}^{25}$ . С помощью (3) находим энергию связи протона  $E_p(\text{Si}^{25}) = E_n(\text{Na}^{25}) - 5,2 = 3,64 \text{ Мэв}$ , т. е. этот изотоп стабилен по отношению к испусканию протона. Пользуясь сводными таблицами<sup>1</sup>, вычисляем масс-дефект этого ядра:  $11 \text{ Мэв}$ . Энергию  $\beta^+$ -распада  $\text{Si}^{25} \rightarrow \text{Al}^{25}$  (основное состояние) получаем из известных масс  $\text{Al}^{24, 25}$ :  $E_{\beta^+} = M(\text{Al}^{24}) + m_n - 3,64 - M(\text{Al}^{25}) - 1,02 = 11,6 \text{ Мэв}$ .

\*) Для двух зеркальных ядер с  $|Z - N| = 1$  формула (4) превращается в широкоизвестное соотношение  $\Delta E_{np} = 1,2(Z - 1)A^{-1/3}$ . В общем случае изотопически сопряженных ядер с  $|Z - N| > 1$  необходимо учитывать, что знаменатель в (4) равен  $(2Z - 1)^{1/3}$ , а не  $A^{1/3}$ , т. е. не зависит от  $N$ .

Если бы массы этих ядер не были известны, то максимальную энергию  $\beta^+$ -распада можно было бы грубо оценить по формуле

$$E_{\beta^+}(ZM_N^A) - E_{\beta^-}(NM_Z^A) \approx \left[ 1,2 \frac{A-1}{A^{1/3}} - 2,6 \right] Mэв \quad (6)$$

(здесь  $2,6 Mэв = 2(m_e + m_n - m_p)c^2$ ), связывающей между собой максимальные энергии  $\beta$ -распадов в изотопически сопряженных ядрах и непосредственно следующей из (1) и (2). Для  $Si^{25}$  согласно (4) получаем  $E_{\beta^+} = 4,0 + 7,3 = 11,3 Mэв$  (известно, что  $E_{\beta^-}(Na^{25}) = 4,0 Mэв$ ), что лишь на 3% отличается от приведенного выше значения  $11,6 Mэв$ .

Период полураспада  $Si^{25}$  можно опять-таки оценить, исходя из данных о распаде сопряженного ядра  $Na^{25}$ . Для этого надо взять экспериментальное значение  $lg ft (=5,2)$  для  $Na^{25}$  и с помощью полученной выше энергии  $\beta^+$ -распада  $Si^{25}$  найти период полураспада этого ядра (величина  $ft$  определяется видом волновых функций, и если применимы соображения зарядовой инвариантности, то  $ft$  для однотипных переходов в сопряженных ядрах должны быть одинаковы). При этом получается  $T_{1/2}(Si^{25}) \sim 0,5 сек.$

При оценке периодов  $\beta$ -распада следует иметь в виду возможность «сверхразрешенных» переходов без изменения изотопического спина. Дело в том, что одним из следствий зарядовой инвариантности является существование подобных состояний у ядер с одним и тем же  $A$ , но с разным отношением числа нейтронов и протонов (например,  $(A, Z)$  и  $(A, Z-1)$ ). Пространственные части волновых функций  $\psi(A, Z)$  и  $\psi(A, Z-1)$  подобных состояний совпадают друг с другом, а сами состояния получаются друг из друга заменой одного из протонов в ядре  $(A, Z)$  на нейтрон.  $lg ft$  для переходов между подобными состояниями (так называемых «сверхразрешенных» переходов) имеет минимальное возможное значение  $\sim 3,5$ , поскольку при таком переходе практически не происходит перестройки ядерной волновой функции.

Энергия  $\beta^+$ -распада при «сверхразрешенных» переходах  $(A, Z+1) \rightarrow (A, Z)$  определяется весьма просто:

$$E_{\beta^+}(\Delta T = 0) \approx \left( 1,2 \frac{Z}{A^{1/3}} - 1,8 \right) Mэв \quad (7)$$

(где  $1,8 Mэв = c^2(2m_e + m_n - m_p)$ ) и очень мало меняется с изменением  $A$  при заданном  $Z$ . Если  $E_{\beta^+}$  превышает порог, задаваемый (7), «сверхразрешенные» переходы начинают конкурировать с переходами в основное состояние. Для иллюстрации приводим на рис. 2 схему распада изотопически сопряженных ядер  ${}_6C^{14}$  и  ${}_8O^{14}$ . Первое из них может распадаться лишь на основное состояние  $N^{14}$  (для этого перехода  $lg ft \approx 9,0$ ). Ядро  $O^{14}$  сильно поднято над  $N^{14}$  из-за избыточной по сравнению с  $C^{14}$  кулоновской энергии. Поэтому становится энергетически разрешенным переход на возбужденное  $T=1$ -состояние  $N^{14}$  ( $2,31 Mэв$ ), являющееся аналогом основных состояний  $C^{14}$  и  $O^{14}$ . Благодаря малой величине  $lg ft (=3,5)$  этот переход является доминирующим (99,4% всех распадов). Многие (а начиная с  $Z \geq 20$ , практически все) предсказываемые здесь нейтродефицитные

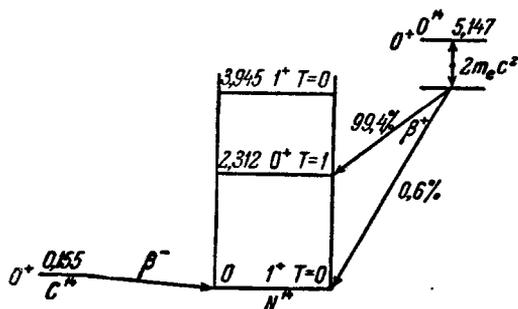


Рис. 2. Схема распада изотопически сопряженных  $C^{14}$  и  $O^{14}$ .

изотопы должны претерпевать  $\beta^+$ -распад с  $\Delta T=0$  и последующее каскадное испускание  $\gamma$ -квантов. В подобных случаях приведенные в табл. I значения  $E_{\beta^+}$  характеризуют сумму максимальной энергии позитронов и энергий последующих  $\gamma$ -переходов. Величины максимальной энергии позитронов при «сверхразрешенных» переходах меняются от  $\sim 5$  Мэв для кальция до  $\sim 8$  Мэв для селена, а периоды полураспада (при  $\lg ft \approx 3,5$ ) соответственно от  $\sim 0,5$  до  $\sim 0,07$  сек.

Подтверждением этого служат величины периодов полураспада ряда уже открытых  $\beta^+$ -активных изотопов с  $Z=13-25$ , для которых  $E_{\beta^+} > (1,2Z/A^{1/3}-1,8)$  Мэв (например,  $Al^{24}$ ,  $Ca^{38}$ ,  $V^{46}$  и  $Mn^{50}$ ).

Для более легких ядер «сверхразрешенные» переходы оказываются из-за малости энергий довольно медленными (например,  $\sim 1$  мин для  $O^{12}$ ), и потому главную роль чаще играют переходы в основные состояния.

Рассмотренный выше пример  $Si^{25}$  хорошо иллюстрирует метод построения таблицы и мы не будем на этом дольше останавливаться.

Ниже приводится список стабильных изотопов, расположенных согласно полученным оценкам на границе устойчивости по отношению к испусканию протонов:

$Li^6$ ,  $Be^7$ ,  $B^8$ ,  $C^9$ ,  $N^{12}$ ,  $O^{13}$ ,  $F^{17}$ ,  $Ne^{17}$ ,  $Na^{20}$  (19?),  $Mg^{19}$  (18?),  $Al^{23}$ ,  $Si^{23}$  (22?),  $P^{27}$ ,  $S^{26}$ ,  $Cl^{31}$ ,  $Ar^{30}$ ,  $K^{35}$ ,  $Ca^{35}$  (34?),  $Sc^{40}$  (39?),  $Ti^{39}$ ,  $V^{43}$  (42?),  $Cr^{43}$ ,  $Mn^{46}$ ,  $Fe^{45}$ ,  $Co^{50}$  (48?),  $Ni^{48}$ ,  $Cu^{54}$ ,  $Zn^{55}$  (54?),  $Ga^{60}$  (59?),  $Ge^{59}$ ,  $As^{64}$  (?),  $Se^{62}$  (61?).

Сопоставление этого списка с перечнем ныне известных изотопов<sup>1</sup> приводит к выводу о возможности обнаружения примерно девяти десятков новых нейтронодефицитных изотопов легких ядер.

Все предсказанные описанным выше методом нейтронодефицитные изотопы собраны в табл. I, в которую внесено также несколько ядер, предсказанных на основе данных § 4 (см. ниже). Общее представление о форме области устойчивых ядер можно получить из верхней части рис. 3.

По поводу примененного выше метода оценки устойчивости нейтронодефицитных изотопов следует заметить следующее. Многие предсказанные ядра (и, в частности, все лежащие на границе области устойчивости) расположены непосредственно вблизи порога испускания протона.

Волновые функции этих ядер должны поэтому простирались на значительно большие расстояния, чем у их изотопически сопряженных коллег, расположенных вдали от границы устойчивости (на больших расстоя-

ниях  $\psi \sim e^{-\kappa r}$ , где  $\kappa = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}}$ ,  $E$  — энергия связи последнего нуклона).

Таким образом, волновые функции сопряженных ядер ( $A, Z$ ) и ( $A, A-Z$ ) оказываются в этом случае несколько отличающимися друг от друга. (Ярко это проявляется только тогда, когда энергия рассматриваемого ядра близка к порогу испускания  $S$ -нейтрона. В случае нейтронов с  $l \neq 0$  или в случае протонов волновая функция «расплывается» лишь слабо из-за сдерживающего влияния центробежного или кулоновского барьера.) В связи с этим возникает вопрос о применимости идей изотопической инвариантности для оценки энергии таких едва-едва устойчивых ядер. Кроме того, можно усомниться в справедливости (2)—(5) для ядер с  $Z > 10$ , где кулоновская энергия становится сравнимой с ядерной. Легко видеть, однако, что оценки с помощью (2)—(5) дают заниженные значения для энергии связи протона в нейтронодефицитных ядрах; следовательно, если ядро согласно нашим расчетам оказывается устойчивым, то оно действительно устойчиво. В самом деле, эта процедура фактически заключается в том, что при рассмотрении нейтронодефицитного ядра ( $A, Z$ ) берется волновая функ-

ция  $\psi$  сопряженного ядра ( $A, A-Z$ ) и вычисляется с ее помощью энергия (1) ядра ( $A, Z$ ):  $M(\psi, H\psi)$ , где  $H$  — гамильтониан этого ядра. При этом фактически приходится вычислять лишь второй и третий члены в (1), так как значение первого берется из данных о ядре ( $A, A-Z$ ). Но имеется

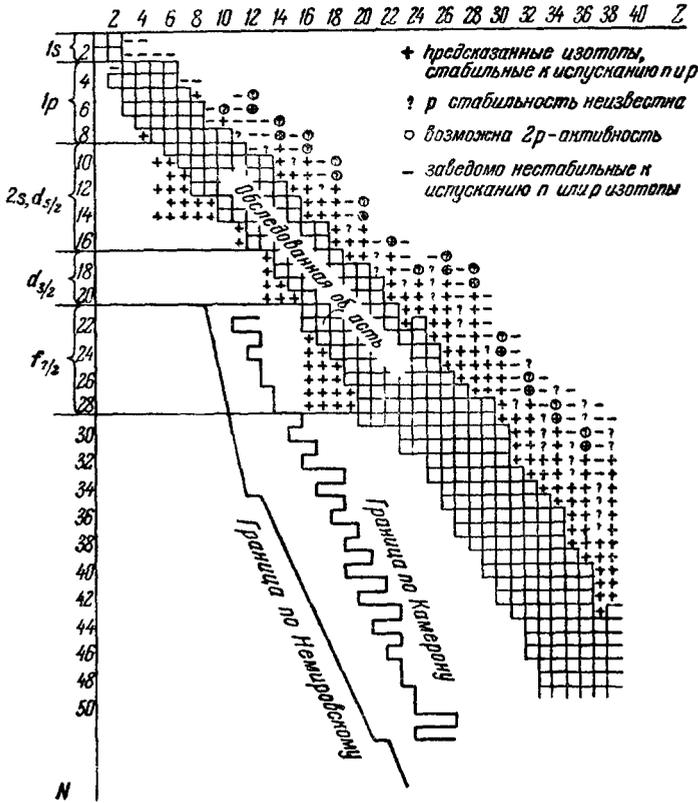


Рис. 3.

строгая теорема о том, что вычисляемый с неточными волновыми функциями (в нашем случае  $\psi$ ) матричный элемент  $(\psi, H\psi)$  всегда больше, чем точное значение  $(\phi, H\phi)$ , вычисленное с точной волновой функцией ядра ( $A, Z$ ). Отсюда и следует высказанное выше утверждение.

В заключение отметим, что наиболее реальным способом получения нейтронодефицитных изотопов легких ядер являются реакции ( $p, xn$ ) и ( $He^3, xn$ ), а также реакции под действием многозарядных ионов. Следует, однако, иметь в виду, что из-за малости кулоновского барьера «выкипание» протонов не будет подавлено и потому сечения образования нейтронодефицитных изотопов должны оказаться малыми.

### § 3. ПРОТОННАЯ И ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

На границе устойчивости нейтронодефицитных ядер относительно распада с испусканием протонов должно наблюдаться новое физическое явление: протонная радиоактивность<sup>6а</sup>. Однако вероятность зарегистрировать это явление оказывается довольно малой<sup>6а</sup>. При времени жизни относительно  $p$ -распада более  $1 \div 10$  сек эффект будет сильно экранироваться  $\beta^+$ -распадом. С другой стороны, при периодах полураспада  $p$ -радиоактивных ядер менее  $10^{-12}$  сек, оказывается, невозможно заметить запаздывание

испускания протона даже с использованием толстослойных фотоэмульсий или камер Вильсона. Период полураспада протонно-радиоактивных изотопов приближенно можно определить по формуле

$$\lg T_{1/2} (\text{сек}) \approx 0,43Z^{2/3}f(x) - 22, \quad (8)$$

где  $x$  — отношение энергии испускаемого протона к высоте кулоновского барьера; при  $x \ll 1$

$$f(x) = 0,6x^{-1/2} [\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}] \approx 0,6 \left( \frac{\pi}{2} x^{-1/2} - 2 \right). \quad (9)$$

Интервалу  $T_{1/2} = 10^{-12} - 10$  сек отвечают энергии испускаемых протонов до 0,04 Мэв для  $Z=10$ ; 0,1—0,35 Мэв для  $Z=20$ ; 0,2—0,7 Мэв для  $Z=30$  и 0,35—1,1 Мэв для  $Z=40$ . Точность всех расчетов масс нейтронодефицитных ядер, конечно, недостаточна, чтобы предсказать, для каких именно изотопов периоды полураспада по механизму протонной радиоактивности попадут в указанные выше пределы. Ясно, однако, что это явление следует искать вблизи вышеуказанных границ стабильности (равно как и для ряда не рассматривающихся здесь более тяжелых ядер).

Благодаря очень большой энергии связи нейтронов для рассмотренных изотопов все они стабильны относительно  $\alpha$ -распада из основного состояния.

Далее возникает возможность наблюдения нового эффекта, значительно более интересного, чем протонная радиоактивность. Речь идет о явлении двухпротонной радиоактивности<sup>6</sup>, характерном для расположенных вблизи границ устойчивости ядер элементов с четными  $Z$ . Благодаря эффектам спаривания для таких ядер при еще положительной энергии связи одного протона может уже возникнуть нестабильность к одновременному испусканию двух протонов. Такая нестабильность может обусловить двухпротонную радиоактивность ряда изотопов, стабильных по отношению к протонному и  $\alpha$ -распадам.

Приведем пример. Ядро  $F^{15}$  неустойчиво относительно распада  $F^{15} \rightarrow O^{14} + p$ , происходящего с выделением энергии 2,3 Мэв. Однако соседнее четное ядро  $Ne^{16}$ , как это явствует из табл. 1, устойчиво к распаду  $Ne^{16} \rightarrow F^{15} + p$ , требующему, как это можно показать на основании § 2, затраты энергии от 0,5 до 1,8 Мэв. Следовательно, распад  $Ne^{16} \rightarrow F^{15} + p$  энергетически невозможен, распад же  $Ne^{16} \rightarrow O^{14} + 2p$  идет с выделением энергии от  $\sim 0,5$  до  $\sim 1,8$  Мэв, что значительно меньше высоты кулоновского барьера ядра  $Ne^{16}$  для двухзарядной частицы ( $\sim 6$  Мэв). Поэтому ядро  $Ne^{16}$  должно обладать свойством двухпротонной радиоактивности.

К числу  $2p$ -радиоактивных ядер могут также принадлежать  $Mg^{17(18?)}$ ,  $Si^{21(22?)}$ ,  $S^{25(24?)}$ ,  $Al^{29(28?)}$ ,  $Ca^{33(34?)}$ ,  $Ti^{48}$ ,  $Cr^{42}$ ,  $Fe^{44(43?)}$ ,  $Ni^{46(47?)}$ ,  $Zn^{53(54?)}$ ,  $Ge^{59(58?)}$ ,  $Se^{63(62?)}$ ,  $Kr^{67(66?)}$  и т. д.

Вероятность двухпротонного распада много меньше, чем в случае однопротонного распада, так как она включает в себя произведение двух коэффициентов проницаемости кулоновского барьера. Действительно, нетрудно убедиться, что вероятность двухпротонного распада, при котором протоны уносят энергии  $\epsilon$  и  $E - \epsilon$ , должна иметь вид

$$\omega(\epsilon, E - \epsilon) = \frac{a}{\sqrt{\epsilon(E - \epsilon)}} |\psi_{\epsilon}(R) \psi_{E - \epsilon}(R)|^2,$$

где  $a$  — некоторая постоянная, а  $\psi_{\epsilon}(R)$  — значение кулоновской функции  $F_0$ , отвечающей протону с энергией  $\epsilon$  на радиусе ядра  $R$  (предполагается, что протоны испускаются с нулевыми орбитальными моментами). Для сильно

подбарьерных протонов

$$\frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} |\psi_{\varepsilon}(R)|^2 \sim \exp \left\{ -\frac{\pi}{h} Z e^2 \sqrt{\frac{2m}{\varepsilon}} \right\}, \quad (10)$$

где  $Z$  — заряд ядра  $A$ ,  $m$  — масса протона, и

$$\omega(\varepsilon, E - \varepsilon) = a \exp \left\{ -\frac{\pi}{h} Z e^2 \sqrt{2m} \left( \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} + \frac{1}{\sqrt{E - \varepsilon}} \right) \right\}.$$

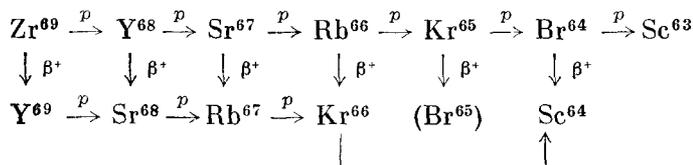
Как видно из этой формулы, наиболее вероятно испускание двух протонов с одинаковой энергией  $\varepsilon = \frac{E}{2}$ , так как при этом выражение в показателе экспоненты минимально. Отсюда сразу следует, что полная вероятность распада

$$\omega(E) = \int_0^E d\varepsilon \cdot \omega(\varepsilon, E - \varepsilon) \sim a \exp \left\{ -\frac{\pi}{h} (2Z) e^2 \sqrt{2(2m)} \frac{1}{\sqrt{E}} \right\} \quad (11)$$

имеет в точности такой вид, как если бы испускалась двухзарядная частица с массой  $2m$  — дипротон, для которой кулоновский барьер вдвое выше, чем для протона (ср. (11) и (10)). Поэтому время жизни изотопов относительно двухпротонного радиоактивного распада в заметно большем, чем для протонной радиоактивности, интервале энергий, попадает в удобные для регистрации пределы ( $T_{1/2} = 10^{-12} - 10$  сек). К тому же двухпротонную радиоактивность можно с успехом наблюдать (например, с помощью толстослойных фотоэмульсий или камер Вильсона) и в тех случаях, когда распад происходит почти мгновенно ( $T_{1/2} \geq 10^{-19}$  сек), поскольку между энергиями двух испускаемых протонов должна наблюдаться сильнейшая корреляция. Так, вероятность  $2p$ -распада, при котором один из протонов получает долю энергии  $(0,5 + \kappa)$ , а другой протон — долю  $(0,5 - \kappa)$ , пропорциональна  $\exp \left\{ -\frac{6\pi Z e^2 \sqrt{m}}{h \sqrt{E}} \kappa^2 \right\}$ . Следовательно, для доказательства двухпротонного механизма радиоактивного распада достаточно продемонстрировать, что распределение разности энергий двух подбарьерных протонов носит не статистический характер, а сосредоточено в окрестности нулевого значения этой разности.

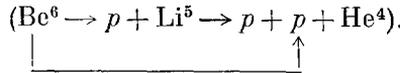
Взаимодействие испускаемых  $2p$ -радиоактивными ядрами пар протонов не только в пределах потенциальной ядерной ямы, но и под барьером должно, конечно, обусловить не только энергетическую, но и связанную с ним определенную угловую корреляцию протонов.

Двухпротонную радиоактивность следует, конечно, отличать от обычных цепочек последовательных актов  $p$ -распада типа:



Однако переход от такого последовательного испускания протонов к двухпротонной радиоактивности имеет, как это иллюстрируется рис. 4, плавный характер. Пусть энергия  $E_p$  нечетн связи нечетного  $(2m + 1)$ -го протона отрицательна, т. е. ядро с  $Z = 2m + 1$  нестабильно. Пока энергия связи следующего четного  $(2m + 2)$ -го протона  $E_p$  четн также

отрицательна и лишь немногим меньше  $E_{p \text{ нечетн}}$ , имеет место обычная цепочка последовательных актов  $p$ -распада. Когда  $E_{p \text{ четн}}$  становится столь малой отрицательной величиной, что энергия связи двух протонов  $|E_{pp}| > > 8|E_{p \text{ четн}}|$  (рис. 4, а),  $2p$ -распад начинает заметно конкурировать с обычной последовательностью  $p$ -распадов. Если энергия связи  $(2m+2)$ -го протона  $E_{p \text{ четн}}$  — положительная величина, но меньше полуширины уровня, с которого происходит испускание  $(2m+1)$ -го протона, процессы «одновременного» и «последовательного» испускания двух протонов оказываются уже неразличимыми (рис. 4, б). В качестве примера здесь можно привести исследованную в работе<sup>7</sup> схему распада ядра  $\text{Be}^6$



И, наконец, в том случае, когда  $E_{p \text{ четн}}$  столь большая положительная величина, что уровни испускания  $(2m+2)$ -го и  $(2m+1)$ -го протонов

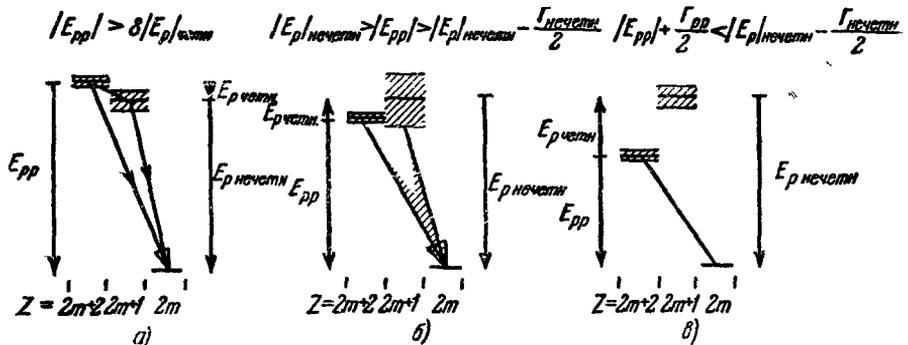


Рис. 4. Возможные схемы  $2p$ -распада.

не перекрываются, мы приходим к «чистому» случаю двупротонной радиоактивности (рис. 4, в).

В заключение этого раздела отметим, что и в случае нейтронов может наблюдаться явление, аналогичное двупротонной радиоактивности. Поскольку кулоновский барьер здесь отсутствует, центробежный же барьер проявляется лишь при  $l \neq 0$  и слабо задерживает испускание нейтронов, уровни, с которых происходит испускание  $(2m+2)$ -го и  $(2m+1)$ -го нейтронов, оказываются, как правило, очень широкими и перекрываются. Поэтому для нейтронов вряд ли может осуществиться вариант  $2n$ -распада, соответствующий изображенному на рис. 4, в, однако вполне возможны последовательное испускание, но с перекрытием уровней, или вариант типа рис. 4, б. Хорошо известно множественное испарение нейтронов сильно возбужденными ядрами (особенно тяжелыми). Такое испарение происходит в несколько стадий, причем последовательно испаряемые нейтроны не взаимодействуют друг с другом и уровни, реализуемые до и после испарения каждого из нейтронов, не перекрываются. В нашем же случае речь идет именно об одновременном испускании пар нейтронов, коррелированных по углам, а следовательно, и по энергиям, за счет взаимодействия нейтронов между собой. Именно такая корреляция должна исследоваться при экспериментальном наблюдении рассматриваемого явления, с целью его отличия от тривиальных каскадных «испарительных» переходов. Удобным способом обнаружения двунейтронной корреляции может явиться исследование совпадений запаздывающих пар нейтронов, испускаемых перегруженными нейтронами ядрами после предшествующего  $\beta$ -распада.

§ 4. ЯДРА С ИЗБЫТКОМ НЕЙТРОНОВ

В этом случае мы уже не можем использовать чрезвычайно простую технику § 2, так как для ядра с  $N > Z$  она не дает ничего нового по сравнению с тем, что уже известно. Физически ясно, что ядра с избытком нейтронов, энергия которых близка к порогу, должны иметь гораздо более рыхлую структуру, чем ядра в середине области устойчивости. Благодаря этому многие свойства ядер, расположенных вблизи границ области устойчивости, могут сильно отличаться от свойств их более стабильных коллег. В частности, может оказаться уже плохо применимым приближение самосогласованного потенциала внутри ядра. Это сильно затрудняет всякие попытки теоретических расчетов в этой области и оправдывает применение методов, основанных на экстраполяции эмпирических закономерностей.

Первый метод предсказания основывается на закономерностях в энергиях возбуждения уровней с различными значениями изотопического спина<sup>8</sup>.

Пользуясь известными сейчас данными об энергии связи легких ядер, можно построить кривые, на которых отложены разности энергий низших уровней с изотопическими спинами  $T=0, 1, 2, 3...$  для ядер с четными массовыми числами  $A$  (см. рис. 5). Плавный характер получающихся при этом кривых (сплошные линии) позволяет экстраполировать кривые на области, где пока отсутствуют экспериментальные данные (экстраполированные участки кривых изображены пунктиром). С помощью такой экстраполяции можно предсказать энергии связи некоторых пока не открытых изотопов. Так, например, из кривой (рис. 5, а) видно, что у ядер с массовым числом  $A=30$  первое состояние с  $T=2$  должно лежать примерно на  $13,7 \text{ Мэв}$  выше первого состояния с  $T=0$  и примерно на  $13,2 \text{ Мэв}$  выше первого состояния с  $T=1$ ; первому уровню с  $T=0$  в системе из 30 нуклонов соответствует основное состояние ядра  $P^{30}$  ( $N=Z$ ), первому уровню с  $T=1$  — основное состояние ядра  $Si^{30}$  ( $N-Z=2$ ) и, наконец, первому уровню с  $T=2$  — основное состояние ядра  $Al^{30}$  ( $N-Z=4$ ). Таким образом, для

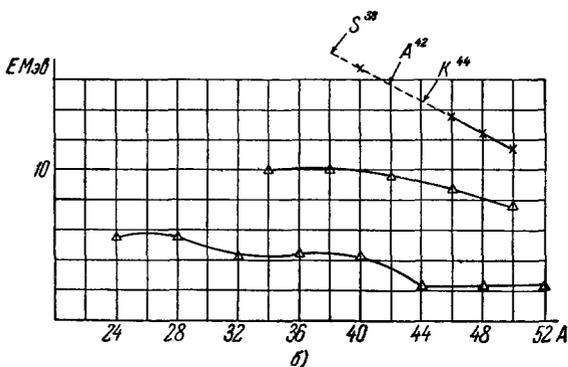
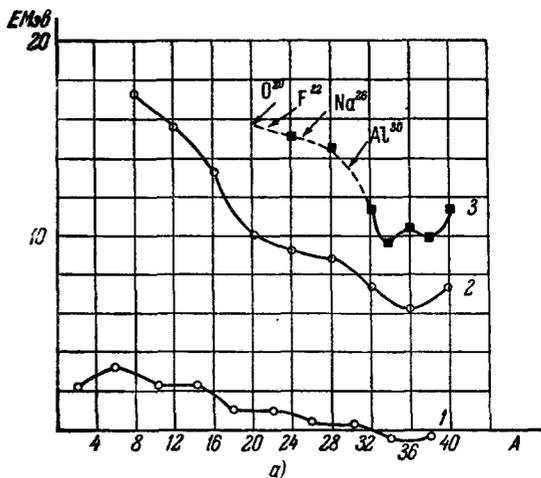


Рис. 5. Разность энергий уровней с разным изотопическим спином:

а)  $\circ$  — разности энергий первых состояний с  $T=1$  и  $T=0$ ;  $\blacksquare$  — разности энергий первых состояний с  $T=2$  и  $T=0$ ; б)  $\times$  — разности энергий первых состояний с  $T=3$  и  $T=1$ ;  $\triangle$  — разность энергий первых состояний с  $T=2$  и  $T=1$ .

$A=30$  ядерная часть энергии для состояния с  $T=2$ ,  $E^{A=30}(2)$  (см. (1)) на  $13,7$   $Mэв$  больше чем  $E^{30}(0)$ . Для того чтобы найти фактическую разницу в энергиях ядер  $Al^{30}$  и  $Si^{30}$ , необходимо учесть разность кулоновских энергий и разность масс нейтрона и протона.

При этом получается, что полная энергия  $Al^{30}$  больше энергии  $Si^{30}$  примерно на  $9$   $Mэв$ . Легко убедиться, что ядро  $Al^{30}$  стабильно относительно распада на тяжелые частицы, и, следовательно,  $Al^{30}$  должен быть  $\beta$ -излучателем. Аналогично оцениваются энергии распада ряда других изотопов  $F^{22}$ ,  $Na^{26}$ ,  $S^{38}$ ,  $P^{26}$ ,  $Cl^{30}$ , приведенных в табл. I.

Второй метод<sup>9</sup> основывается непосредственно на экстраполяции энергии связи нейтронов в ядрах с одним и тем же  $A$ . При этом полезно учитывать следующие простые соображения. Ядра с избытком нейтронов не существует, если уже заполнены нейтронами все дискретные уровни.

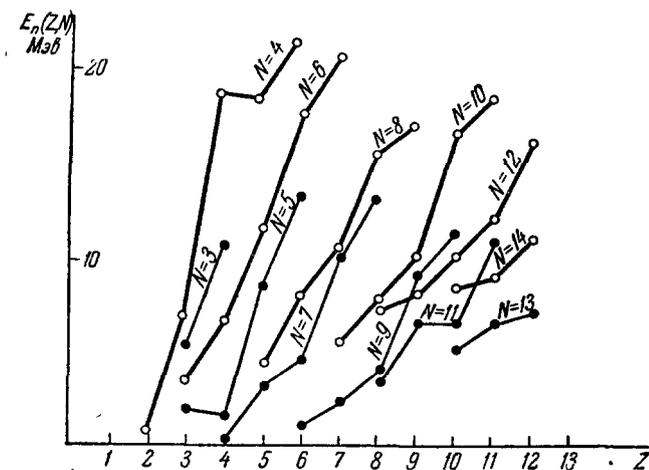


Рис. 6. Энергия связи  $E_n(Z, N)$  нейтрона в ядре как функция числа протонов  $Z$  при фиксированных значениях  $N$ .

Число уровней с учетом спина нейтронов всегда четное. Поэтому, если существует ядро, удерживающее нечетное число нейтронов ( $2m+1$ ), то существует и место для следующего ( $2m+2$ )-го нейтрона. В то же время отсутствие ядра с нечетным числом нейтронов еще не исключает существования соседнего изотопа с четным числом нейтронов (например,  $He^6$  существует, хотя  $He^5$  не стабилен на  $1$   $Mэв$ ). За счет «спаривания» нейтронов энергия связи ( $2m+2$ )-го нейтрона всегда больше энергии связи предыдущего ( $2m+1$ )-го. Это правило является строгим в рамках оболочечной модели. Оно может нарушаться лишь тогда, когда эта модель теряет смысл, например, в случае легчайших ядер типа  $H^4$ ,  $H^5$  и т. д. (если они существуют).

На рис. 6 приведены кривые для энергии связи последнего нейтрона  $E_n(Z, N)$ , как функции числа протонов  $Z$  при фиксированном числе нейтронов  $N$ . Из рис. 6 видно, что всегда  $E_n(Z, 2n+2) > E_n(Z, 2n+1)$ . Поэтому, например, из существования  $Be^{11}$  ( $Z=4$ ,  $N=7$ ) и  $C^{15}$  ( $Z=6$ ,  $N=9$ ) с определенностью следует существование  $Be^{12}$  и  $C^{16}$ . Экстраполируя, получаем, что ориентировочно энергия связи нейтрона в  $Be^{12}$  составляет  $\sim 2$   $Mэв$ , энергия  $\beta$ -распада  $12-13$   $Mэв$ , в  $C^{16}$  соответственно  $\sim 3$   $Mэв$  и  $\sim 8$   $Mэв$ .

Чтобы продвинуться еще дальше в учете числа нейтронов, нам придется привлечь некоторые данные оболочечной модели.

Если вычислить энергию попарного взаимодействия нескольких нейтронов, находящихся на одной и той же оболочке в предположении, что радиус нейтрон-нейтронного взаимодействия много меньше, чем радиус оболочки, то получается следующий простой результат<sup>10</sup>: если взаимодействие двух нейтронов на этой оболочке есть  $B$ , то взаимодействие трех нейтронов также равно  $B$ , а взаимодействие четырех нейтронов —  $2B$ , т. е. нейтроны как бы объединяются в пары. Физический смысл этого результата совершенно ясен: если радиус сил между нейтронами мал, то это означает, что нейтроны могут взаимодействовать друг с другом, лишь когда их относительный орбитальный момент равен нулю, т. е. они находятся в  $S$ -состоянии относительно друг друга. Но согласно принципу Паули не более чем два нейтрона могут находиться в  $S$ -состоянии относительно друг друга и, следовательно, нейтрон может взаимодействовать лишь с каким-то одним нейтроном из числа находящихся на рассматриваемой оболочке нейтронов. Таким образом, если число нейтронов на оболочке четное ( $2m$ ), то энергия складывается из энергий взаимодействий  $Bm$  пар:  $mB$ . Если теперь поместить на оболочку еще один нейтрон, то он уже не может найти себе компаньона, так как все нейтроны уже объединены в пары. Суммарная энергия взаимодействия в этом случае поэтому остается по-прежнему равной  $mB$ .

Для справедливости всех этих рассуждений необходимо: а) чтобы оболочечная модель была хорошим приближением для данного ядра, б) чтобы энергия связи нейтронов была не велика (выше уже отмечалось, что это является условием сравнительно большого радиуса их орбиты, см. § 2) и в) чтобы на рассматриваемой оболочке не было протонов, так как в этом случае картина сильно усложняется из-за взаимодействия нейтрон—протон.

Рассмотрим теперь экспериментальные данные. Как видно из примеров с изотопами кислорода с  $A > 16$  и изотопами Са с  $A < 40$  (нейтроны заполняют оболочку  $d_{5/2}$  и  $f_{7/2}$  соответственно), объединение нейтронов в пары вокруг дважды магического ядра выполняется в точности согласно приведенному выше рецепту; у изотопов кислорода, например, энергия связи нейтрона  $E^A(N)_{d_{5/2}}$  зависит от числа нейтронов  $N$  на оболочке  $d_{5/2}$  следующим образом:

$$\begin{array}{cccc} E^{17} (1), & E^{18} (2), & E^{19} (3), & E^{20} (4) \\ 4,15 & 8,07 & 3,96 & 7,65, \end{array}$$

т. е. энергия нейтрона на оболочке  $d_{5/2}$  в поле магического ядра  $O^{16}$  равна  $\sim 4,15$  Мэв, а энергия спаривания нейтронов  $\sim 8,07 - 4,15 \simeq 4$  Мэв.

Если протонная оболочка не замкнута, то в пределах данной нейтронной оболочки происходит весьма резкое падение  $E$ ; можно представить себе, что первые нейтроны могут взаимодействовать со «свободными» (сверх замкнутой оболочки) протонами (опять-таки один нейтрон с одним протоном), а следующие нейтроны уже не могут этого сделать. В качестве примера рассмотрим  $d_{5/2}$ -оболочку на  $Ne^{18}$  — в ядре с двумя протонами сверх  $O^{16}$ :

$$\begin{array}{cccccc} E^{19} (1), & E^{20} (2), & E^{21} (3), & E^{22} (4), & E^{23} (5), & E^{24} (6) \\ 11,4 & 16,9 & 6,8 & 10,4 & 5,2 & 8,9. \end{array}$$

Когда в протонной оболочке не хватает 1-го, 2-х, 3-х протонов до замыкания, энергия связи нейтронов уменьшается по сравнению со связью на замкнутой оболочке. Однако в пределах данной нейтронной оболочки (на остатке с дырками в протонной оболочке)  $E$  меняется мало, в отличие от случая наличия избыточных протонов.

Приведем пример заполнения оболочки  $f_{7/2}$  нейтронами в изотопах К, где протонная оболочка незамкнута:

$$\begin{array}{cccc} E^{40} (1), & E^{41} (2), & E^{42} (3), & E^{43} (4) \\ 7,9 & 10,0 & 7,4 & 10,8 . \end{array}$$

На основании всего этого можно сформулировать следующее грубое правило<sup>9</sup>: если существует ядро с одним нейтроном на какой-либо оболочке (например,  $C^{15}$ , у которого есть один  $d_{5/2}$ -нейтрон), то существуют и более тяжелые изотопы этого элемента, в которых происходит заполнение всей нейтронной оболочки ( $C^{16}$ ,  $C^{17}$ ,  $C^{18}$ ,  $C^{19}$  и  $C^{20}$ )\*. Обращаясь к рис. 2, на котором каждая клетка соответствует ядру ( $N, Z$ ), мы сразу же видим, что из экспериментального факта существования  $N^{16}$  и  $N^{17}$  следует существование тяжелых изотопов  $N^{18}$ ,  $N^{19}$ ,  $N^{20-23}$ ,  $O^{21-24}$  и  $F^{22-25}$  и т. д. Экстраполяция кривых рис. 6 с  $N=11$  и  $12$  позволяет оценить энергии связи нейтронов в  $N^{18}$  ( $\sim 1,5$  Мэв),  $N^{19}$  ( $\sim 5$  Мэв),  $F^{22}$  ( $\sim 3-4$  Мэв) и  $F^{23}$  ( $6-8$  Мэв).

Экстраполяция кривой с  $N=10$  указывает на возможность существования  $V^{15}$  с двумя нейтронами на оболочке  $d_{5/2}$ , а отсюда, по принципу постоянства, и на оболочках  $V^{17}$  и  $V^{19}$ . Существование нечетных по числу нейтронов  $V^{14}$ ,  $V^{16}$  и  $V^{18}$  менее вероятно. Со значительной степенью уверенности можно утверждать, что не существуют нечетные по нейтронам  $Be^{13, 15, 17}$ ,  $Li^{10}$  и  $He^9$ .

По поводу более тяжелых ядер с избытком нейтронов можно сказать следующее. Применяя изложенный выше принцип, можно утверждать, что существуют многие такие ядра (часть из них отмечена крестиками на рис. 2). Фактически, однако, область нейтроноизбыточных ядер, по-видимому, простирается гораздо дальше. На это указывают расчеты П. Э. Немировского<sup>11</sup> и А. Камерона<sup>12</sup>. О вычислениях Немировского более подробно будет сказано ниже, а полученная им граница области устойчивости изображена на рис. 2. Камерон в своих расчетах использовал усовершенствованную формулу Вейцекера, в которой до некоторой степени учитывалась оболочечная структура ядра. Его результат также изображен на рис. 2. Хотя полученные расчетным путем границы области устойчивости, очевидно, не могут претендовать на большую точность, они все же указывают на существование большого числа еще не открытых нейтроноизбыточных ядер.

Любопытно отметить, что полученная Камероном граница области устойчивости для нейтронодефицитных ядер\*\*) фактически совпадает с полученной выше (см. § 2) из соображений зарядовой инвариантности границей.

Все предсказанные в этом параграфе ядра, для которых удается сделать оценки энергий связи, времен полураспада и т. д., помещены в табл. I. Число таких ядер, как видно из рис. 3, составляет лишь небольшую часть общего числа устойчивых нейтроноизбыточных ядер.

Отдельно следует остановиться на привлечем большое внимание вопросу о существовании нескольких легчайших ядер:  $n^2$  (динейтрон)<sup>13</sup>,  $n^4$  (тетранейтрон),  $H^5$  (см. <sup>14-17</sup>),  $He^8$  (см. <sup>9,17</sup>).

Теперь обычно считается, что динейтрон не существует. Это убеждение основано на том, что у системы  $n-p$  нет связанного состояния  $^1S_0$  (энергия виртуального состояния  $+69$  кэв). В силу зарядовой инвариантности ядерных сил это же должно быть верным и для системы  $n-n$ . Если, однако, допустить возможность отклонений от зарядовой инва-

\*) Из рассмотренных примеров следует, что это правило может нарушаться лишь в ядрах, где начинает заполняться прочная оболочка.

\*\*) На рис. 3 эта граница не показана.

риантности, то вопрос о динейтроне становится не таким уж очевидным. Легко показать, что увеличение радиуса  $n-n$  взаимодействия всего лишь на  $\sim 3\%$  по сравнению с взаимодействием  $n-p$  (при сохранении той же величины взаимодействия) приводит к возникновению связанного состояния двух нейтронов.

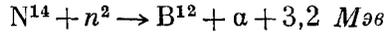
В настоящее время известно, что гипотеза зарядовой инвариантности выполняется в области небольших энергий с точностью порядка одного — нескольких процентов. Таким образом, пока еще нельзя с достоверностью утверждать, что динейтрон не существует. Попытки оценить энергию связи остальных перечисленных выше ядер с помощью различного рода экстраполяций не позволяют сказать ничего определенного, за исключением того, что если эти ядра и существуют, то с очень небольшим запасом устойчивости. Вопрос о существовании всех этих ядер может быть решен только экспериментальным путем.

Один общий подход к проблеме заключается в том, чтобы определить положение уровней с большим значением изотопического спина  $T$  в системах 4; 5; 7 и 8 нуклонов, в частности, в уже известных ядрах<sup>18</sup> с малым  $A$ . Например, если известно положение уровня с  $T=3/2$  в  $\text{Li}^7$ , то с помощью описанного в начале этого параграфа метода можно было бы определить энергию распада наверняка нестабильного  $\text{He}^7$ . Экспериментально наиболее простым способом изучения уровней с большим  $T$  являются поиски узких резонансов в ядерных реакциях. Рассмотрим, скажем, вопрос о тетранейтроне  $n^4$ \*). Если такое ядро существует, то это означает, что у системы четырех нуклонов есть уровень с  $T=2$  и он должен проявляться в различных ядерных процессах, скажем, в рассеянии нейтронов на тритии  $\text{H}^3(n, n)\text{H}^3$ . Отличие связанного с  $T=2$  уровнем резонанса (если он существует при малых энергиях) от возможных резонансов с  $T=1$  будет заключаться в аномально малой ширине  $T=2$ -резонанса. Действительно, ширина резонанса прямо пропорциональна вероятности распада состояния; все состояния с  $T=1$  должны в рассматриваемом нами случае распадаться исключительно быстро, так как число составляющих «промежуточное ядро» нуклонов очень мало. Состояния же с  $T=2$  должны распадаться гораздо медленнее (в 100—10 000 раз), так как распад (состояние с  $T=2$ )  $\rightarrow n + \text{H}^3$  связан с изменением изотопического спина на единицу ( $n$  и  $\text{H}^3$  имеют каждый  $T=1/2$ ) и, следовательно, может идти только за счет отклонения ядерных взаимодействий от точной зарядовой инвариантности. Это, конечно, справедливо лишь при сравнительно малых энергиях, пока еще энергетически невозможны конечные состояния с  $T=2$  (например, развал на четыре частицы  $3n+p$ ). Для  $n+\text{H}^3$  порог развала на четыре нуклона равен 8,49 Мэв (в ц.м.с.), и если в этом интервале находится уровень с  $T=2$ , то он должен проявиться в виде узкого резонанса (с шириной 0,1—10 кэв). Открытие такого резонанса очень убедительно доказало бы существование тетранейтрона  $n^4$ . Точно такие же соображения применимы к реакциям ( $\text{D} + \text{H}^3$ ,  $\text{Li}^7 + n$ ) и т. д. Если в этих реакциях будут обнаружены узкие резонансы в интервале энергий (в ц. м. с.)  $\leq 2,2$  Мэв и  $\leq 10,8$  Мэв, то это будет очень сильным аргументом в пользу существования  $\text{H}^5$  и  $\text{He}^8$  соответственно. Поскольку существование  $\text{He}^8$  представляется довольно вероятным, изучение реакции  $\text{Li}^7 + n$  было бы особенно интересным.

\*) Заметим, что  $n^4$  может существовать, даже если не существует сверхтяжелый водород  $\text{H}_4$ . Дело в том, что единственным путем распада  $n^4$  является развал на четыре нейтрона  $n^4 \rightarrow 4n$ , и  $n^4$  стабилен при любой сколь угодно малой положительной энергии связи. В случае  $\text{H}^4$  это уже не так, поскольку возможен распад  $\text{H}^4 \rightarrow \text{H}^3 + n$ ;  $\text{H}^4$  стабилен только тогда, когда его энергия связи по отношению к развалу  $\text{H}^4 \rightarrow p + 3n$  превышает энергию связи  $\text{H}^3$ , т. е. 8,49 Мэв.

Кроме такого рода экспериментов, можно попытаться прямо наблюдать образование этих ядер (если они существуют) в различных ядерных реакциях.

Искать динейтрон можно различными способами (см. также<sup>19</sup>). Например, приготовив динейтроны (если  $n^2$  существует) в реакции  $n + \text{Be}^9 \rightarrow \rightarrow 2\alpha + n^2 + 2 \text{ Мэв}$ , можно попытаться обнаружить образование короткоживущей активности  $\text{B}^{12}$  в реакции



(можно использовать и другие реакции типа  $(n^2, \alpha)$ , которые должны идти на очень многих легких ядрах). Другим методом обнаружения  $n^2$  могут служить опыты, в которых измеряется угловая корреляция между нейтронами как функция расстояния между мишенью и детекторами (рис. 7). Дело в том, что из-за очень большого радиуса динейтрона должна быть велика вероятность дифракционного развала  $n^2 \rightarrow 2n$  при пропускании  $n^2$  через вещество. Поэтому, если  $n^2$  существует, то он будет расщепляться при прохождении через рассеиватель (рис. 7) и образующиеся нейтроны

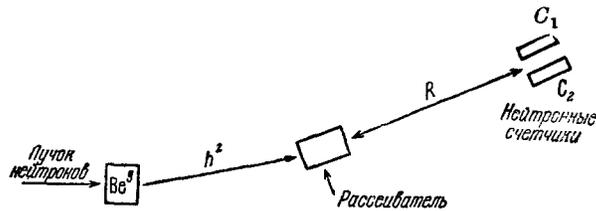


Рис. 7.

должны быть сильно коррелированными по направлениям. Вероятность зарегистрировать совпадения двух нейтронов счетчиками  $C_1$  и  $C_2$  должна быть пропорциональной  $1/R^2$ . Если  $n^2$  не существует, то будут регистрироваться только случайные совпадения и скорость счета будет пропорциональна  $1/R^4$ . Таким образом, измеряя число отсчетов как функцию от  $R$ , можно надежно выделить эффект образования  $n^2$ .

Эксперименты—поиски  $\text{H}^5$  могут проводиться также путем поисков запаздывающих нейтронов в реакциях  $\text{Li}^7 (\gamma, 2p)\text{H}^5$ ,  $\text{H}^3(\text{H}^3, p)\text{H}^5$ ,  $\text{Li}^6(\pi^-, p)\text{H}^5$  и наблюдения перечисленных реакций в фотоэмульсиях, где, например, в случае  $\text{Li}^6(\pi^-, p)\text{H}^5 \rightarrow \beta^- \text{He}^5 \rightarrow \text{He}^4 + n$ , от точки остановки  $\pi^-$  были бы под углом  $180^\circ$  друг к другу направлены следы  $p$  и  $\text{H}^5$  (энергия около 20 Мэв, пробег 600 мк), причем на конце пробега  $\text{H}^5$  наблюдался бы след электрона.

Хорошим способом поисков  $\text{He}^8$  может явиться изучение остановок  $\pi^-$  (или  $n$ ,  $2p$ -реакций) в наполненной ядрами  $\text{Be}^9$  фотоэмульсии. В случае реакции  $\text{Be}^9(\pi^- p)\text{He}^8 \rightarrow \beta^- \text{Li}^8 \rightarrow \beta^- \text{Be}^{8*} \rightarrow 2\alpha$  должны наблюдаться направленные под  $180^\circ$  из точки остановки  $\pi^-$ -мезона следы  $p$  и  $\text{He}^8$  (энергия ядра  $\text{He}^8$  около 12 Мэв, пробег 60 мк), а на конце следа  $\text{He}^8$  при  $\beta$ -распаде в основное состояние  $\text{Li}^8$  — два следа электронов и два противонаправленных и одинаковых следа  $\alpha$ -частиц.

Более вероятен, правда,  $\beta$ -распад  $\text{He}^8 (0^+) \rightarrow \text{Li}^{8*}(1^+)$  (возбужденное состояние  $\text{Li}^8$  при 3,22 Мэв), а не образование  $\text{Li}^8$  в основном состоянии ( $2+$ ). В таком случае из конца следа  $\text{He}^8$  испускался бы лишь один электрон, что, однако, не препятствовало бы вполне определенной идентификации реакций  $\text{Be}^9(\pi^-, p)\text{He}^8$ . Кроме того, такой распад  $\text{He}^8$  открывает пути его идентификации по появлению запаздывающих нейтронов ( $\text{Li}^{8*} \rightarrow \text{Li}^7 + n$ ), например, в реакциях  $\text{Be}^{10} (\gamma, 2p) \text{He}^8$ ,  $\text{B}^{11} (\gamma, 3p) \text{He}^8$  или названных выше.

Следует, конечно, иметь в виду, что захват типа  $(\pi^-, p)$  весьма мало вероятен. Как сообщил А. Т. Барфоломеев, наблюдавший всего 12 случаев реакции  $\text{Be}^9(\pi^-, n) \text{Li}^8$  на 6000 захватов  $\pi^-$  ядрами  $\text{Be}^9$  в фотозмульсиях<sup>20</sup>, события, которые можно было бы интерпретировать как реакцию  $\text{Be}^9(\pi^-, p)\text{He}^8$ , ему не встречались (его эмульсии были, правда, нечувствительны не только к электронам, но и к протонам высокой энергии).

Случай  $\text{Be}^9(n, 2p)\text{He}^8$  (с распадом  $\text{He}^8 \rightarrow \text{Li}^8 \rightarrow \text{Be}^8$ ) тоже весьма характерен и легко мог бы быть идентифицирован. Порог этого процесса близок к 40 Мэв, и наиболее целесообразно использовать нейтроны  $\bullet$  энергией до 100 Мэв. Сечение реакции  $\text{Be}^9(n, 2p)\text{He}^8$  в этой области энергий составляет, по-видимому,  $10^{-28} \div 10^{-27} \text{ см}^2$ , судя по тому, что суммарное сечение образования всех изотопов бериллия в реакциях  $\text{C}^{12}(n; 2p, xn)\text{Be}$  (где  $x=0 \div 4$ ) под действием 90 Мэв нейтронов<sup>21</sup> равняется  $(6,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ .

§ 5. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ГРАНИЦЕ ОБЛАСТИ УСТОЙЧИВОСТИ

Прежде чем закончить наш обзор, коротко остановимся на том, что сейчас известно о границах области устойчивых ядер. Ядра со слишком большим избытком протонов наверняка не существуют. Поэтому можно уверенно утверждать, что справа от некоторой линии 1 (рис. 8) нет ни одного стабильного ядра. Точное положение граничной линии 1 неизвестно. В области небольших  $A$  эта кривая должна проходить через перечисленные в § 2 протонно- и дупротоннорадиоактивные ядра. При больших  $A$  основными способами распада ядер с избытком  $Z$  являются  $\alpha$ -распад и в особенности деление. Очень грубо можно считать, что ядро  $(A, Z)$  устойчиво относительно деления, если  $Z^2/A \leq 40$  (кривая 2 рис. 8). Кривые 1 и 2 должны правильно передавать общую картину в этой области.

Значительно более сложен вопрос о левой границе области устойчивости, так как деление и  $\alpha$ -распад прекращают свою разрушительную работу и основным способом распада на этом краю диаграммы, по-видимому, должно являться испускание нейтронов.

Имеется ряд указаний на то, что могут существовать ядра с относительно очень большим значением отношения  $N/Z$ . Об этом говорит, например, факт образования перегруженных нейтронами цепочкой урана при ядерных взрывах (например,  $\text{U}^{256}$ , который затем изотопов  $\beta$ -распадов переходит в изотопы фермия  $\text{Fm}$  и эйнштейния  $\text{Es}$ ), а также недавно полученные сведения о наблюдении изотопов калифорния при вспышках

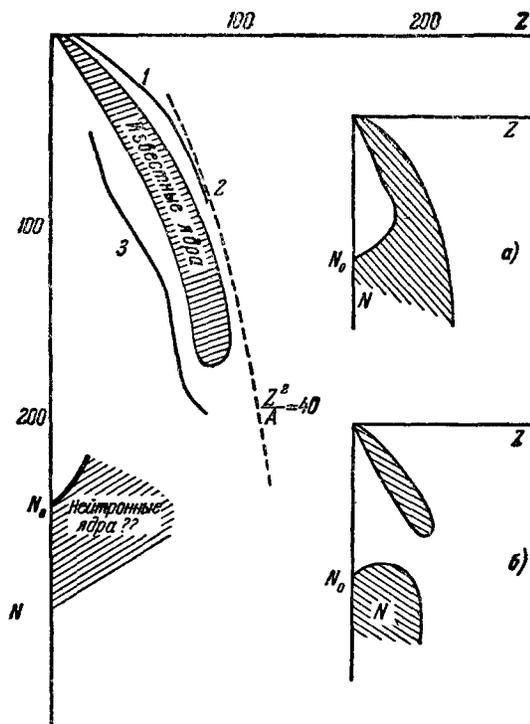


Рис. 8.

	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	$E_p$ , Мэв	$E_n$ , Мэв	$E_\beta$ , Мэв	$T_{1/2\beta}$ , сек	Примечание
2	Гелий . . . . .	5	7	$29,4 \pm 0,5$		$-1,6$			
		6	8	$<36,1 \pm 3$		$>1,7$	12,8	0,01	$T_{1/2}$ дано для перехода на 3,2 Мэв-уровень $Li^8 (1^+)$ , см. также $^3, 17;$
4	Бериллий . . .	8	12	$<30,3$		$>1,5$	$<13,4$	0,01	$(\beta^-)$
5	Бор . . . . .	2	7	$31,5 \pm 0,5$	-3,6				
6	Углерод . . . . .	2	8	$<40,4 \pm 4$	$-( <1,3)$				
		10	16	$<17,5$		$>4,6$	$<4,5$		Зависит от уровней $N^{16}$ $(\beta^-)$
7	Азот . . . . .	4	11	28,6	-2,5				
8	Кислород . . . . .	4	12	$<38,3$	$-( <2,1)$				
		5	13	27,3	1,4		17,1	0,01	
9	Фтор . . . . .	13	22			$<19,4$	12,0	0,1	
						$\sim 4,0$	11,1-12,4		Зависит от уровней $F^{16}$
10	Неон . . . . .	6	16	27,7-29	$0,5 < E_p < 1,8$			0,05	$T_{1/2}$ дано для перехода на $1/2$ -уровень $F^{17} (3,1 \text{ Мэв})$
		7	17	21,4	1,8	$<16$	13,4		$T_{1/2}$ дано для перехода на $5/2^+$ -уровень $Ne^{19} (0,2 \text{ Мэв})$
11	Натрий . . . . .	8	19	18,3	-0,3		(9,9)	(0,7)	$(\beta^-)$
		15	26			3,8	11,3	0,1	
12	Магний . . . . .	8	20	23,1	2,8		9,4	0,7	
		9	21	17	3,4	14,5	12	0,3	
		10	22					5	
14	Кремний . . . . .	10	24	17,9	3,3		9,7	0,2	$T_{1/2}$ дано для перехода на $1^+$ -уровень $Al^{24} (0,5 \text{ Мэв})$
		11	25	11	3,7	15,2	11,6	0,4	
		12	26	0,6	5,5	18,8	4,1	1,7	
		19	33	$-( <12,4)$		$<6,1$	$>4,2$	?	$(\beta^-)$
15	Фосфор . . . . .	11	26	-			15,6	?	
		12	27	7,5	0,7		10,9	0,3	$T_{1/2}$ дано для перехода на $1/2^+$ -уровень $Si^{27} (0,9 \text{ Мэв})$

16	Сера . . . . .	12	28	12,1	2,2		10,5	0,2	$T_{1/2}$ дано для перехода на $\sim 1,5$ Мэв-уровень $P^{23}$ $T_{1/2}$ дано для перехода на $3/2^+$ -уровень $P^{29}$ ( $\sim 1,4$ Мэв) $T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$	
			13	29	5	3,1	15,5	12,4		0,4
			14	30	-5,2	4,4	18,5	5,1		2
17	Хлор . . . . .	23	39	-( $<12,7$ )		$<5,5$	$>5,6$	?	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$	
			13	30		0,9	$\sim 17,0$	?		
			14	31	1,8	0,6		10,6		2
18	Аргон . . . . .	14	32	6,9	2,5		$<20$	1	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$ $T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$	
			15	33	0,2	3,3	15,1	10,8		0,7
			16	34	-8,6	4,6	17,2	4,7		1
19	Калий . . . . .		24	42	-( $>20$ )		$>6,5$	$<2,6$	?	$(\beta^-)$ $T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$
			14	33	$>15,3$	-( $>0,8$ )		(14,1)	$(<0,1)$	
			15	34	8,1	-0,3	$>15,6$	(15,7)	(0,1)	
			16	35	-1,1	0,1	17,6	10,6	0,7	
20	Кальций . . . . .		17	36	-6,7	1,7	14	$<12$	0,8	$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$ $T_{1/2}$ дано для переходов с $\Delta T=0$
			16	36	4	2,5		9,7	0,5	
			17	37	-2	2,9	14,4	10,9	0,5	
21	Скандий . . . . .		18	38	-10,6	4,4	17	5,8	(0,7)	$T_{1/2}$ дано для перехода на $\sim 2,7$ Мэв-уровень $Ca^{37}$
			16	37	14	-0,7		(15)	(0,05)	
			17	38	6,3	-0,2	16,1	(15,9)	(0,5)	
22	Титан . . . . .		18	39	-2,9	0,6	17,6	11,7		$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$ Для всех последующих изотопов $T_{1/2}$ считалось для переходов с $\Delta T=0$
			16	38	21	0,6		13,7	0,5	
			17	39	13,1	0,8	16,3	15	0,3	
			18	40	2,0	2,6	19,5	10,2	0,4	
			19	41	-4,4	2,8	14,8	11,6	0,4	
			20	42	-13,7	4,2	17,7	5,6	0,5	
			21	43	-17,1	4,3	11,8	5,5	(0,6)	
23	Ванадий . . . . .		16	39	$>29,6$	-( $>1$ )				$T_{1/2}$ дано для перехода с $\Delta T=0$ Для всех последующих изотопов $T_{1/2}$ считалось для переходов с $\Delta T=0$
			17	40	22,2	-1,7	$>16,4$			
			18	41	10,9	-0,6	19,6	14,3	0,2	
			19	42	3,2	-0,1	16,1	16	0,2	
			20	43	-6,5	0,4	18,2	9,5	0,3	
			21	44	-11,5	2,2	13,5	12,1	0,3	
			22	45	-19	1,9	15,8	5,7	0,3	

	Элемент	N	A	(M-A), Мэв	$E_p$ , Мэв	$E_n$ , Мэв	$E_\beta$ , Мэв	$T_{1/2\beta}$ , сек	Примечание
24	Хром . . . . .	18	42	<18	—(<0,2)		(<13,8)	(0,2)	
		19	43	9	1,9	<17,4	14,5	0,2	
		20	44	—2,3	3,4	19,7	8,2	0,2	
		21	45	—7,6	3,6	13,7	10,4	0,2	
		22	46	—16,8	5,2	17,6	5,7	(1,1)	
		23	47	—21,2	5,3	12,8	6	(0,4)	
		25	Марганец . . . . .	19	44	16,6	0		(17,9)
20	45			5,9	—0,6	19,1	(12,5)	(0,2)	
21	46			—0,8	0,8	15,1	15	0,2	
22	47			—10,1	0,9	17,7	10	0,2	
23	48			—16,1	2,5	14,4	11,8	0,2	
24	49			—23,8	2,5	16,1	6,2	(0,4)	
26	Железо . . . . .	20	46	11,3	2,2		11,1	>0,2	
		21	47	4,4	2,4	15,3	13,5	>0,2	
		22	48	—5,8	3,4	18,6	9,3	>0,2	
		23	49	—11,9	3,4	14,5	10,8	0,2	
		24	50	—20,9	4,7	17,4	6,3	0,2	
		25	51	—25,7	5,1	13,2	6,4	0,2	
27	Кобальт . . . . .	20	47	20	—1,1		(17)	>0,2	
		21	48	12,2	—0,2	16,2	(13)	>0,2	
		22	49	2,1	—0,3	18,6		>0,2	
		23	50	—5,2	0,9	15,4	14,7	>0,2	
		24	51	—14,1	0,8	17,3	10,6	>0,2	
		25	52	—20,2	2,1	14,5	12	>0,2	
		26	53	—(<27,4)	>1,9	15,5	6,6	>0,2	
28	Никель . . . . .	20	48	25,8	1,4		12,6	0,1	
		21	49	18,2	1,5	16	15,1	0,1	
		22	50	7,1	2,3	19,5	11,3	0,1	
		23	51	—0,1	2,4	15,6	13,2	0,1	
		24	52	—10	3,4	18,3	9,2	0,1	
		25	53	—16,2	3,4	14,6	>10,2	>0,2	
		26	54	—24,8	5	17	6	>0,2	
		27	55	—30	6,6	13,5	6,9	>0,2	

29	Медь . . . . .	20	49	37	-3,7					
		21	50	27,9	-2,2	17,5				
		22	51	17,1	-2,5	19,2				
		23	52	9	-1,5	16,5				
		24	53	-1,6	-0,9	19	(13,6)	(0,1)		
		25	54	-8,8	0,1	15,6	15,0	0,1		
		26	55	-17,8	0,4	17,4	11,2	0,1		
		27	56	-23,6	1,1	14,2	<13,2	0,1		
		28	57	-31,8	>1,7	16,6	7	(0,18)		
		30	Цинк . . . . .	23	53	16,2	0,4		16,8	<0,1
24	54			5,3	0,7	19,3	13,1	<0,1		
25	55			-2,4	1,2	16	14,4	<0,1		
26	56			-12,4	2,2	18,4	10,2	<0,1		
27	57			-18,7	2,7	14,7	12	<0,1		
28	58			-26,8	2,7	16,5	<6,8	<0,1		
29	59			-30,6	>3,6	12,2	7,3	<0,1		
31	Галлий . . . . .			24	55	16,1	-3,2			
				25	56	7,2	-2	17,3		
				26	57	-3,2	-1,6	18,8		
		27	58	-10,1	-1	15,3	(15,7)	(<0,1)		
		28	59	-18,9	-0,3	17,2	(10,7)	(<0,1)		
		29	60	-23,7	0,7	13,2		<0,1		
		30	61	-29,5		14,2		<0,1		
		32	Германий . . . . .	25	57	15,6	-0,8		(17,8)	(<0,1)
				26	58	3,9	0,5	20,1	13	<0,1
				27	59	-3,5	1	15,8	14,4	<0,1
28	60			-13,2	1,9	18,2	9,5	<0,1		
29	61			-18,4	2,3	13,6	10,1	<0,1		
30	62			-25,5	3,6	15,5		<0,1		
33	Мышьяк . . . . .			26	59	14,5	-3			
		27	60	6,3	-2,2	16,7				
		28	61	-3,7	-1,9	18,4				
		29	62	-10	-0,8	14,8	(14,5)	(<0,1)		
		30	63	-17,4	-0,5	15,7	15,7	<0,1		

Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с  $A=62-63$

Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с  $A=63-65$

По-видимому, устойчивы изотопы с  $A=64-67$

	Элемент	<i>N</i>	<i>A</i>	( <i>M-A</i> ), Мэв	<i>E<sub>p</sub></i> , Мэв	<i>E<sub>n</sub></i> , Мэв	<i>E<sub>β</sub></i> , Мэв	<i>T</i> <sub>1/2β</sub> , сек	Примечание
34	Селен . . . . .	27	61	14,7	-0,8		(17,4)	(<0,1)	Устойчивы также пока не обнаруженные изотопы с <i>A</i> =65—69
		28	62	3,2	0,7	20	12,2	<0,1	
		29	63	-3,3	0,9	15	13,1	<0,1	
		30	64	-11,7	1,9	16,8		<0,1	
35	Бром . . . . .	27	62	25,3	-3				Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =73
		28	63	14,1	-3,3	19,7			
		29	64	6,5	-2,2	16,0			
		30	65	-2	-2,1	16,9			
36	Криптон . . . . .	28	64	22,3	-0,6		(14,8)	(<0,1)	Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =76
		29	65	14,5	-0,4	16,3		(<0,1)	
		30	66	4,9	0,7	18		(<0,1)	
37	Рубидий . . . . .	28	65	34,3	-4,4				Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =81
		29	66	25,5	-3,4	17,2			
		30	67	15,9	-3,4	18			
38	Стронций . . . . .	29	67	34,6	-1,5				Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =81
		30	68	24	-0,5	19		(<0,05)	
39	Иттрий . . . . .	30	69	36	-4,4				Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =82
40	Цирконий . . . . .	30	70	45,4	-1,8				Сейчас известны изотопы, начиная с <i>A</i> =86

сверхновых звезд<sup>21а</sup>. По существу, единственной работой, в которой достаточно корректно рассматривается вопрос об устойчивости ядер по отношению к испусканию нейтрона, является работа П. Э. Немировского<sup>11</sup>. Его выводы основаны на имеющихся сведениях о величине «оптического» потенциала  $U(r)$ , описывающего взаимодействие нейтрона с ядром. Выбрав величину, форму и изотопическую зависимость (т. е. зависимость от  $A$  и  $Z$ ) потенциала  $U(r)$  из опыта, П. Э. Немировский вычислил энергии связанных состояний для нейтрона, учитывая  $U(r)$ . Полное число связанных состояний, очевидно, сразу же дает нам максимальное число нейтронов в ядре с данным  $Z$ . Результаты расчета изображены на рис. 8 ломаной линией  $\mathcal{E}$ . Предсказанная таким образом граница устойчивости должна быть близка к истинной для достаточно тяжелых ядер. При переходе к легким ядрам точность ухудшается. При больших  $Z$  и  $N$  кривая Немировского практически совпадает с рассчитанной Камероном<sup>12</sup> с помощью усовершенствованной формулы Вейцекера. Несколько лет назад Уилер<sup>22</sup>, рассматривая вопрос о числе нейтронов, которые могут прилипнуть к тяжелому ядру, пришел к выводу, что при  $Z \sim 90 \div 100$  могут существовать ядра с  $A = 500 - 600$ . Немировским было замечено, что обычная формула Вейцекера, которой пользовался Уилер, несправедлива вблизи границы устойчивости. Кроме того, ее нельзя экстраполировать на такие большие значения  $A$ . По этим причинам выводы Уилера недостоверны.

Другой подход к проблеме сверхтяжелых ядер был применен в работе<sup>9</sup>, где рассматривается крайний случай очень большого ядра, состоящего из одних нейтронов. Если такие ядра существуют, то их плотность заведомо меньше плотности обычных ядер, и можно говорить о ферми-газе с малой плотностью. В таком газе кинетическая энергия сталкивающихся частиц мала и основную роль играет взаимодействие нейтронов, сталкивающихся в  $S$ -состоянии; таким образом, взаимодействие имеет место только для пар нейтронов с противоположным спином.

Взаимодействие в  $S$ -состоянии при этих условиях целиком определяется длиной рассеяния, которая для системы  $n-n$  должна составлять около  $a = 20 \cdot 10^{-13}$  см. Знак  $a$  соответствует взаимному притяжению двух нейтронов. Сечение рассеяния при этом дается, как известно, формулой

$$\sigma = 4\pi a^2 \frac{1}{1 + a^2 p^2},$$

где  $a$  — длина рассеяния,  $p$  — импульс относительного движения двух нейтронов. Рассеяние частиц влияет на среднюю энергию системы как слабый потенциал взаимодействия, для которого

$$VR^3 \sim -\frac{\hbar^2}{m} \sqrt{\sigma}.$$

В пределе при совсем малой плотности  $\rho < 0,001 \rho_0$  ( $\rho_0$  — ядерная плотность)

$$p \ll \frac{1}{a} \text{ и } \sigma = 4\pi a^2 = \text{const},$$

средняя потенциальная энергия частицы порядка  $-\hbar^2/m a \rho$ ; она меньше кинетической энергии частицы, пропорциональной  $\rho^{2/3}$ ; в таком разреженном состоянии жидкость заведомо не образуется. При  $\rho > 0,001 \rho_0$ ,  $\sigma \sim 4\pi \hbar^2/p^2$  и, учитывая, что  $p \sim \rho^{1/3}$ , найдем, что потенциальная энергия — того же порядка и также зависит от плотности ( $\sim \rho^{2/3}$ ), как и кинетическая энергия. Учет только парных взаимодействий численно приводит к выводу, что полная энергия отрицательна;  $U_{\text{пот}} = -4/3 \bar{E}$ ;  $U_{\text{пот}} + \bar{E}_{\text{кин}} = -1/3 \bar{E}_{\text{кин}}$ , однако, как отмечено в работе<sup>9</sup>, этот вывод (из которого следовало бы существование нейтронной жидкости) отнюдь не является окончательным; влияние тройных столкновений и столкновений

высшей кратности легко может изменить знак энергии; расчет их представляет собой весьма трудную задачу, не решенную и в настоящее время. Поэтому остается открытым вопрос о существовании ядер, состоящих из одних лишь нейтронов.

Предположим, однако, что такие ядра возможны. Благодаря поверхностному натяжению, должен существовать определенный критический размер нейтронной капли, т. е. минимальное число нейтронов, при котором возможно существование нейтронного ядра. Если они существуют, начиная с некоторого значения числа нейтронов  $N_0$ , то, очевидно, существует целая область сверхтяжелых ядер, расположенная на рис. 8 вблизи нейтронной оси. При этом в зависимости от величины эта область либо как-то смыкается с областью известных нам ядер (рис. 8, а), либо образует отдельный остров (рис. 8, б).

Может оказаться, однако, что более точные расчеты докажут невозможность существования нейтронных ядер. В этом случае многообразие стабильных ядер ограничивается лишь показанным на рис. 8 небольшим сигарообразным островком на плоскости ( $NZ$ ).

*Примечание при корректуре.* В последнее время появилась работа Брюкнера, Гаммеля и Кубиса (K. Brueckner, J. Gammel, J. Kubis, Phys. Rev. 118, 1095 (1960)), в которой рассматривается вопрос о нейтронной жидкости. Учитывая при малой плотности только попарные взаимодействия и зависимость длины рассеяния от энергии, авторы приходят к выводу о том, что нейтронная жидкость не существует. Вывод этот не является окончательным, так как в рассматриваемой области плотность, хотя и мала по сравнению с обычной ядерной плотностью, не мала по сравнению с  $1/a^3$ .

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. F. A j z e n b e r g - S e l o v e and T. L a u r i t s e n, Nucl. Phys. 11, № 1 (1959); В. А. Кравцов, УФН 65, 451 (1958); J. S t r o m i n g e r, J. H o l l a n d e r, G. S e a b o r g, Rev. Mod. Phys. 30, № 2b (1958).
2. А. И. Базь, Я. А. Смородинский, УФН 55, 215 (1955).
3. D. C. P e a s l y, Phys. Rev. 95, 717 (1954).
4. Р. Хофштадтер, УФН 63, 693 (1957).
5. N. S w a m y and A. G r e e n, Phys. Rev. 112, 1719 (1958).
6. В. И. Гольданский, ЖЭТФ 39, 497 (1960); Nucl. Phys. (в печати).
- 6а. В. С. Джелепов, Изв. АН СССР, сер. физ. 15, 498 (1951).
7. Г. Ф. Богданов, Н. А. Власов, С. П. Калинин, Б. В. Рыбаков, В. А. Сидоров, Атомная энергия 3, № 9, 204 (1957).
8. А. И. Базь, Атомная энергия 6, № 5, 571 (1959).
9. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 38, 1123 (1960).
10. M. G. M a y e r, Phys. Rev. 78, 22 (1950); D. K u r a t h, Phys. Rev. 88, 804 (1952).
11. П. Э. Немпровский, ЖЭТФ 36, 889 (1959); 33, 746 (1957).
12. A. G. S a m e r o n, Отчет CRP-690. 1957, Chalk River (Canada).
13. M. L. P o o l, D. N. K u n d y a. o., Phys. Rev. 82, 305 (1951); K. W. A l l e n, E. A l m q v i s t a. o., Phys. Rev. 82, 262 (1951); F. W. F e n n i n g, F. R. H o l t, Nature 165, 722 (1950).
14. С. B l a n c h a r d, R. W i n t e r, Phys. Rev. 107, 774 (1957).
15. R. S e n s e, В. M o y e r, Труды Вашингтонской конференции по фотоядерным реакциям, 1958.
16. G. T a u t f e s t, Phys. Rev. 111, 1162 (1958).
17. В. И. Гольданский, ЖЭТФ 38, 1637 (1960).
18. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ 38, 278 (1960).
19. А. И. Базь и Я. А. Смородинский, Труды Парижской конференции по ядерным реакциям, 1958.
20. А. Т. Варфоломеев, ЖЭТФ 35, 90, 224 (1953).
21. D. A. K e l l o g g, Phys. Rev. 90, 224 (1953).
- 21а. A. G h i o r s o a. o., Phys. Rev. 99, 1048 (1955).
22. Дж. Уилер, см. сб. «Нильс Бор и физика», М., ИЛ, 1958, стр. 214; F. W e r n e r and J. W h e e l e r, Phys. Rev. 109, 126 (1958).