

# СТРУКТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ И СИСТЕМАТИКИ АЛЬФА-ПЕРЕХОДОВ ДЛЯ ЯДЕР $C 52 \leq Z \leq 90$

*В. М. Вахтель, Н. А. Головкин, К. Я. Громов,  
Р. Б. Иванов, С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин,  
М. А. Михайлова, А. В. Токмаков, В. И. Фурман,  
В. Г. Чужин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На основе не  $R$ -матричного подхода к теории  $\alpha$ -распада проведен систематический анализ существующих экспериментальных данных по вероятностям  $\alpha$ -переходов. С использованием оболочечной модели дано последовательное объяснение влияния ядерной структуры на абсолютные и относительные вероятности  $\alpha$ -распада. Сделан ряд теоретических предсказаний, стимулирующих новые эксперименты.

A systematic analysis of experimental data on alpha-transitions of heavy nuclei has been drawn in the frame of the non- $R$ -matrix approach of alpha-decay theory. On the basis of the shell model the consistent explanation of the nuclear structure effects on absolute and relative probabilities of alpha-decay has been developed. Some theoretical predictions stimulating new experiments have been proposed.

## ВВЕДЕНИЕ

Изучение  $\alpha$ -распада — одно из традиционных направлений ядерной физики. Результаты соответствующих экспериментальных и теоретических исследований обобщены в ряде монографий [1—4]. Экспериментальные данные о вероятностях  $\alpha$ -переходов вместе с их обработкой по одночастичной теории  $\alpha$ -распада включаются в полную сводку сведений об изотопах, которые суммируются в периодически издающихся компиляциях типа [5]. Заметим, что в большинстве книг [1—3, 6] и обзоров [7, 8] для анализа и систематики данных использовалась  $R$ -матричная теория  $\alpha$ -распада, которая, и то с определенными ограничениями, может претендовать на объяснение [9—14] относительных вероятностей  $\alpha$ -переходов. Проблему же абсолютных вероятностей  $\alpha$ -переходов удалось удовлетворительно поставить и решить лишь на основе не  $R$ -матричных вариантов теории  $\alpha$ -распада [4, 15—22].

Данный обзор посвящен детальному анализу накопленных к настоящему времени экспериментальных данных с последовательным использованием аппарата и идей не  $R$ -матричной теории  $\alpha$ -распада. Представленный ниже материал является дополнением и развитием результатов, изложенных в монографии [4].

1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  $\alpha$ -РАСПАДА

1. Экспериментальные свойства  $\alpha$ -переходов. На рис. 1 представлены ядра, для которых экспериментально обнаружен  $\alpha$ -распад, в том числе и сравнительно недавно полученные нейтрондефицитные ядра с  $Z = 52 \div 56$  [23—24]. У четверти этих ядер измерено только значение  $Q_\alpha$ , и у 10 % приведенных на рисунке нуклидов наблюдался

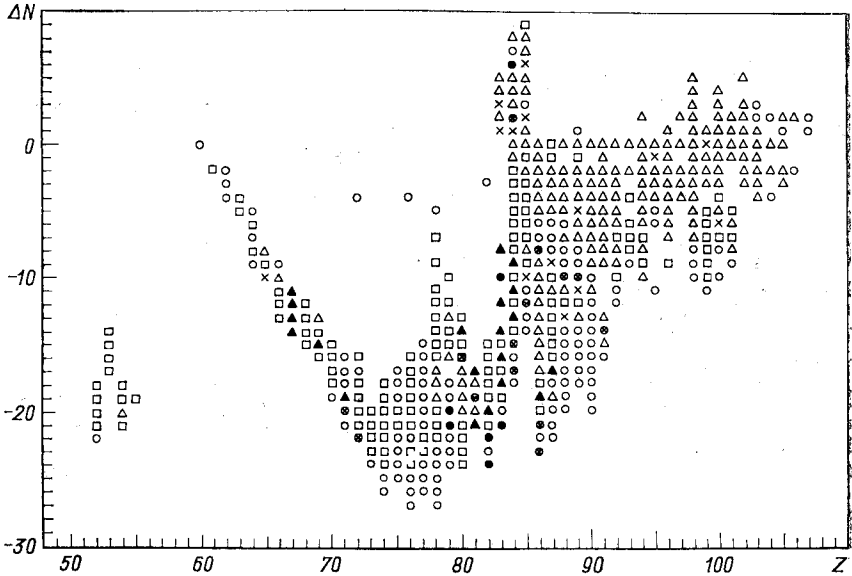


Рис. 1. Альфа-радиоактивные нуклиды.  $\Delta N$  — разность числа нейтронов в данном нуклиде, отсчитанная от значения  $N$  изотопа, лежащего в долине  $\beta$ -стабильности:

обозначения;  $\circ$  — известны только  $Q_\alpha$  и  $T_{1/2}$ ;  $\square$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ ,  $T_{1/2}^\alpha$ ;  $\triangle$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ ,  $T_{1/2}^\alpha$  и обнаружена тонкая структура (т. с.)  $\alpha$ -спектра;  $\otimes$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ , известен  $\alpha$ -распад изомерного состояния ( $m$ );  $\bullet$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ , (т. с.);  $\times$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ ,  $T_{1/2}^\alpha$ , (т. с.), ( $m$ );  $\blacktriangle$  —  $Q_\alpha$ ,  $T_{1/2}$ ,  $T_{1/2}^\alpha$ , ( $m$ )

$\alpha$ -распад их изомерных состояний. В ближайшие годы можно ожидать существенного увеличения числа идентифицированных  $\alpha$ -излучателей в связи с развитием методов получения сильнейтрондефицитных изотопов, в частности, в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, а также в реакции глубокого расщепления.

Вероятность  $\alpha$ -распада определяется энергией перехода и квантовыми характеристиками начального  $i$  (в родительском ядре  ${}^A_Z X_N$ ) и конечного  $f$  (в дочернем ядре  ${}^{A-4}_{Z-2} Y_{N-2}$ ) состояний. Состояние  $i$  будем характеризовать спином  $J_i$ , четностью  $\pi_i$  и другими квантовыми числами  $\sigma_i$ . При  $\alpha$ -распаде могут заселяться как основное, так и

возбужденные состояния  $J_f$ ,  $\pi_f$ ,  $\sigma_f$  дочернего ядра. Поскольку  $\alpha$ -частица имеет спин  $S_\alpha = 0$ , то уносимый ею момент совпадает с орбитальным моментом  $L$  относительного движения  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра, причем величина  $L$  с учетом законов сохранения четности и полного спина системы подчиняется следующим правилам отбора:

$$|J_i - J_f| \leq L \leq |J_i + J_f|; \quad \pi_i = (-1)^L \pi_f. \quad (1)$$

Экспериментально измеряемая энергия  $\alpha$ -частицы  $E_c$  в канале  $c$ , определяемом квантовыми числами  $c \equiv L, J_f, \pi_f, \sigma_f$ , выражается через энергию  $Q_c$  относительного движения  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра, а также энергию экранировки  $E_{\text{эк}}$ :

$$E_c = (A - 4) Q_c / A - E_{\text{эк}}, \quad (2)$$

причем

$$Q_c = Q_0 + E_i^* - E_f^*, \quad (3)$$

а  $Q_0$  соответствует переходу между основными состояниями родительского и дочерних ядер:

$$Q_0 = B_{J_{i_0} \pi_{i_0} \sigma_{i_0}} - B_{J_{f_0} \pi_{f_0} \sigma_{f_0}} - B_\alpha. \quad (4)$$

В формулах (3), (4)  $E_i^*$  и  $E_f^*$  — энергии возбуждения родительского и дочернего ядер;  $B_{J_0 \pi_0 \sigma_0}$  — энергия связи основного состояния нуклида, а  $B_\alpha = +28,297$  МэВ — энергия связи  $\alpha$ -частицы. Энергия экранировки, эВ, в (3) может быть представлена в виде [1]:

$$E_{\text{эк}} = 64,3 (Z)^{7/5} - 80 (Z)^{2/5}. \quad (5)$$

Нерегулярный характер зависимости  $Q_c$  от  $N$  и  $Z$  приближенно описывается [25, 26] полуэмпирической формулой масс ядер с включением оболочечных поправок. Наличие минимума в значениях  $Q_0$  при  $Z = 82$  и  $N = 124$  и увеличение  $Q_0$  при переходе из долины  $\beta$ -стабильности к нейтронодефицитным ядрам определяет резкую асимметрию в числе изученных  $\alpha$ -распадных ядер с  $\Delta N > 0$  и  $\Delta N < 0$ , отраженную на рис. 1.

Парциальная ширина  $\alpha$ -распада  $\Gamma_c$  в канал  $c$  выражается через полный период полураспада  $T_{1/2}$  состояния родительского ядра соотношением

$$\Gamma_c = \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2}} \frac{\alpha}{100} \frac{\alpha_c}{100} \equiv \frac{\hbar \ln 2}{T_{1/2c}^{(\alpha)}}, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — полная доля  $\alpha$ -распада;  $\alpha_c = \Gamma_c / \Gamma_\alpha$  — доля данного канала  $c$  от полной ширины  $\alpha$ -распада  $\Gamma_\alpha = \sum_c \Gamma_c$  ( $\alpha$  и  $\alpha_c$  выражены в процентах).

**2. Одночастичная модель  $\alpha$ -распада и закон Гейгера — Неттола.** Для  $\alpha$ -переходов между основными состояниями четно-четных ядер Гейгером и Неттолом обнаружена эмпирическая закономерность, свя-

зывающая парциальный период полураспада  $T_{1/2}^{(\alpha)}$  и энергию  $Q_0$ :

$$\lg T_{1/2}^{(\alpha)} = A(Z) + B(Z)/\sqrt{Q_0}, \quad (7)$$

где  $A(Z)$  и  $B(Z)$  — величины, не зависящие от  $Q_0$ . На рис. 2, а приведена линейная зависимость  $\lg T_{1/2}^{(\alpha)}$  от  $Q_0^{-1/2}$  для изотопов Hg, Pt, Po, Rn, Ra, Th. Следует подчеркнуть, что для цепочек изотопов Po, Rn, Ra, Th, у которых число нейтронов проходит через  $N = 126$ ,

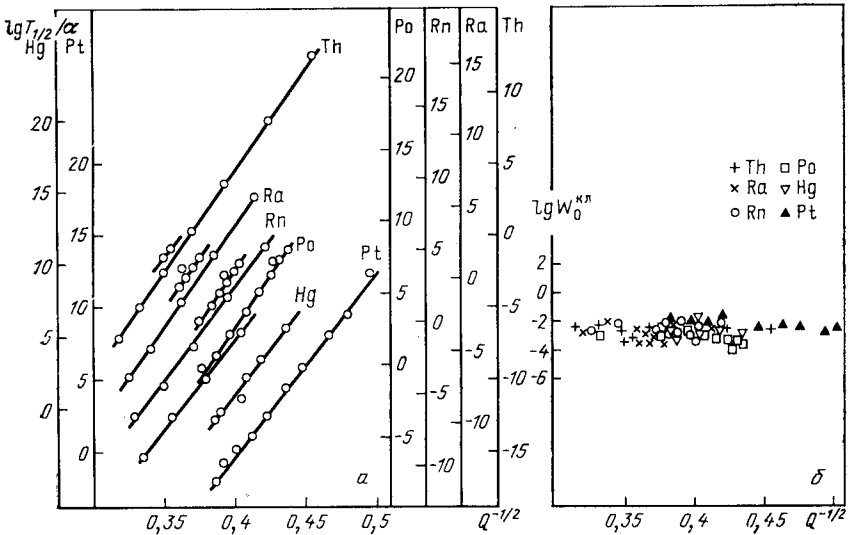


Рис. 2. Зависимость от энергии  $\alpha$ -распада парциального периода полураспада  $T_{1/2}^{(\alpha)}$  (а) и кластерных спектроскопических факторов  $W_0^{K\pi}$  (б) для некоторых четно-четных изотопов

наблюдается две ветви прямых (7), отличающихся как факторами наклона  $B(Z)$ , так и значениями  $A(Z)$ , т. е. на самом деле величины  $A$  и  $B$  в (7) зависят не только от  $Z$ , но и от  $N$ .

Качественное объяснение закона Гейгера — Неттола было получено в [27, 28] на основе одночастичного варианта теории  $\alpha$ -распада, в котором парциальная ширина  $\Gamma_c$  имеет вид

$$\Gamma_c = \hbar \nu_c P_c, \quad (8)$$

где  $\nu_c$  — частота «ударов»  $\alpha$ -частицы о потенциальный барьер, а  $P_c$  — вероятность прохождения точечной  $\alpha$ -частицы через него. В квазиклассическом приближении для  $L = 0$  величина  $P_c$  имеет вид [2]:

$$P_c = \exp \left( -2\pi\eta + 2\eta \arccos \frac{\eta - \rho}{\eta} + 2\rho\tilde{k} \right), \quad (9)$$

где

$$\rho = k_c R_c, \quad \tilde{k} = (2\eta/\rho - 1)^{1/2}, \quad \eta = 2Ze^2/\hbar v_c,$$

а  $k_c$ ,  $v_c$  и  $R_c$  — волновое число, скорость и радиус канала  $s$  соответственно. При подстановке (8) и (9) в (6) и последующем логарифмировании возникает выражение, близкое по форме к (7) при условии постоянства величины  $v_c$  [2, 3].

**3. Структурные эффекты в  $\alpha$ -распаде и экспериментальные факторы запрета.** Если попытаться построить зависимость типа закона Гейгера — Неттола для  $\alpha$ -переходов из основных состояний нечетных и нечетно-нечетных ядер, а также для  $\alpha$ -переходов из возбужденных состояний родительских ядер или на возбужденные состояния дочерних ядер, то соответствующие точки, во-первых, не лягут на линии, отвечающие  $\alpha$ -переходам между основными состояниями четно-четных ядер, и, во-вторых, распределение этих точек будет носить нерегулярный характер. Это означает, что величина  $v_c$  в формуле (8) существенно зависит от структуры состояний ядер, связываемых  $\alpha$ -переходом. Для количественной характеристики указанной зависимости обычно используются так называемые факторы запрета, стандартное определение которых имеет вид [1—3, 5]:

$$F_L(\text{ч. ч}) = \frac{\Gamma_0(\text{ч. ч})}{\Gamma_c(\text{ч. ч})}; \quad (10)$$

$$F_L^N(\text{ч. н}) = \frac{\Gamma_0(\text{ч. н}-1) + \Gamma_0(\text{ч. н}+1)}{2\Gamma_c(\text{ч. н})}; \quad (11)$$

$$F_L^Z(\text{н. ч}) = \frac{\Gamma_0(\text{н}-1, \text{ч}) + \Gamma_0(\text{н}+1, \text{ч})}{2\Gamma_c(\text{н. ч})}; \quad (12)$$

$$F_L^{NZ}(\text{н. н}) = \frac{\Gamma_0(\text{н}-1, \text{н}-1) + \Gamma_0(\text{н}+1, \text{н}+1) + \Gamma_0(\text{н}-1, \text{н}+1) + \Gamma_0(\text{н}+1, \text{н}-1)}{4\Gamma_c(\text{н. н})}, \quad (13)$$

где первый (второй) индекс ч или н указывает на четность или нечетность числа протонов (нейтронов) родительского ядра.

В формулах (10)—(13)  $\Gamma_c$  — экспериментальная парциальная ширина для исследуемого канала  $\alpha$ -распада  $s$ , а  $\Gamma_0$  — ширина, рассчитываемая по формуле (7), при подстановке в нее значений  $Z$  и  $Q_c$ , соответствующих изучаемому  $\alpha$ -переходу. В общем случае для всех  $\alpha$ -переходов рассчитываются факторы запрета  $F_0$  в предположении, что  $L = 0$ . Когда известны значения  $L$ , вычисляются также приведенные факторы запрета  $F_L$ , учитывающие влияние центрбежного барьера на ширину  $\Gamma_c$ .

По значениям  $F_0$  все  $\alpha$ -переходы можно разделить на три основные группы. К первой группе относятся  $\alpha$ -переходы с  $L = 0$  и  $F_0 \leq 5$ , называемые облегченными. Вторую группу образуют  $\alpha$ -переходы с  $L \neq 0$  и  $3 < F_0 \leq 100$ , называемые полублегченными. Третья группа включает  $\alpha$ -переходы с  $L \neq 0$ ,  $10 < F_0 < 1000$  и соответствует необлегченным  $\alpha$ -переходам.

Кроме указанных групп экспериментально наблюдаются  $\alpha$ -переходы со значениями  $F_0 = 10^4 \div 10^7$ , соответствующие так называемым конфигурационно запрещенным  $\alpha$ -переходам.

Заметим, что последовательное объяснение классификации  $\alpha$ -переходов по степени облегченности стало возможным лишь после появления многочастичных вариантов теории  $\alpha$ -распада. Действительно, с точки зрения одночастичной теории (8) факторы запрета  $F_L$  (10)–(13) выражаются через отношения частот  $\nu_c$  для облегченных и исследуемых переходов. Тот факт, что значения  $\nu_c$  меняются на три порядка (и более!), в принципе, не может быть понят в рамках одночастичного подхода. Для объяснения поведения  $\nu_c$  необходимо последовательно учесть влияние структуры состояния родительского и дочернего ядер на ширину  $\Gamma_c$ .

Исторически первым многочастичным вариантом теории  $\alpha$ -распада был  $R$ -матричный вариант, в котором на основе теории ядерных реакций при низких энергиях [29] было получено следующее выражение для ширины  $\alpha$ -распада [30]:

$$\Gamma_c = 2k_c \frac{1}{\bar{G}_c^2(R_c)} \gamma_c^2(R_c), \quad (14)$$

где  $\bar{G}_c(R_c)$  — нерегулярное решение одночастичного уравнения Шредингера, учитывающего, кроме кулоновского, еще и ядерное взаимодействие  $\alpha$ -частицы с дочерним ядром;  $\gamma_c(R_c)$  — амплитуда приведенной ширины  $\alpha$ -распада, выраженная через определенный ниже формулой (16)  $\alpha$ -частичный фактор  $\psi_c(R_c)$  соотношением

$$\gamma_c(R_c) = \frac{\hbar}{\sqrt{2MR_c}} \psi_c(R_c), \quad (15)$$

где  $M$  — приведенная масса  $\alpha$ -частицы;  $R_c$  — «радиус» канала  $c$ .

Используя в формуле (14) экспериментальные значения  $\Gamma_c^e$  и рассчитывая функцию  $\bar{G}_c(R_c)$ , можно получить значения  $\gamma_c^2(R_c)^e$  и с их помощью провести классификацию  $\alpha$ -переходов. В настоящее время широко используются две схемы расчета  $\gamma_c^2(R_c)^e$ . Если в качестве  $R_c$  выбрать значение, соответствующее внутренней точке поворота, а величину  $\bar{G}_c^2(R_c)$  рассчитать квазиклассически с учетом ядерного потенциала взаимодействия  $\alpha$ -частицы с дочерним ядром, то  $\gamma_c^2(R_c)^e$  окажется пропорциональной величине  $\delta_c^2(R_c)$ , полученной в работе [10].

В другом варианте [7] получения приведенных ширин  $\gamma_c^2(R_c)$  значение  $R_c$  выбирается в виде  $R_c = 1,55 A^{1/3}$  фм, а функция  $\bar{G}_c(R_c)$  заменяется нерегулярной кулоновской функцией  $G_c(R)$ , которая рассчитывается по квазиклассическим формулам.

Наибольшие значения  $\gamma_c^2(R_c)^e$  получаются для облегченных  $\alpha$ -переходов между основными состояниями четно-четных ядер. Относительное замедление всех остальных  $\alpha$ -переходов в рамках  $R$ -матричной теории характеризуют факторами запрета  $\text{HF}_0^R$  [6], опреде-

ляемыми формулами (10)—(13), в которых величины  $\Gamma_c$  и  $\Gamma_0$  должны быть заменены соответствующими приведенными ширинами  $\gamma_c^2(R_c)^a$ . При этом абсолютные значения и иерархия по типам  $\alpha$ -переходов факторов запрета  $\text{HF}_0^R$  находятся в разумном согласии с аналогичными характеристиками введенных выше факторов запрета  $F_0$ .

Поведение величин  $\gamma_c^2(R_c)^a$  в зависимости от  $N$ ,  $Z$  и типа  $\alpha$ -перехода, а следовательно, и поведение факторов запрета  $\text{HF}_0^R$  могут быть сопоставлены с соответствующими зависимостями теоретических величин  $\gamma_c^2(R_c)^{ob}$  и  $\text{HF}_0^{ob}$ , рассчитанными с помощью многочастичной оболочечной модели. Однако при таком сопоставлении необходимо иметь в виду, что  $\gamma_c^2(R_c)^a$  (14) последовательно определены в области значений  $R_c$ , где  $\alpha$ -частица и дочернее ядро полностью сформированы (кластерная область). В то же время теоретические приведенные ширины  $\gamma_c^2(R_c)^{ob}$  могут быть корректно рассчитаны в области сильного перекрывания фрагментов  $\alpha$ -распада, где они сливаются в родительское ядро, теряя свою индивидуальность (оболочечная область).

Поскольку кластерная и оболочечная области не перекрываются, то невозможно выбрать единое значение  $R_c$ , при котором  $\gamma_c^2(R_c)^a$  и  $\gamma_c^2(R_c)^{ob}$  одновременно корректно определены. Поэтому обычно используемые в  $R$ -матричной теории рецепты [1—3] выбора радиуса  $R_c$ , лежащего в кластерной области (см. выше), хотя и объясняют относительное (по  $Z$ ,  $N$  и типу  $\alpha$ -перехода) поведение  $\gamma_c^2(R_c)^a$ , но не позволяют воспроизвести их абсолютные значения из-за нефизической экстраполяции  $\gamma_c^2(R_c)^{ob}$  за пределы оболочечной области.

Для решения проблемы описания абсолютных и относительных вероятностей  $\alpha$ -распада целесообразно рассмотреть  $\alpha$ -частичный формфактор  $\psi_c$ , определяющий амплитуду приведенной ширины во всей области изменения переменной  $R$ , и на этой основе построить [15—22] рецепт интерполяции  $\psi_c(R)$  между оболочечной и кластерной областями.

## 2. КЛАСТЕРНЫЕ И ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ФОРМФАКТОРЫ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ $\alpha$ -ЧАСТИЦ

### 1. Альфа-частичный формфактор и спектроскопический фактор.

Определим  $\alpha$ -частичный формфактор для канала с следующим образом [19, 20]:

$$\psi_c(R) \equiv \left\langle \hat{A} \left\{ \frac{\delta(R-R')}{R} u_c^{\pi_i J_i M_i} \right\} \middle| \psi_{\sigma_i}^{\pi_i J_i M_i} \right\rangle, \quad (16)$$

где  $\psi_{\sigma_i}^{\pi_i J_i M_i}$  — внутренняя волновая функция родительского ядра;  $u_c$  — каналовая функция;

$$u_c^{\pi_i J_i M_i} = [\psi_{\sigma_i}^{\pi_i J_i M_i} \chi_\alpha Y_{LM_L}(\Omega_R)]_{J_i M_i}, \quad (17)$$

причем  $\chi_\alpha$  — внутренняя волновая функция  $\alpha$ -частицы;  $Y_{LM_L}(\Omega_R)$  — шаровая функция, описывающая относительное движение  $\alpha$ -частицы

и дочернего ядра; символ  $[J_i M_i]$  означает векторную связь моментов дочернего ядра и  $\alpha$ -частицы. В (16)  $\hat{A}$  — оператор антисимметризации между нуклонами  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра; символ  $\langle | \rangle$  означает интеграцию по полному набору переменных ядра  ${}^A_Z X_N$ , включая модуль  $R'$ . Для  $R \leq R_1$ , где точка  $R_1$  лежит в подбарьерной области левее внешней кулоновской точки поворота и определяется условием  $G_c(R_1) \gg F_c(R_1)$  [ $F_c(R)$  — регулярная кулоновская функция], формфактор  $\psi_c(R)$  имеет вид

$$\psi_c(R) = \sqrt{\frac{\Gamma_c}{\hbar v_c}} G_c(R). \quad (18)$$

Для глубокоподбарьерного  $\alpha$ -распада все конфигурационное пространство, в котором определена функция  $\psi_{\sigma_i}^{\pi_i J_i M_i}$ , описывающая квазистационарное состояние  $\alpha$ -распадного ядра, можно разбить на три области [19, 20], связанные с различными значениями переменной  $R$ . Первая область ( $0 \leq R < R_{об} \approx R_A$ ), называемая оболочечной, соответствует внутренней области родительского ядра, в которой справедливы представления оболочечной модели со смешиванием конфигураций и дискретным одночастичным базисом. Вторая область ( $R_{кл} < R \leq R_1$ ), называемая кластерной, соответствует внешней, поверхностной области родительского ядра, где полностью сформированы фрагменты  $\alpha$ -распада. Наконец, третья область (промежуточная) ( $R_{об} < R < R_{кл}$ ) соответствует самой сложной с теоретической точки зрения ситуации — в этой области представления оболочечной модели с ограниченным базисом уже не применимы, и в то же время еще не справедливо представление о полностью сформированных фрагментах  $\alpha$ -распада. Проведя такое разбиение, точный  $\alpha$ -частичный формфактор (16) можно представить в виде суммы

$$\psi_c(R) = \psi_c^{об}(R) + \psi_c^{пр}(R) + \psi_c^{кл}(R), \quad (19)$$

где оболочечный  $\psi_c^{об}(R)$ , промежуточный  $\psi_c^{пр}(R)$  и кластерный  $\psi_c^{кл}(R)$  формфакторы отличны от нуля в соответствующих областях переменной  $R$ .

Отсюда полный  $\alpha$ -частичный спектроскопический фактор

$$W_c = \int_0^{R_1} \psi_c(R)^2 dR \quad (20)$$

аналогично (19) можно представить [19, 20] в виде суммы трех спектроскопических факторов  $W_c^{об}$ ,  $W_c^{пр}$  и  $W_c^{кл}$ , каждый из которых определяется формулой типа (20) в соответствующей области.

**2. Формфактор и спектроскопический фактор  $\alpha$ -частицы в кластерной области.** В кластерной области волновая функция  $\alpha$ -распадного



ядра выражается [19, 20] формулой

$$\psi_{\sigma_i}^{\pi_i J_i M_i} = \sum_c \hat{A} \left\{ \frac{u_c^{\pi_i J_i M_i} \psi_c^{\kappa\lambda}(R)}{R} \right\}, \quad (21)$$

где кластерный формфактор  $\psi_c^{\kappa\lambda}(R)$  при пренебрежении связью каналов  $\alpha$ -распада удовлетворяет одночастичному уравнению Шредингера

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{d^2}{dR^2} + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2MR^2} + V_{\alpha A}^{\kappa\lambda}(R) + V_{\alpha A}^{\text{яд}}(R) - Q_c \right\} \psi_c^{\kappa\lambda}(R) = 0 \quad (22)$$

с граничным условием

$$\psi_c^{\kappa\lambda}(R) \xrightarrow{R \rightarrow R_1} \sqrt{\frac{\Gamma_c k_c}{2Q_c}} G_c(R). \quad (23)$$

В (22)  $V_{\alpha A}^{\kappa\lambda}(R)$  и  $V_{\alpha A}^{\text{яд}}(R)$  — кулоновский и ядерный потенциалы взаимодействия  $\alpha$ -частицы с дочерним ядром. Если в (23) использовать экспериментальное значение  $\Gamma_c^a$ , то, интегрируя уравнение (22) от точки  $R_1$  до  $R = R_{\text{кл}}$ , можно рассчитать формфактор  $\psi_c^{\kappa\lambda}(R)$  и кластерный спектроскопический фактор  $W_c^{\kappa\lambda}$ .

Ниже при расчетах  $\psi_c^{\kappa\lambda}(R)$  и  $W_c^{\kappa\lambda}$  в качестве  $V_{\alpha A}^{\text{яд}}(R)$  используется вещественная часть феноменологического оптического потенциала [35], хорошо описывающего [32, 33] взаимодействие  $\alpha$ -частиц с ядрами при глубокоподбарьерных энергиях [34]:

$$V_{\alpha A}^{\text{яд}}(R) = V_0 (1 + \exp[(R - R_A)/a])^{-1}, \quad (24)$$

где  $V_0 = -177,3$  МэВ;  $R_A = 1,34 A^{1/3}$  фм;  $a = 0,57$  фм.

Значение  $R_{\text{кл}}$ , фм, выбирается в виде

$$R_{\text{кл}} = (1,25 A^{1/3} + 1,3), \quad (25)$$

в соответствии с соображениями, подробно рассмотренными в [4, гл. 5].

3. Кластерные формфакторы и спектроскопические факторы с учетом связи различных каналов  $\alpha$ -распада. При расчете кластерных спектроскопических факторов для  $\alpha$ -переходов в сферических и, особенно, деформированных ядрах возникает проблема учета поляризуемости дочернего ядра, которую можно свести в первом приближении к учету связи каналов  $\alpha$ -распада на уровне коллективной природы в спектре возбуждений дочернего ядра. Такая проблема решалась в ряде работ [36, 37] в связи с определением относительных вероятностей  $\alpha$ -распада на вибрационные и ротационные состояния дочернего ядра. При этом все вычисления проводились с использованием только несферического кулоновского потенциала, ядерное же взаимодействие  $\alpha$ -частиц с дочерним ядром эффективно учитывалось заданием граничных условий на поверхности ядра.

В общем случае уравнение (22) для кластерного формфактора  $\psi_c^{кл}$  ( $R$ ) при учете связи каналов перейдет в систему связанных уравнений [36, 37]. Для сферических ядер существенной оказывается только связь сильно коллективизированных вибрационных состояний, которую можно учесть в рамках приближения слабой связи [38]. Для деформированных ядер необходимо учитывать и связь ротационных состояний в приближении сильной связи [38].

Расчеты  $W_c^{кл}$ , проведенные в [39] для сферических четно-четных ядер, показали, что если в дочерних ядрах энергия возбуждения  $E_{2^+}$  коллективного  $2^+$ -уровня больше 450 кэВ, то включение связи каналов приводит к значениям  $W_c^{кл}$ , близким к получаемым без учета связи каналов. В то же время для дочерних ядер с  $E_{2^+} < 450$  кэВ учет связи каналов приводит к заметному (до 3 раз для  $W_{L=0}^{кл}$  и до 10 раз для  $W_{L=2}^{кл}$ ) уменьшению кластерных спектроскопических факторов.

Включение связи каналов для  $\alpha$ -распада на ротационные состояния четно-четных деформированных ядер приводит к аналогичным результатам [40]: кластерные спектроскопические факторы  $W_L^{кл}$  уменьшаются по сравнению со значениями  $W_L^{кл}$ , рассчитанными в предположении отсутствия деформации и связи каналов, на факторы 2–4 для  $L = 0$  и 5–7 для  $L = 2$ .

Ниже при классификации  $\alpha$ -переходов будут использованы значения  $W_c^{кл}$ , рассчитанные без учета связи каналов. Для детального анализа конкретных  $\alpha$ -переходов следует рассматривать спектроскопические факторы, полученные с включением связи каналов.

**4. Альфа-частичный формфактор в оболочечной области.** Для объяснения влияния структуры родительского и дочернего ядер на вероятности  $\alpha$ -переходов естественно привлечь оболочечную модель, успехи которой в описании характеристик основных и возбужденных состояний ядер, а также вероятностей различных переходов между ними общеизвестны [6, 38].

Оболочечный формфактор  $\alpha$ -частицы для сферических ядер в схеме  $j - j$ -связи может быть представлен в виде [19, 20]:

$$\begin{aligned} \psi_c^{об} (R) = & \sum_{\substack{P_i N_i \\ P_f N_f}} \left( \frac{A}{A-4} \right)^{N_0/2} (-1)^{N_0} (\hat{J}_{P_i} \hat{J}_{N_i} \hat{J}_f \hat{L} \hat{J}_P \hat{J}_N \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}_3 \hat{j}_4)^{1/2} \times \\ & \times \left\{ \begin{matrix} J_{P_f} & J_{N_f} & J_f \\ J_P & J_N & L \\ J_{P_i} & J_{N_i} & J_i \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_1 & 1/2 & j_1 \\ l_2 & 1/2 & j_2 \\ J_P & 0 & J_P \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l_3 & 1/2 & j_3 \\ l_4 & 1/2 & j_4 \\ J_N & 0 & J_N \end{matrix} \right\} \times \\ & \times \sqrt{2 - \delta_{j_1 j_2}} \sqrt{2 - \delta_{j_3 j_4}} B_{PNL} (R) A_{P_i N_i} A_{P_f N_f}^* G_P G_N, \end{aligned} \quad (26)$$

где  $A_{P_i N_i}$  ( $A_{P_f N_f}$ ) — коэффициент смешивания конфигураций в родительском (дочернем) ядре;  $G_P$  ( $G_N$ ) — двухчастичный протон-

ный (нейтронный) генеалогический коэффициент;  $\hat{J} \equiv 2J + 1$ ;  $\{ \dots \}$  —  $9_j$ -символ; множитель  $(A/(A - 4))^{N_0/2}$  связан с исключением движения центра тяжести родительского ядра, причем  $N_0$  равно главному осцилляторному квантовому числу отделяемой конфигурации четырех нуклонов, формирующих  $\alpha$ -частицу. В формуле (26) функция  $B_{PNL}(R)$  определена соотношением [19]:

$$B_{PNL}(R) = R \int D d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 d\Omega_R \chi_\alpha(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \times \\ \times \prod_{h=1}^4 R_{j_h}(r_h) [ [Y_{l_1}(\Omega_{r_1}) Y_{l_2}(\Omega_{r_2}) ]_{j_P}^* [Y_{l_3}(\Omega_{r_3}) Y_{l_4}(\Omega_{r_4}) ]_{j_N}^* ]_{LM}, \quad (27)$$

где  $R_{j_h}(r_h)$  — радиальная одночастичная оболочечная функция для состояния  $j \equiv nlj$ ;  $\chi_\alpha(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  — внутренняя радиальная волновая функция  $\alpha$ -частицы;  $D$  — якобиан замены при переходе от переменных  $r_1, r_2, r_3, r_4$  к переменным  $\xi_1, \xi_2, \xi_3, R$ .

### 5. Эффекты спаривания нуклонов и классификация $\alpha$ -переходов.

Впервые на важность учета парных корреляций при рассмотрении абсолютных вероятностей  $\alpha$ -распада было указано в [41], где для облегченных  $\alpha$ -переходов в деформированных ядрах на основе сверхтекучей модели атомного ядра [6] были получены факторы усиления ( $10^3$ — $10^4$ ) и обоснована классификация  $\alpha$ -переходов по степени их облегченности. В [42] сверхтекучая модель ядра была использована при расчете ширины  $\alpha$ -распада деформированных ядер в рамках  $R$ -матричного подхода.

Необходимость учета сверхтекучих корреляций для понимания относительного хода ширины  $\alpha$ -распада в сферических ядрах была продемонстрирована в [12] на примере изотопов полония. Позже было показано [17—19], что эффекты сверхтекучих корреляций в сферических ядрах также приводят к большим значениям коэффициентов усиления (до  $10^3$ ) спектроскопических факторов  $\alpha$ -частиц, что позволяет объяснить классификацию  $\alpha$ -переходов и в этих ядрах. На основе теории конечных ферми-систем [45] в [19, 43, 44] было обнаружено значительное (до  $10^2$ ) усиление вероятностей облегченных  $\alpha$ -переходов в околomagических ядрах (типа «маг  $\pm 2$ » нуклона), обусловленное эффектами спаривания, что существенно превышает аналогичное усиление, полученное ранее в [13]. Заметим, что позже в [46] был подтвержден факт большого спаривательного усиления для вероятности  $\alpha$ -перехода  $0^+ \rightarrow 0^+$  в ядре  $^{212}\text{Po}$ .

Возникает вопрос, какова причина столь большого влияния парных корреляций на оболочечные спектроскопические факторы  $\alpha$ -частиц. Дальнейшее рассмотрение удобно провести на примере облегченных  $\alpha$ -переходов  $0^+ \rightarrow 0^+$  в сферических четно-четных ядрах. В этом случае  $J_i = J_{P_i} = J_{N_i} = J_f = J_{P_f} = J_{N_f} = J_P = J_N = L = 0$ ;  $j_1 = j_2$ ;  $j_3 = j_4$  и формула (26) для оболочечного фактора

существенно упрощается:

$$\psi_c^{06}(R) = \left( \frac{A}{A-4} \right)^{N_0/2} (-1)^{N_0} \sum_{j_1 j_3} G_{j_1} G_{j_3} B_{j_1 j_3 0}(R). \quad (28)$$

Формфактор  $B_{j_1 j_3 0}(R)$ , определяемый формулой (27) при  $J_P = J_N = L = 0$ , имеет фазовый множитель  $(-1)^{l_1 + l_3}$ . В то же время генеалогический двухпротонный коэффициент  $G_{j_1}$ , рассчитанный в сверхтекучей модели, имеет вид

$$G_{j_1} = \frac{j_1}{2} u_{j_1}^f v_{j_1}^i (-1)^{l_1}, \quad (29)$$

где  $u_j, v_j$  — положительно определенные коэффициенты  $u-v$ -преобразования Боголюбова [6] для родительского (индекс  $i$  — сверху) или дочернего (индекс  $f$  — сверху) ядра. Поскольку формфакторы  $B_{j_1 j_3 0}$  и произведение генеалогических коэффициентов  $G_{j_1}$  и  $G_{j_3}$  полностью сфазированы, то сумма по  $j_1, j_3$  в (28) является когерентной. Это приводит к заметному увеличению амплитуды формфактора  $\psi_c^{06}(R)$  (28) по сравнению с амплитудой аналогичного формфактора  $\psi_{c_0}^{06}(R)$ , рассчитываемого на основе простой оболочечной модели, когда в сумме (28) присутствует только один член.

Аналогичная ситуация возникает и для ядер типа «маг  $\pm 2$ » нуклона, где генеалогические коэффициенты  $G_{j_1}$  и  $G_{j_3}$  [43, 44] также имеют фазовые множители  $(-1)^{l_1}$  и  $(-1)^{l_3}$ .

Физической причиной спаривательного усиления амплитуд формфакторов  $\alpha$ -частиц для облегченных  $0^+ - 0^+$ -переходов в сферических и деформированных ядрах является то, что пары тождественных нуклонов как в  $\alpha$ -частицах, так и в куперовских парах ядер находятся в синглетном  $1s'$ -состоянии относительного движения.

Для количественной характеристики эффектов спаривательного усиления удобно ввести  $\alpha$ -частичный оболочечный спектроскопический фактор  $W_c^{06}$ , определяемый формулой (20) через оболочечный формфактор  $\psi_c^{06}(R)$ . Тогда для облегченного  $0^+ - 0^+$   $\alpha$ -перехода спектроскопический фактор  $W_c^{06}$ , рассчитанный с учетом парных корреляций, можно выразить [19] через фактор  $W_{00}^{06}$ , полученный на основе простой оболочечной модели:

$$W_0^{06} = k_P k_N W_{00}^{06}, \quad (30)$$

где  $k_P (k_N)$  — коэффициент усиления, связанный с протонной (нейтронной) подсистемой.

Расчеты, проведенные в [17—19, 43, 44], показали, что для сферических ядер с  $84 \leq N \leq 130$  значения  $k_P$  и  $k_N$  меняются в интервале  $10 \leq k_P \leq 30$  и  $4 \leq k_N \leq 50$  соответственно.

Для  $\alpha$ -переходов в нечетных и нечетно-нечетных ядрах с правилами отбора  $J_i = J_f; J_{P_i} = J_{P_f}; J_{N_i} = J_{N_f}; J_P = J_N = L = 0$ , когда  $\alpha$ -частица формируется из спаренных пар протонов и нейтронов, спектроскопический фактор  $\alpha$ -частицы  $W_0^{06}$  аналогично может быть

представлен в виде (30), однако в этом случае коэффициенты  $k_P$  и  $k_N$  оказываются несколько меньшими из-за влияния эффекта «блокировки» [6, 19]. Подобные переходы также являются облегченными.

В случае  $\alpha$ -переходов, при которых только протонная (нейтронная) пара формируется в состоянии  $J_P = 0$  ( $J_N = 0$ ), усиление за счет парных корреляций возникает только в протонной (нейтронной) подсистеме и его масштаб определяется фактором  $k_P$  ( $k_N$ ). Факторы запрета  $HF_0$  (33)–(37) для подобных  $\alpha$ -переходов должны иметь масштаб величины  $k_P$  ( $k_N$ ). Указанные переходы естественно называть полублегченными.

Наконец, для  $\alpha$ -переходов, в которых и нейтронная и протонная пары являются распаренными и имеют характеристики  $J_P \neq 0$ ;  $J_N \neq 0$ , спектроскопический фактор  $W_0^{00}$  не испытывает спаривательного усиления. Для таких  $\alpha$ -переходов, называемых необлегченными, можно ожидать оценки факторов запрета  $HF_0 \approx k_P k_N$ .

Таким образом, учет влияния парных корреляций в рамках оболочечной модели позволяет естественным образом не только обосновать классификацию  $\alpha$ -переходов по степени облегченности, но и, как будет показано ниже, объяснить иерархию значений абсолютных ширин  $\alpha$ -распада.

### 3. КЛАССИФИКАЦИЯ АЛЬФА-ПЕРЕХОДОВ В НЕ $R$ -МАТРИЧНОЙ СХЕМЕ

#### 1. Кластерные спектроскопические факторы и факторы запрета.

Для анализа экспериментальных данных по  $\alpha$ -распаду используем экспериментальные кластерные спектроскопические факторы  $W_c^{кл}$  [19, 20]. Величина  $W_c^{кл}$  может быть выражена через приведенную ширину  $\gamma_c^2(R)$  с помощью формул (15), (20) как

$$W_c^{кл} = \int_{R_{кл}}^{R_1} R \gamma_c^2(R) dR. \quad (34)$$

В силу интегрального определения (31) величина  $W_c^{кл}$  оказывается значительно менее чувствительной к вариации параметра  $R_{кл}$ , чем величина  $\gamma_c^2(R_c)$  к вариации радиуса канала  $R_c$ . Особое преимущество по сравнению с  $\gamma_c^2(R_c)$  дает использование  $W_c^{кл}$  в случае сильной связи между различными каналами  $\alpha$ -распада (см. разд. 2, п. 3), когда  $\alpha$ -частичный формфактор  $\psi_c^{кл}(R)$  и вместе с ним амплитуда приведенной ширины  $\gamma_c(R)$  имеют нерегулярный характер [39, 40]. В то же время сопоставление значения  $W_c^{кл}$  с единицей, являющейся предельным значением спектроскопического фактора в одночастичной модели, позволяет судить о наличии или отсутствии в ядрах квазиолекулярных  $\alpha$ -частичных уровней. Используя значения  $W_c^{кл}$  для исследуемого  $\alpha$ -перехода и соответствующие значения  $W_0^{кл}$  для облегченных  $\alpha$ -переходов, по аналогии с (10)–(13) можно ввести фак-

торы запрета  $HF_L$ :

$$HF_L(\text{ч. ч}) = W_0^{KL}(\text{ч. ч})/W_c^{KL}(\text{ч. ч}); \quad (32)$$

$$HF_L^N(\text{ч. н}) = W_0^{KL}(\text{ч. н} - 1)/W_c^{KL}(\text{ч. н}); \quad (33)$$

$$HF_L^Z(\text{н. ч}) = W_0^{KL}(\text{н} - 1, \text{ч})/W_c^{KL}(\text{н. ч}); \quad (34)$$

$$HF_L^N(\text{н. н}) = W_0^{KL}(\text{н. н} - 1)/W_c^{KL}(\text{н. н}); \quad (35)$$

$$HF_L^Z(\text{н. н}) = W_0^{KL}(\text{н} - 1, \text{н})/W_c^{KL}(\text{н. н}); \quad (36)$$

$$HF_L^{Z,N}(\text{н. н}) = W_0^{KL}(\text{н} - 1, \text{н} - 1)/W_c^{KL}(\text{н. н}). \quad (37)$$

Определения (32)—(37) в отличие от традиционно принятых (10)—(13), с одной стороны, требуют привлечения минимального числа экспериментальных данных, а с другой — являются более адекватными представлениям оболочечной модели с учетом эффектов спаривания.

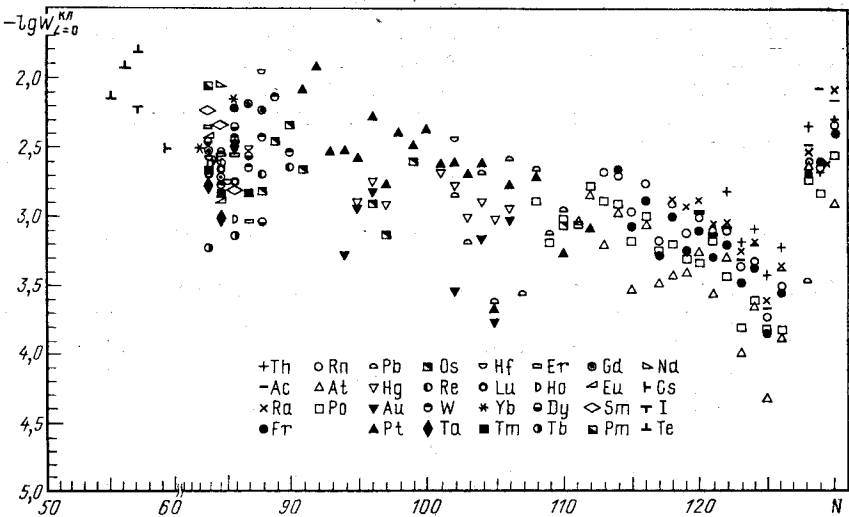


Рис. 3. Зависимость от числа нейтронов кластерного спектроскопического фактора для облегченных  $\alpha$ -переходов

В настоящей работе были рассчитаны значения  $W_c^{KL}$  и соответствующие факторы запрета для известных  $\alpha$ -переходов большой группы нуклидов с  $52 \leq Z \leq 90$  и  $54 \leq N \leq 130$ , включающей в основном сферические ядра. Кроме того, для ряда анализируемых  $\alpha$ -переходов были вычислены оболочечные спектроскопические факторы  $W_c^{06}$  по формулам (26) и (27) с учетом эффектов спаривания и смешивания конфигураций. Ниже проводится детальный анализ поведения величин  $W_c^{KL}$  и  $W_c^{06}$  для различных типов  $\alpha$ -переходов и сопоставление их между собой.

На рис. 3 представлены значения  $W_0^{KL}$  для  $\alpha$ -переходов, отобранных по следующему принципу. Если нуклид имеет несколько  $\alpha$ -

переходов, то приведено только наибольшее значение  $W_0^{кл}$  для одного из этих переходов. Если же у нуклида наблюдается только один  $\alpha$ -переход, то приведено значение  $W_0^{кл}$  для этого перехода. На рис. 3 не представлены изотопы с  $N = 127$ , у которых отсутствуют облегченные  $\alpha$ -переходы. Из рис. 3 видно, что у всех рассмотренных  $\alpha$ -переходов значения  $W_0^{кл}$  оказываются меньшими  $10^{-2}$ . Этот факт свидетельствует об отсутствии в тяжелых ядрах квазиномолекулярных  $\alpha$ -кластерных уровней и находится в согласии с необнаружением гигантских резонансов в  $\alpha$ -частичной силовой функции, полученной из  $(n, \alpha)$ -реакций на резонансных нейтронах [19, 34].

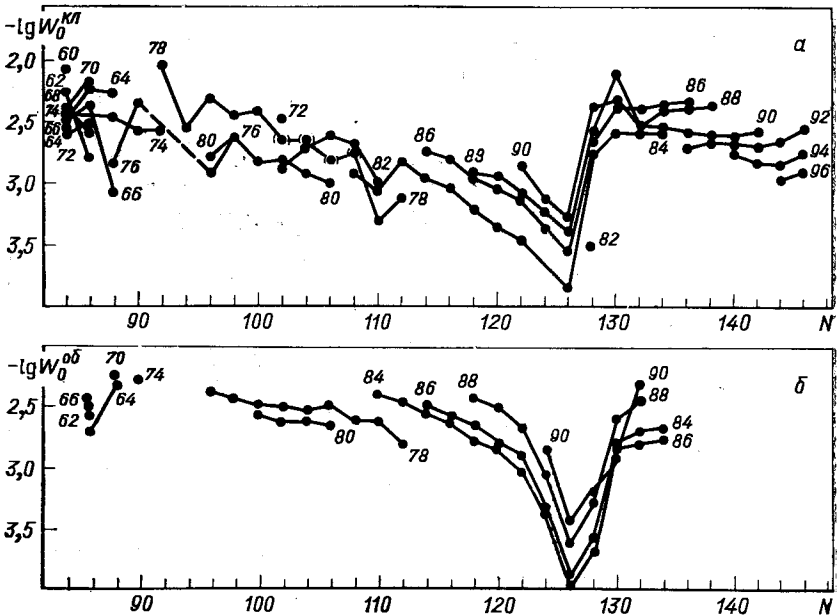


Рис. 4. Зависимость от числа нейтронов кластерного спектроскопического фактора для облегченных  $\alpha$ -переходов чётно-чётных ядер:

а — эксперимент; б — теория

**2. Облегченные  $\alpha$ -переходы в чётно-чётных ядрах.** На рис. 4, а представлены значения  $W_0^{кл}$  для наиболее изученных облегченных  $\alpha$ -переходов между основными состояниями чётно-чётных ядер, на которых базируется классификация всех типов  $\alpha$ -переходов. Видно, что значения  $W_0^{кл}$  в зависимости от  $N$  группируются в узкую полосу с разбросом не более трех раз от средневзвешенного [47]. При уменьшении числа нейтронов в области между «магическими» числами  $N = 126$  и  $N = 82$  значения  $W_0^{кл}$  систематически растут. Заметное отклонение от этой тенденции возникает в области  $102 \leq N \leq 112$  для изотопов полония, свинца, платины. Оно может быть связано

с существенным изменением как формы [48—51], так и параметров самосогласованного потенциала в этих изотопах по сравнению с аналогичными  $\beta$ -стабильными изотопами. На это же указывает поведение значений  $\Delta Q_\alpha(N) = Q_\alpha(Z = 84, N) - Q_\alpha(Z = 82, N)$ , показанное на вставке рис. 5. Действительно, величина  $\Delta Q_\alpha$  уменьшается от  $\Delta Q_\alpha = (4,9 \div 3,3)$  МэВ для  $N = 122 \div 126$  до  $\Delta Q_\alpha = (1,9 - 1,6)$  МэВ для  $N = 108 \div 112$ . Последние значения  $\Delta Q_\alpha$  соизмеримы со значениями  $\Delta Q_\alpha$ , характерными для немагических ядер. Например, при переходе от  $Z = 76$  к  $Z = 78$  для изотопов с  $N$ , равными 108,

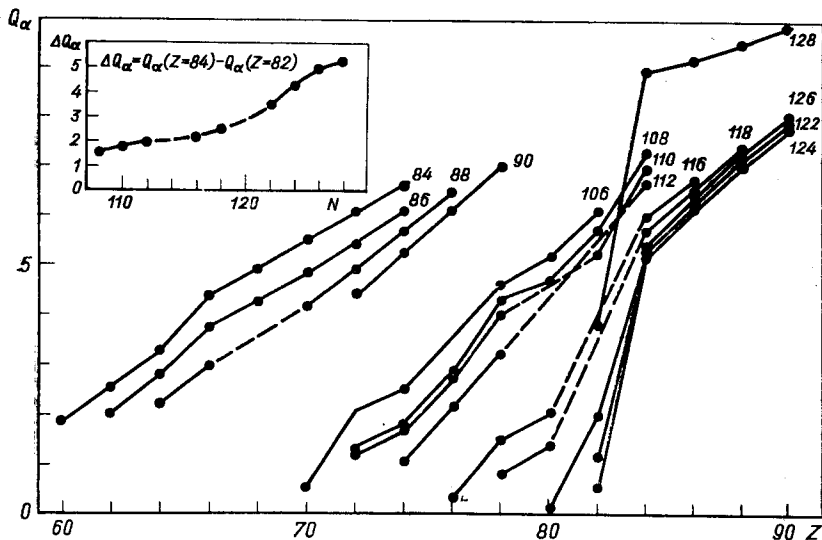


Рис. 5. Зависимость энергии  $\alpha$ -распада от числа протонов для изотопов четно-четных ядер

110, 112, 116, значения  $\Delta Q_\alpha$  лежат в интервале 1,0—1,2 МэВ. Отмеченное выше поведение  $Q_\alpha(Z)$  указывает на то, что число протонов  $Z = 82$  при значительном дефиците нейтронов перестает быть магическим.

Возвращаясь к анализу кластерных спектроскопических факторов, отметим, что в области  $N \geq 132$  значения  $W_0^{\text{кл}}(N)$  для каждого элемента приблизительно постоянны, тогда как в области  $126 \leq N \leq 130$  при убывании  $N$  происходит уменьшение значений  $W_0^{\text{кл}}$ , завершающееся скачком в значениях  $W_0^{\text{кл}}$  до одного порядка при переходе от  $N = 128$  к магическому числу  $N = 126$ . Именно этим скачком можно объяснить появление двух ветвей в эмпирической зависимости  $\lg T_{1/2}^\alpha(Q_\alpha)$  для каждого элемента (см. рис. 2, а). Подобное уменьшение  $W_0^{\text{кл}}$  намечается и при переходе от  $N = 86$  к  $N = 84$  (рис. 4, а).



По аналогии с ситуацией в окрестности  $N = 126$  можно ожидать резкого изменения в значениях  $W_0^{\text{кл}}$  при переходе от  $N = 84$  к магическому числу  $N = 82$ . К сожалению, экспериментальное наблюдение этого скачка затруднено из-за сильного уменьшения значений  $Q_\alpha$  для изотонов с  $N = 82$ .

На рис. 6 представлена зависимость  $W_0^{\text{кл}}(Z)$  для облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах. В области  $Z \geq 90$  значения  $W_0^{\text{кл}}(Z)$  систематически падают при увеличении  $Z$ . Эта тенденция переходит

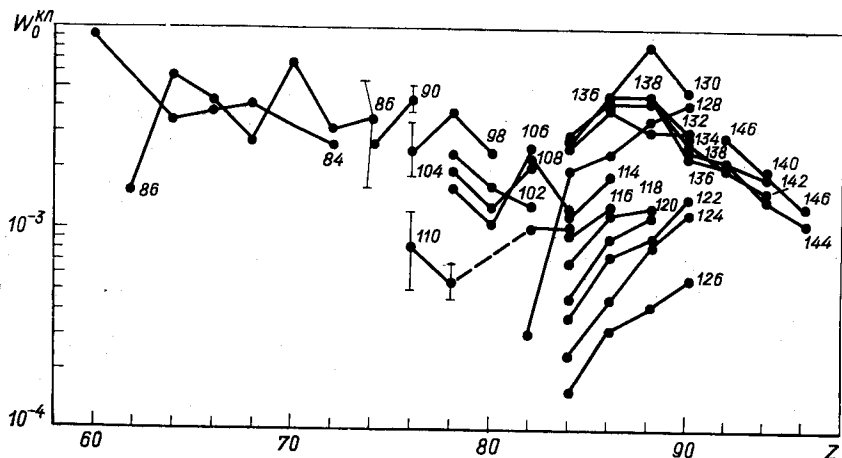


Рис. 6. Зависимость кластерного спектроскопического фактора от числа протонов для изотонов четно-четных ядер

в противоположную для ядер с  $114 \leq N \leq 128$ : значение  $W_0^{\text{кл}}$  убывает с уменьшением  $Z$  в области  $84 \leq Z \leq 90$ . При переходе от  $Z = 84$  к магическому числу  $Z = 82$  наблюдается резкий скачок в значениях  $W_0^{\text{кл}}(Z)$ , которые уменьшаются в 7 раз при  $N = 128$ . Видна полная аналогия со скачком в зависимости  $W_0^{\text{кл}}(N)$  при переходе от  $N = 128$  к  $N = 126$  (рис. 4, а). Однако для  $N = 108$  переход от  $Z = 84$  к  $Z = 82$  сопровождается увеличением  $W_0^{\text{кл}}$  в 1,8 раза, что также может быть связано с исчезновением магической щели при  $Z = 82$  и  $N \leq 112$ .

Для ядер с  $52 \leq Z \leq 80$  и  $56 \leq N \leq 110$  (см. рис. 6 и табл. 4) наблюдается рост значений  $W_0^{\text{кл}}(Z)$  при уменьшении  $Z$ , аналогичный росту  $W_0^{\text{кл}}(N)$  при убывании числа нейтронов от  $N = 126$  до  $N = 86$ .

В обсуждаемые области  $Z$  и  $N$  попадает недавно изученное [52] дважды магическое ядро  $^{146}\text{Gd}$ . Отсутствие четкого минимума в зависимости  $W_0^{\text{кл}}(Z)$  при  $Z = 64$  (слабый минимум для  $N = 84$  и максимум для  $N = 86$ ) указывает на то, что магичность протонной системы исчезает при малом (от  $N = 82$  до  $N = 86$ ) изменении числа нейтронов.

Отметим, что рассмотренные выше закономерности поведения кластерного спектроскопического фактора  $W_0^{\text{кл}}$  хорошо коррелируют

с поведением приведенных ширин  $\alpha$ -распада  $\gamma_0^2(R_c)^3$  при соответствующем выборе радиуса канала  $R_c$  [7, 8, 53]. На рис. 2, б в том же масштабе, что и зависимость  $\lg T_{1/2}^{\alpha}(Q_\alpha)$ , приведены значения  $\lg W_0^{\text{кл}}(Q_\alpha)$  для соответствующих (см. рис. 2, а) облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных изотопах. Сопоставление рис. 2, а и 2, б показывает, что в масштабе, где зависимость  $\lg T_{1/2}^{\alpha}(Q_\alpha)$  представляется прямой линией, изменения значений  $\lg W_0^{\text{кл}}(Q_\alpha)$  практически незаметны, в то время как на самом деле они меняются до 30 раз (см. рис. 4, а). Это необходимо иметь в виду при интерпретации  $\alpha$ -распадных данных на основе закона Гейгера — Неттола.

Возникает вопрос, в какой степени многочастичная теория  $\alpha$ -распада способна объяснить установленные выше закономерности поведения кластерных спектроскопических факторов  $W_0^{\text{кл}}$ . Для последовательного решения этой задачи необходимо теоретически получить  $\alpha$ -частичный формфактор  $\psi_c(R)$  во всей области изменения переменной  $R$ , т. е. иметь метод корректного перехода из оболочечной области в кластерную. К сожалению, в настоящее время не удается рассчитать формфактор  $\psi_c(R)$  в промежуточной области, где представления оболочечной модели с дискретным базисом несправедливы, и требуется учет состояний непрерывного спектра. В связи с этим с целью поиска полуфеноменологических рецептов интерполяции между оболочечной и кластерной областями полезно сопоставить кластерные спектроскопические факторы  $W_0^{\text{кл}}$  и соответствующие факторы  $W_0^{\text{об}}$ , рассчитанные на основе оболочечной модели с учетом парных корреляций.

На рис. 4, б представлены значения  $W_0^{\text{об}}(N)$ , рассчитанные по формулам (20), (26)—(29) с помощью техники, развитой в работах [17—19, 44], для облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах. Сравнение этого рисунка с рис. 4, а показывает, что значения  $W_0^{\text{об}}(N, Z)$  в целом удовлетворительно воспроизводят абсолютные значения и характер зависимости  $W_0^{\text{кл}}$  от  $N$  и  $Z$ . Факт близости значений  $W_0^{\text{об}}$  и  $W_0^{\text{кл}}$  представляется особенно значимым, если учесть, что они были получены независимым образом без использования подгоночных параметров. Основываясь на этом результате, можно предложить следующий полуфеноменологический метод интерполяции между оболочечной и кластерной областями, имеющий в отношении  $\alpha$ -частичного формфактора интегральный характер:

$$W_c^{\text{кл}} \approx W_c^{\text{об}}. \quad (38)$$

Соотношение (38) позволяет теоретически вычислить абсолютные вероятности  $\alpha$ -переходов. Для этого воспользуемся строгой формулой для  $\alpha$ -ширины [19, 20]:

$$\Gamma_c = \Gamma_c^{\text{одн}} \frac{W_c^{\text{кл}}}{W_c^{\text{одн}}}, \quad (39)$$

Т а б л и ц а 1. Сравнение экспериментальных и теоретических спектроскопических факторов и ширины  $\alpha$ -распада для облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах

|  |                              |                              |                              |                              |                              |                              |                              |                              |                              |                              |                              |
|--|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Элемент                                | $^{148}_{62}\text{Sm}_{86}$  | $^{150}_{64}\text{Gd}_{86}$  | $^{152}_{64}\text{Gd}_{88}$  | $^{152}_{86}\text{Dy}_{86}$  | $^{154}_{68}\text{Er}_{86}$  | $^{174}_{72}\text{Hf}_{102}$ | $^{164}_{74}\text{W}_{90}$   | $^{186}_{76}\text{Os}_{110}$ | $^{180}_{80}\text{Hg}_{100}$ | $^{182}_{80}\text{Hg}_{102}$ | $^{184}_{80}\text{Hg}_{104}$ |
| $-\lg W_0^{\text{кл}}$                 | 2,78                         | 2,23                         | 2,25                         | 2,4                          | 2,57                         | 2,46                         | 2,56                         | ~3,05                        | ~2,81                        | 2,8                          | 2,9                          |
| $-\lg W_0^{\text{об}}$                 | 2,54                         | 2,54                         | 2,31                         | 2,52                         | 2,52                         | 2,96                         | 2,28                         | 3,68                         | 2,51                         | 2,52                         | 2,54                         |
| $\Gamma^{\alpha}/\Gamma^{\text{теор}}$ | 0,58                         | 2,04                         | 1,15                         | 1,32                         | 0,89                         | 3,16                         | 0,52                         | ~4,27                        | ~0,5                         | 0,52                         | 0,44                         |
| Элемент                                | $^{186}_{80}\text{Hg}_{106}$ | $^{194}_{84}\text{Po}_{110}$ | $^{196}_{84}\text{Po}_{112}$ | $^{198}_{84}\text{Po}_{114}$ | $^{200}_{84}\text{Po}_{116}$ | $^{202}_{84}\text{Po}_{118}$ | $^{204}_{84}\text{Po}_{120}$ | $^{206}_{84}\text{Po}_{122}$ | $^{208}_{84}\text{Po}_{124}$ | $^{210}_{84}\text{Po}_{126}$ | $^{212}_{84}\text{Po}_{128}$ |
| $-\lg W_0^{\text{кл}}$                 | 2,97                         | 3,03                         | 2,8                          | 2,93                         | 3,03                         | 3,21                         | 3,33                         | 3,44                         | 3,62                         | 3,83                         | 2,72                         |
| $-\lg W_0^{\text{об}}$                 | 2,6                          | 2,39                         | 2,43                         | 2,55                         | 2,59                         | 2,76                         | 2,8                          | 3,03                         | 3,34                         | 4                            | 3,68                         |
| $\Gamma^{\alpha}/\Gamma^{\text{теор}}$ | 0,43                         | 0,23                         | 0,43                         | 0,42                         | 0,36                         | 0,35                         | 0,3                          | 0,39                         | 0,52                         | 1,48                         | 9,12                         |
| Элемент                                | $^{214}_{84}\text{Po}_{130}$ | $^{200}_{86}\text{Rn}_{114}$ | $^{202}_{86}\text{Rn}_{116}$ | $^{204}_{86}\text{Rn}_{118}$ | $^{206}_{86}\text{Rn}_{120}$ | $^{208}_{86}\text{Rn}_{122}$ | $^{210}_{86}\text{Rn}_{124}$ | $^{212}_{86}\text{Rn}_{126}$ | $^{214}_{86}\text{Rn}_{128}$ | $^{216}_{86}\text{Rn}_{130}$ | $^{208}_{88}\text{Ra}_{118}$ |
| $-\lg W_0^{\text{кл}}$                 | 2,56                         | 2,72                         | 2,78                         | 2,92                         | 3,02                         | 3,11                         | 3,35                         | 3,53                         | 2,63                         | 2,34                         | 2,91                         |
| $-\lg W_0^{\text{об}}$                 | 2,8                          | 2,51                         | 2,59                         | 2,66                         | 2,8                          | 2,9                          | 3,32                         | 3,89                         | 3,58                         | 2,84                         | 2,43                         |
| $\Gamma^{\alpha}/\Gamma^{\text{теор}}$ | 1,74                         | 0,62                         | 0,65                         | 0,55                         | 0,6                          | 0,6                          | 0,93                         | 2,29                         | 8,9                          | 3,16                         | 0,33                         |
| Элемент                                | $^{208}_{88}\text{Ra}_{120}$ | $^{210}_{88}\text{Ra}_{122}$ | $^{212}_{88}\text{Ra}_{124}$ | $^{214}_{88}\text{Ra}_{126}$ | $^{216}_{88}\text{Ra}_{128}$ | $^{218}_{88}\text{Ra}_{130}$ | $^{214}_{90}\text{Th}_{124}$ | $^{216}_{90}\text{Th}_{126}$ | $^{218}_{90}\text{Th}_{128}$ | $^{220}_{90}\text{Th}_{130}$ |                              |
| $-\lg W_0^{\text{кл}}$                 | 2,91                         | 3,06                         | 3,21                         | 3,38                         | 2,55                         | 2,08                         | 3,11                         | 3,25                         | 2,36                         | 2,3                          |                              |
| $-\lg W_0^{\text{об}}$                 | 2,52                         | 2,67                         | 3,05                         | 3,6                          | 3,28                         | 2,59                         | 2,85                         | 3,42                         | 3,2                          | 2,91                         |                              |
| $\Gamma^{\alpha}/\Gamma^{\text{теор}}$ | 0,41                         | 0,41                         | 0,69                         | 1,66                         | 5,37                         | 3,24                         | 0,55                         | 1,48                         | 6,92                         | 4,07                         |                              |

где  $\Gamma_c^{\text{одн}}$  и  $W_c^{\text{одн}}$  — ширина и кластерный спектроскопический фактор одночастичного  $\alpha$ -распадного состояния, легко рассчитываемые путем интеграции одночастичного уравнения Шредингера (22) во всей области  $0 \leq R \leq R_1$  для волновой функции  $\psi_c^{\text{одн}}(R)$  с граничными условиями (23) и

$$\psi_c^{\text{одн}}(R) \xrightarrow{R \rightarrow 0} \text{const } R^{(L+1)}.$$

Подставив (38) в (39), получим для теоретической ширины  $\alpha$ -распада

$$\Gamma_c^{\text{теор}} = \Gamma_c^{\text{одн}} \frac{W_0^{\text{об}}}{W_0^{\text{одн}}}. \quad (40)$$

Заметим, что из сравнения формул (39) и (40) следует

$$\Gamma_c^{\text{а}} / \Gamma_c^{\text{теор}} = W_c^{\text{кл}} / W_c^{\text{об}}.$$

В табл. 1 приведены отношения  $\Gamma_c^{\text{а}} / \Gamma_c^{\text{теор}}$  для большой группы облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах. Видно, что теоретическая формула (40) воспроизводит абсолютные значения экспериментальных ширин  $\alpha$ -распада (а следовательно, и их зависимость от  $N$  и  $Z$ ) с точностью в основном на уровне фактора 3. Большие отклонения наблюдаются для ядер с  $N$ , равными 128; 130, где существующие теоретические схемы не могут, по-видимому, количественно воспроизвести скачок в значениях  $W_0^{\text{кл}}$  при переходе через магическое число нейтронов  $N = 126$ . В то же время отклонения  $\Gamma_c^{\text{теор}}$  от  $\Gamma_c^{\text{а}}$ , достигающие 4 раз для ядер  $^{186}\text{Os}$  и  $^{194}\text{Po}$ , могут быть связаны либо с появлением заметных равновесных деформаций ( $^{186}\text{Os}$ ), либо с перестройкой самосогласованного поля ( $^{194}\text{Po}$ ), приводящей к исчезновению магичности числа протонов  $Z = 82$  в области  $N \leq 110$  (см. обсуждение выше). Успешное применение соотношения (38) для объяснения абсолютных и относительных вероятностей облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных ядрах, являющихся реперными при классификации ширин  $\alpha$ -распадов, создает обнадеживающие предпосылки для использования условия (38) при анализе всех других  $\alpha$ -переходов.

**3. Облегченные  $\alpha$ -переходы в нечетных и нечетно-нечетных ядрах.** На рис. 7, а и 8, а представлены нейтронные и протонные факторы запрета  $\text{NF}_0$  (33)—(37) для  $\alpha$ -переходов в нечетных и нечетно-нечетных ядрах, для которых имеются необходимые экспериментальные данные. При этом из всех известных  $\alpha$ -переходов в каждом изотопе отбирался только один  $\alpha$ -переход с максимальным значением  $W_0^{\text{кл}}$ . Лишь для ряда изотопов астата, франция и актиния, у которых наблюдается по два облегченных  $\alpha$ -перехода [54, 55], на рис. 7, а и 8, а приведены факторы запрета с учетом суммарных значений  $W_0^{\text{кл}}$  для этих переходов. В случаях, когда экспериментально установлены спины и четности материнского и дочернего ядер, для анализируемых  $\alpha$ -переходов  $J_i^{\pi_i} = J_f^{\pi_f}$ , что соответствует условию облегченности  $\alpha$ -перехода в нечетных и нечетно-нечетных ядрах.

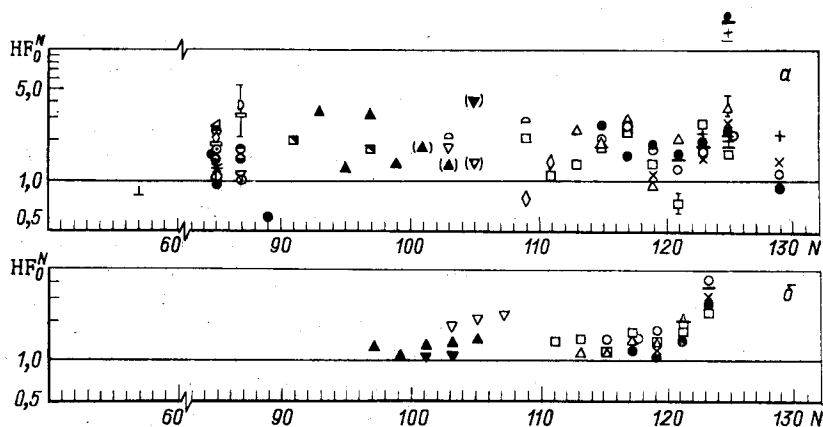


Рис. 7. Нейтронные факторы запрета в зависимости от числа нейтронов:  
 а — эксперимент; б — теория, обозначения см. на рис. 3

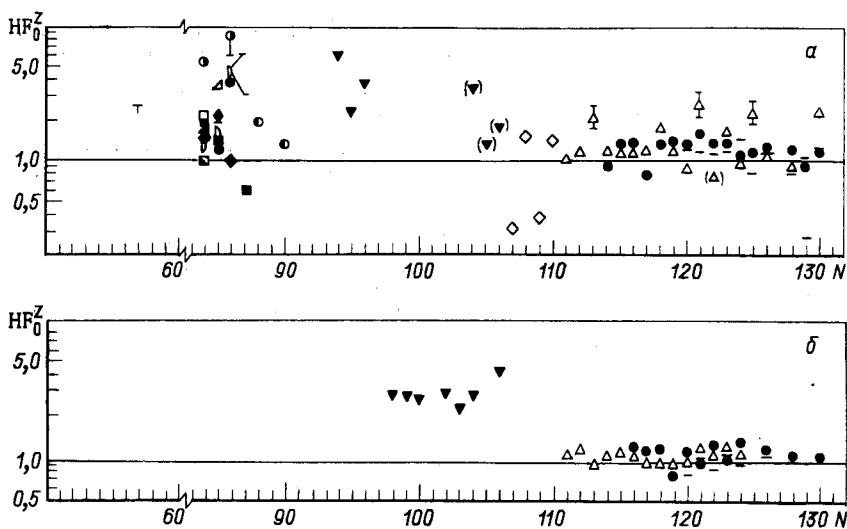


Рис. 8. Протонные факторы запрета в зависимости от числа нейтронов:  
 а — эксперимент; б — теория, обозначения см. на рис. 3

Как видно из рис. 7, а (рис. 8, а), значения нейтронных (протонных) факторов запрета  $HF_0^N$  ( $HF_0^Z$ ) оказываются близкими для изотопов с различными  $Z$  и не превосходят для всех исследованных случаев 4. Отметим, что при переходе через магические числа  $N = 126$  и  $Z = 82$  никаких скачкообразных изменений в значениях  $HF_0^N$  и  $HF_0^Z$  не происходит. Интересно отметить, что для большой группы

нечетных и нечетно-нечетных ядер в диапазоне нейтронных чисел  $111 \leq N \leq 130$  значения  $HF_0^Z$  группируются в узкую полосу от 0,9 до 1,3. Поэтому обращают на себя внимание заметно большие значения факторов запрета  $HF_0^Z$  для изотопов  $^{198,210,215}\text{At}$ . Для  $^{198}\text{At}$  можно ожидать существования по аналогии с  $^{200,202,210}\text{At}$ ,  $^{202,212}\text{Fr}$  второго облегченного  $\alpha$ -перехода, не обнаруженного экспериментально. Его учет может заметно уменьшить значение  $HF_0^Z$  и привести его в согласие со значениями протонного фактора запрета для других ядер в данной области. В случае изотопов  $^{210,215}\text{At}$  требуется, по-видимому, уточнение экспериментальных периодов и долей  $\alpha$ -распада.

По смыслу определения факторов запрета  $HF_0^N$  и  $HF_0^Z$  они не должны быть существенно меньшими единицы. Поэтому появление заметно меньших факторов запрета является четким указанием на неточность соответствующих экспериментальных данных.

Заметим, что фактор запрета  $HF_L^{Z,N}$  (н. н.), определенный формулой (37), может быть выражен через произведение нейтронного и протонного факторов запрета:

$$HF_L^{Z,N} (\text{н. н.}) = HF_L^Z (\text{н. н.}) HF_L^N (\text{н} - 1. \text{н.}) \quad (41)$$

Поскольку факторы  $HF_0^Z$  (н. н.) и  $HF_0^N$  (н - 1. н.) уже получены (см. рис. 7, а и 8, а), то рассмотрение факторов  $HF_0^{Z,N}$  (н. н.) может быть проведено на основе представленных выше данных.

На рис. 7, б и 8, б представлены теоретические значения нейтронных и протонных факторов запрета, полученные при использовании в формулах (33)—(36) вместо величин  $W_{0L}^{\text{нл}}$  оболочечных спектроскопических факторов  $W_0^{\text{об}}$ , рассчитанных на основе техники работ [17, 19, 44]. Видно, что значения экспериментальных  $HF_0^N$  и теоретических  $(HF_0^N)^{\text{теор}}$  факторов удовлетворительно согласуются для всех проанализированных ядер. Следует отметить, что значения  $(HF_0^N)^{\text{теор}}$  передают тенденцию нарастания  $HF_0^N$  при увеличении числа нейтронов от  $N = 115$  до  $N = 125$ , связанную с переходом состояния нечетного нейтрона из подоболочки  $3p_{3/2}$  к подоболочкам  $2f_{5/2}$  и  $3p_{1/2}$ . В то же время теоретические значения протонных факторов запрета  $(HF_0^Z)^{\text{теор}}$  четко группируются в очень узкую полосу от 0,9 до 1,4 для всех нуклидов с  $111 \leq N \leq 130$ , что хорошо согласуется с поведением экспериментальных значений  $HF_0^Z$ . Такое поведение протонных факторов запрета объясняется тем, что для всех рассмотренных изотонов нечетный протон находится в подоболочке  $1h_{9/2}$ , для которой «эффект блокировки» [41] оказывается малым из-за большого значения спина  $j = 9/2$  блокируемой орбитали. Отметим, что в области ядер с  $N < 110$  значения  $(HF_0^Z)^{\text{теор}}$  находятся в разумном согласии с экспериментальными  $HF_0^Z$ .

4. Полуоблегченные  $\alpha$ -переходы. При  $\alpha$ -распаде основных состояний нечетных ядер в ряде изотопов экспериментально наблюдаются несколько  $\alpha$ -переходов, соответствующих энергиям возбуждения  $E_j^*$  дочерних ядер, меньшим 1 МэВ. Среди этих  $\alpha$ -переходов,

как правило, наблюдается облегченный переход. В редких случаях наблюдаются  $\alpha$ -переходы с  $L = 2$ , имеющие значения  $W_0^{\text{кп}}$ , близкие к облегченным. Такие переходы связаны с возбуждением в остоле низколежащего коллективного фонона  $2^+$  [39]. Все остальные переходы соответствуют случаям  $J_i^{\pi_i} \neq J_f^{\pi_f}$  с  $L \neq 0$  и имеют значения  $W_0^{\text{кп}}$ , меньшие, чем  $W_0^{\text{кп}}$  для облегченных  $\alpha$ -переходов. Подобные переходы являются полуоблегченными (см. разд. 2, п. 5), поскольку распаривание пары нуклонов, уносимых из четной подсистемы, приводит к переходу в возбужденные состояния дочернего ядра с энергиями  $E_j^* \geq 2$  МэВ. Типичным примером полуоблегченных  $\alpha$ -распадов с отсутствием усиления в нейтронной подсистеме являются  $\alpha$ -переходы в нечетных изотопах полония, радона, радия и тория с  $N = 127$ . Действительно, в этом случае состояния нечетного нейтрона в родительском ( $2g_{9/2}$ ) и дочернем ( $3p_{1/2}$ ;  $2f_{5/2}$ ;  $3p_{3/2} \dots$ ) ядрах относятся к разным оболочкам, что приводит к следующим возможным конфигурациям распаренной нейтронной пары, участвующей в формировании  $\alpha$ -частицы:

$$[2g_{9/2}, 3p_{1/2}]_L; [2g_{9/2}, 2f_{5/2}]_L; [2g_{9/2}, 3p_{3/2}]_L \dots$$

Как видно из табл. 2, нейтронные факторы запрета  $\text{HF}_0^N$  для указанных конфигураций лежат в диапазоне  $5 \leq \text{HF}_0 \leq 100$ .

В табл. 2 представлены также экспериментальные данные по  $\alpha$ -распаду нечетных изотопов тория, радия, радона и полония с  $N = 125$ ,  $N = 123$ ,  $N = 121$ , для которых полуоблегченные  $\alpha$ -переходы связаны со следующими конфигурациями уносимой нейтронной пары:

$$[3p_{1/2}, 2f_{5/2}]_L; [3p_{1/2}, 3p_{3/2}]_L; [2f_{5/2}, 3p_{1/2}]_L; [2f_{5/2}, 3p_{3/2}]_L.$$

Факторы запрета  $\text{HF}_0$  для указанных  $\alpha$ -переходов лежат в интервале  $6 \leq \text{HF}_0 \leq 300$ .

Заметим, что полуоблегченные  $\alpha$ -переходы без усиления в нейтронной подсистеме экспериментально наблюдаются при  $\alpha$ -распаде нечетно-нечетных изотопов актиния, франция и астата, факторы запрета  $\text{HF}_0^N$  для которых лежат примерно в том же диапазоне (6—300) [55]. Однако детальный анализ данных  $\alpha$ -переходов осложняется из-за отсутствия информации о спинах и структуре начальных и конечных состояний.

Типичным примером полуоблегченных  $\alpha$ -переходов с замедлением в протонной подсистеме являются  $\alpha$ -переходы в ядрах  $^{211}\text{Bi}$  и  $^{149}, ^{151}\text{Tb}$ . В случае  $\alpha$ -распада  $^{211}\text{Bi}$  состояние нечетного протона в родительском ( $1h_{9/2}$ ) и дочернем ( $3s_{1/2}$  или  $2d_{3/2}$ ) ядрах относятся к разным протонным оболочкам. Аналогично нечетный протон в изотопах  $^{149}\text{Tb}$  и  $^{151}\text{Tb}$  находится в состояниях ( $2d_{3/2}$ ) и ( $3s_{1/2}$ ) соответственно, а в дочерних изотопах  $^{145}, ^{147}\text{Eu}$  — в состояниях ( $2d_{5/2}$ ) и ( $1g_{7/2}$ ) для основного и первого возбужденного уровней соответственно. Как видно из табл. 2, факторы запрета  $\text{HF}_0^Z$  для рассматри-

Таблица 2. Полуоблегченные  $\alpha$ -переходы

| $N$ | $Z$ | $E_{\alpha}$ , кэВ | $T_{1/2}$                     | $\alpha$ , % | $I_{\alpha}$ на 100 $\alpha$ -распадов | $J_i^{\pi_i}$       | $J_f^{\pi_f}$       | $L$ | $-lg W_{KL}$ | HF L     |
|-----|-----|--------------------|-------------------------------|--------------|--|---------------------|---------------------|-----|--------------|----------|
| 127 | 90  | 9250(10)           | 0,252(7) мс                   | 100          | 100                                    | (9/2 <sup>+</sup> ) | (1/2 <sup>-</sup> ) | 0   | 4,80(1)      | 35(3)    |
| 127 | 88  | 8697(5)            | 1,56(10) · 10 <sup>-3</sup> с | 100          | 95,7(10)                               | (9/2 <sup>+</sup> ) | 1/2 <sup>-</sup>    | 5   | 3,76(1)      | 3,2(2)   |
|     | 88  | 8167(8)            | 1,56(10) · 10 <sup>-3</sup> с | 100          | 1,3(5)                                 | (9/2 <sup>+</sup> ) | (5/2 <sup>-</sup> ) | 5   | 4,913(30)    | 35(3)    |
|     | 88  | 7879(8)            | 1,56(10) · 10 <sup>-3</sup> с | 100          | 3,0(5)                                 | (9/2 <sup>+</sup> ) | (3/2 <sup>-</sup> ) | 3   | 3,873(30)    | 3,2(3)   |
| 127 | 86  | 8085(10)           | 25,0(2) мс                    | 100          | 99                                     | (9/2 <sup>+</sup> ) | 1/2 <sup>-</sup>    | 3   | 5,35(17)     | 95(37)   |
|     | 86  | 7550(15)           | 25,0(2) мс                    | 100          | 1                                      | (9/2 <sup>+</sup> ) | 5/2 <sup>-</sup>    | 0   | 4,88(17)     | 32(13)   |
| 127 | 84  | 7450,6(19)         | 0,516(3) с                    | 100          | 98,917                                 | (9/2 <sup>+</sup> ) | 1/2 <sup>-</sup>    | 3   | 4,14(8)      | 5,9(11)  |
|     | 84  | 6882,5(25)         | 0,516(3) с                    | 100          | 0,546(19)                              | (9/2 <sup>+</sup> ) | 5/2 <sup>-</sup>    | 0   | 4,14(8)      | 5,9(11)  |
|     | 84  | 6570,0(25)         | 0,516(3) с                    | 100          | 0,537(19)                              | (9/2 <sup>+</sup> ) | 3/2 <sup>-</sup>    | 3   | 3,67(8)      | 2,0(4)   |
| 125 | 90  | 7524(8)            | 1,2(2) с                      | 100          | 40(3)                                  | (1/2 <sup>-</sup> ) | (5/2 <sup>-</sup> ) | 2   | 5,123(35)    | 40(4)    |
|     | 90  | 7333(10)           | 1,2(2) с                      | 100          | 8(3)                                   | (1/2 <sup>-</sup> ) | (3/2 <sup>-</sup> ) | 0   | 4,043(35)    | 3,3(3)   |
| 125 | 88  | 6731(5)            | 2,75(15) мин                  | 80(5)        | 45(2)                                  | (1/2 <sup>-</sup> ) | (5/2 <sup>-</sup> ) | 0   | 5,519(35)    | 98(9)    |
|     | 88  | 6521(5)            | 2,75(15) мин                  | 80(5)        | 6(1)                                   | (1/2 <sup>-</sup> ) | (3/2 <sup>-</sup> ) | 0   | 5,069(35)    | 35(3)    |
| 125 | 86  | 5850(2)            | 15,0(5) ч                     | 26(1)        | 34(1)                                  | 1/2 <sup>-</sup>    | 5/2 <sup>-</sup>    | 0   | 5,285(25)    | 29(2)    |
|     | 86  | 5616(3)            | 15,0(5) ч                     | 26(1)        | 2,7(2)                                 | 1/2 <sup>-</sup>    | 3/2 <sup>-</sup>    | 0   | 4,185(25)    | 2,3(1)   |
| 125 | 84  | 4617(5)            | 102(5) года                   | 99,74(3)     | 0,48(2)                                | 1/2 <sup>-</sup>    | 3/2 <sup>-</sup>    | 2   | 5,231(25)    | 25,2(15) |



|     |    |           |              |                                 |                         |        |        |   |           |          |
|-----|----|-----------|--------------|---------------------------------|-------------------------|--------|--------|---|-----------|----------|
| 123 | 86 | 5898(3)   | 28,5(10) мин | 17(2)                           | 0,14(2)                 | 5/2-   | (1/2-) | 0 | 5,573(82) | 293(57)  |
|     |    | 5887(3)   | 28,5(10) мин | 17(2)                           | 0,22(2)                 | 5/2-   | (3/2-) | 2 | 5,346(82) | 174(34)  |
| 121 | 86 | 6068(3)   | 9,27(5) мин  | 23(2)                           | 0,66(2)                 | 5/2-   | (3/2-) | 2 | 5,325(66) | 166(26)  |
|     |    | 5995(4)   | 9,27(25) мин | 23(2)                           | 0,10(3)                 | 5/2-   | (1/2-) | 2 | 5,101(66) | 99(16)   |
| 128 | 83 | 6623,1(6) | 2,15 мин     | 99,726(4)                       | 83,57(4)                | (9/2-) | 1/2+   | 0 | 5,033(42) | 103(11)  |
|     |    | 6278,8(6) | 2,15 мин     | 99,726(4)                       | 16,43(4)                | (9/2-) | 3/2+   | 5 | 4,809(42) | 61(7)    |
| 84  | 65 | 3967(3)   | 4,10(5) ч    | 16,7(4)                         | 99,97                   | (3/2+) | 5/2+   | 0 | 5,52(14)  | 319(402) |
|     |    | 3644(5)   | 4,10(5) ч    | 16,7(4)                         | 3(1) · 10 <sup>-2</sup> | (3/2+) | 7/2+   | 2 | 5,30(14)  | 190(61)  |
| 86  | 65 | 3409(5)   | 17,5(7) ч    | 9,5(15) ×<br>× 10 <sup>-3</sup> | 99,9                    | 1/2+   | 5/2+   | 0 | 5,329(1)  | 72(1)*   |
|     |    | 3183(5)   | 17,5(7) ч    | 9,5(15) ×<br>× 10 <sup>-3</sup> | 0,1                     | 1/2+   | 7/2+   | 4 | 4,201(1)  | 5,4(10)* |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 3 | 4,680(1)* | 16(3)*   |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 0 | 4,226(1)  | 5,7(10)* |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 2 | 3,239(36) | 5,1(6)*  |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 2 | 2,969(36) | 2,8(3)*  |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 0 | 4,55(15)  | 105(37)* |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 2 | 4,28(15)  | 56(20)*  |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 0 | 3,147(71) | 8(2)*    |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 2 | 2,876(71) | 4,4(8)*  |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 0 | 4,208(71) | 95(16)*  |
|     |    |           |              |                                 |                         |        |        | 4 | 3,308(71) | 12(2)*   |

П р и м е ч а н и е. \* — Протоновые факторы запрета  $h\nu_{\alpha}^2$ ; в остальных случаях приведены нейтронные факторы запрета.

ваемых  $\alpha$ -переходов лежат в интервале от 5 до 125, который близок к полученному интервалу значений факторов запрета  $\text{HF}_0^Z$ .

Поскольку для большинства рассмотренных в табл. 2 полуоблегченных  $\alpha$ -переходов имеется определенная информация о спинах состояний родительского и дочернего ядер, то, кроме факторов запрета  $\text{HF}_0$ , можно также рассчитать приведенные факторы запрета  $\text{HF}_L$ . Как видно из табл. 2, где представлены полученные значения факторов запрета  $\text{HF}_L$ , они лежат в диапазоне  $2 \leq \text{HF}_L \leq 190$ , который близок к соответствующему интервалу значений факторов запрета  $5 \leq \text{HF}_0^{N(Z)} \leq 300$ . Заметим, что факторы запрета  $\text{HF}_L$  оказываются полезными при детальном теоретическом анализе конкретных  $\alpha$ -переходов. Для целей же классификации, особенно при отсутствии сведений о спинах и четностях состояний, участвующих в  $\alpha$ -переходе, целесообразно использовать факторы запрета  $\text{HF}_0$ .

При сопоставлении полученного выше интервала значений факторов запрета  $\text{HF}_L^{N(Z)}$  с теоретическими оценками, приведенными в разд. 2, п. 5,  $\text{HF}_L^{N(Z)} \simeq k_N (k_P)$  необходимо иметь в виду, что указанные оценки сделаны в приближении постоянства спектроскопических факторов  $W_{00}^{06}$ , рассчитываемых в простой оболочечной модели. Однако из-за зависимости геометрических факторов и матричных элементов, определяющих  $W_{00}^{06}$ , от конкретных конфигураций пар отделяемых нуклонов такое приближение оказывается грубым, так что сопоставление протонных (нейтронных) коэффициентов усиления с соответствующими факторами запрета  $\text{HF}_L^{Z(N)}$  может носить только качественный характер. В свете данного обсуждения можно констатировать, что интервал значений факторов запрета  $\text{HF}_L^{N(Z)}$  удовлетворительно согласуется с приведенными в разд. 2, п. 5 интервалами значений  $k_P$  и  $k_N$ .

К сожалению, последовательный теоретический анализ оболочечных спектроскопических факторов с учетом эффектов спаривания для полуоблегченных  $\alpha$ -переходов пока еще не проведен. В работе [56] из сопоставления облегченных и полуоблегченных  $\alpha$ -переходов в изотонах с  $N = 125$  получены лишь качественные оценки значений нейтронного коэффициента усиления. В расчетах же, проведенных в работе [57] для  $^{210}\text{At}$  и основанных на  $R$ -матричной теории, парные корреляции не учитывались даже при анализе относительных интенсивностей облегченных и полуоблегченных  $\alpha$ -переходов.

Поэтому остается актуальным проведение детальное теоретическое рассмотрение факторов запрета для полуоблегченных  $\alpha$ -переходов, особенно в тех случаях, когда приведенные факторы запрета невелики —  $\text{HF}_L \leq 6$ .

В заключение продемонстрируем возможности оболочечной модели для описания относительных интенсивностей полуоблегченных  $\alpha$ -переходов в тех случаях, которые не требуют громоздких численных расчетов. Основываясь на знании оболочечных спектроскопических

факторов, можно ожидать, что для каждого из полуоблегченных  $\alpha$ -переходов  $9/2^+ \rightarrow 1/2^-$ ;  $9/2^+ \rightarrow 5/2^-$  и  $9/2^+ \rightarrow 3/2^-$  в различных изотопах с  $N = 127$  и  $\alpha$ -переходов  $1/2^- \rightarrow 5/2^-$  и  $1/2^- \rightarrow 3/2^-$  в изученных изотопах с  $N = 125$  нейтронные факторы запрета  $\text{HF}_0^N$  должны быть близкими. Это предсказание подтверждается экспериментально, поскольку, как следует из табл. 2, значения  $\text{HF}_0^N$  для указанных переходов лежат в диапазонах: 29—35; 72—95; 4,6—5,9; 7,7—9,6; 6,4—8,6 соответственно.

Отношение  $\omega$  нейтронных факторов запрета  $\text{HF}_0^N$  для полуоблегченных  $\alpha$ -переходов  $5/2^- \rightarrow 3/2^-$  в изотопах  $^{207}\text{Rn}$  и  $^{209}\text{Rn}$  в предположении, что состояния нечетных нейтронов в родительском и дочернем ядрах являются чистыми оболочечными состояниями  $2f_{5/2}$  и  $3p_{3/2}$ , с учетом формул (20), (26) и (27) равно обратной величине отношения квадратов нейтронных генеалогических коэффициентов  $G_N$ . Для нечетной нейтронной подсистемы величины  $G_N$  с хорошей степенью точности определяются как [12]:

$$G_N = \sqrt{\frac{2J_N + 1}{2}} \sqrt{\frac{(\Omega_{j_i} - n_{j_i}) n_{j_f}}{\Omega_{j_i}^2 \Omega_{j_f}^2}}, \quad (42)$$

где  $n_{j_i}$  ( $n_{j_f}$ ) — число нейтронных пар в подоболочке  $j_i = J_i$  ( $j_f = J_f$ ) в родительском ядре;  $\Omega_j = \hat{j}/2$  — максимально возможное число пар в подоболочке  $j$ . Тогда теоретическое значение  $\omega = 0,5$ , что хорошо согласуется с отношением  $\omega = 0,62$  экспериментальных факторов запрета  $\text{HF}_0^N$  ( $^{207}\text{Rn}$ ) и  $\text{HF}_0^N$  ( $^{209}\text{Rn}$ ) из табл. 2.

Теоретическое значение отношения  $\omega$  нейтронных факторов запрета  $\text{HF}_0^N$  для полуоблегченных  $\alpha$ -переходов  $1/2^- \rightarrow 5/2^-$  в  $^{211}\text{Rn}$  и  $5/2^- \rightarrow 3/2^-$  в  $^{209}\text{Rn}$  при использовании формул (20), (26), (27) и (42) оказывается равным 0,062. Соответствующее отношение экспериментальных факторов запрета  $\text{HF}_0^N$  для указанных  $\alpha$ -переходов имеет значение 0,058 (см. табл. 2).

**5. Необлегченные  $\alpha$ -переходы.** При рассмотрении  $\alpha$ -распада из основных состояний ядер на низколежащие уровни дочерних ядер ( $E_i^* < 1$  МэВ) необлегченные  $\alpha$ -переходы могут наблюдаться только в нечетно-нечетных ядрах. В настоящее время такие  $\alpha$ -переходы обнаружены только в ядре  $^{210}\text{Bi}$ . Для  $\alpha$ -распада изомерных состояний необлегченные  $\alpha$ -переходы могут наблюдаться и в случае нечетных ( $E_i^* > 1$  МэВ) и четно-четных ( $E_i^* > 2$  МэВ) ядер, когда в четных подсистемах родительских ядер происходит распаривание куперовских пар нуклонов. Типичными примерами такого рода  $\alpha$ -переходов являются переходы из изомерного состояния  $^{212}\text{Po}^m$  ( $16^+$ ) на уровни  $0^+$ ,  $3^-$ ,  $5^-$  ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

В случае нечетно-нечетных ядер можно ожидать, что нейтронный  $\text{HF}_0^N$  и протонный  $\text{HF}_0^Z$  факторы запрета, определенные формулами (35), (36), где в числителе стоят  $W_0^{K\pi}$  (н. н — 1) и  $W_0^{K\pi}$  (н — 1. н) для полуоблегченных  $\alpha$ -переходов в соседних нечетных изотопах,

должны быть близки к соответствующим факторам запрета для полублегченных  $\alpha$ -переходов в соседних нечетных ядрах. В то же время фактор запрета  $HF_0^{Z, N}$  для необлегченных  $\alpha$ -переходов, представленный в виде (41), должен быть близок к произведению  $HF_0^Z \cdot HF_0^N$ , где  $HF_0^Z$  и  $HF_0^N$  соответствуют полублегченным  $\alpha$ -переходам, рассмотренным в разд. 3, п. 4. Тогда диапазон изменения  $HF_0^{Z, N}$  для необлегченных  $\alpha$ -переходов определяется как  $(25-10^4)$ . Для более корректной оценки нижней границы  $HF_0^{Z, N}$  можно использовать  $\alpha$ -переходы из основного состояния  $^{210}\text{Bi}$  ( $1^-$ ) на уровни  $2^-$  и  $1^-$   $^{208}\text{Tl}$ . Эти переходы являются необлегченными, поскольку состояния нечетного протона и нечетного нейтрона в  $^{210}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$  относятся к разным оболочкам. К сожалению, строго рассчитать фактор  $HF_0^{Z, N}$  (н. н.) по формуле (37) невозможно, поскольку отсутствуют экспериментальные данные об  $\alpha$ -распаде ядра  $^{208}\text{Pb}$ .

В связи с этим можно получить лишь приближенную оценку фактора  $HF_0^{Z, N}$ , используя экспериментальное значение  $W_0^{\text{кл}}$  для  $^{210}\text{Pb}$  и восстанавливая значение  $W_0^{\text{кл}}$  для  $^{208}\text{Pb}$  при условии, что зависимость  $W_0^{\text{кл}}(N)$  для изотопов свинца аналогична зависимости  $W_0^{\text{кл}}(N)$  для изотопов полония, радона, радия и тория. В этом случае для  $^{208}\text{Pb}$   $W_0^{\text{кл}} \approx 6 \cdot 10^{-5}$ . Тогда для переходов  $1^- \rightarrow 2^-$  и  $1^- \rightarrow 1^-$  в  $^{210}\text{Bi}$  оценки  $HF_0^{Z, N}$  лежат в интервале  $(10-20)$  и отличаются от значений факторов  $F_0^{Z, N}$ , полученных на основе закона Гейгера — Неттола в компиляции [5] на фактор  $\approx 3$ . Таким образом, нижняя граница интервала значений факторов  $HF_0^{Z, N}$  может быть уменьшена до 10, которая оказывается близкой к соответствующей нижней границе для факторов запрета  $HF_0^{Z(N)}$  в случае полублегченных  $\alpha$ -переходов. С другой стороны, и верхние границы интервалов значений факторов запрета  $HF_0^{Z, N}$  и  $HF_0^{Z(N)}$  оказываются соизмеримыми как из-за сильного влияния структурных запретов на вероятности полублегченных  $\alpha$ -переходов, так и из-за экспериментальных ограничений при наблюдении слабых  $\alpha$ -линий.

В работах [58, 59] на основе формул (26), (27) были проведены расчеты оболочечных спектроскопических факторов для необлегченных  $\alpha$ -переходов  $1^- \rightarrow 2^-$  и  $1^- \rightarrow 1^-$  в  $^{210}\text{Bi}$ . Отношения значений экспериментальных кластерных  $W_c^{\text{кл}}$  и оболочечных  $W_c^{об}$  спектроскопических факторов оказались равными 0,9 и 3,4 соответственно для изучаемых  $\alpha$ -переходов при использовании в расчетах чистых оболочечных состояний. Учет смешивания конфигураций в волновых функциях родительского и дочернего ядер [60, 61] приводит к значениям указанных отношений 0,28 и 2. Этот результат свидетельствует о возможности теоретического описания абсолютных вероятностей необлегченного  $\alpha$ -распада с точностью до фактора 4.

Следует отметить, что сопоставление факторов запрета  $HF_0^N$  (ч. н.),  $HF_0^Z$  (ч. н.) и  $HF_0^{Z, N}$  (н. н.) из настоящей работы с соответствующими факторами запрета  $F_0$  (11)—(13) из работы [5] позволяет сделать вывод о качественном согласии указанных величин. Заме-

тим, что наибольшие расхождения факторов запрета  $HF_0$  и  $F_0$ , достигающие 3 раз, возникают в области  $N \simeq 126$ , где обработка данных по  $\alpha$ -распаду на основе закона Гейгера — Неттола некорректна. На этот факт обращалось внимание еще в работе [4].

#### 4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ПРЕДСКАЗАНИЯ

Опираясь на опыт, накопленный при изучении  $\alpha$ -переходов различной степени облегченности, и используя экспериментальные кластерные спектроскопические факторы, можно проанализировать экспериментальные данные по  $\alpha$ -распаду для широкой области ядер и сделать достаточно надежные теоретические предсказания. Хорошим примером такого рода анализа служит изучение  $\alpha$ -распада нейтронодефицитных изотопов висмута, проведенное в [48].

**1. Альфа-распад нейтронодефицитных изотопов висмута.** Альфа-распад нейтронодефицитных изотопов висмута наблюдали в диапазоне массовых чисел  $A = 203 \div 188$ . Соответствующие экспериментальные данные были детально проанализированы в [48] (см. также § 5.7 в [4]) на основе систематики кластерных спектроскопических факторов. В [48] были предложены и обоснованы гипотезы о структуре состояний родительских и дочерних ядер, а также о природе  $\alpha$ -переходов, связывающих указанные состояния. Это позволило сделать предсказания долей  $\alpha$  как для  $\alpha$ -переходов, неизвестных ко времени выполнения работы (1978 г.), так и для  $\alpha$ -переходов, экспериментальные характеристики которых казались противоречащими теории.

В табл. 3 представлены экспериментальные данные по  $\alpha$ -распаду изотопов висмута из работы [62], выполненной уже после публикации работы [48]. В последней колонке этой таблицы представлены доли  $\alpha$ -распада, предсказанные в работе [48], причем для  $\alpha$ -перехода  $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$  в изотопах  $^{191}, ^{197}\text{Bi}$  значения долей пересчитаны с учетом новых значений  $E_\alpha$ ,  $T_{1/2}$  [62]. Сопоставление долей  $\alpha$  из [62] и [48] демонстрирует их близость, что свидетельствует, с одной стороны, о правильности представлений, предложенных в работе [48], о структуре состояний, связанных  $\alpha$ -переходами в изотопах висмута и таллия, и, с другой, о предсказательной силе кластерных спектроскопических факторов при анализе  $\alpha$ -распада.

**2. Систематика характеристик  $\alpha$ -переходов.** В табл. 4 представлены экспериментальные данные для  $\alpha$ -распада изотопов с  $52 \leq Z \leq 90$  и  $84 \leq N \leq 130$ . Как правило, для каждого из изотопов в таблицу включен только один  $\alpha$ -переход с максимальным значением  $W_0^{\text{кл}}$  и лишь для ряда нечетно-нечетных изотопов актиния, франция и астага приведено по два облегченных  $\alpha$ -перехода. При наличии нескольких наборов экспериментальных данных для конкретного  $\alpha$ -перехода предпочтение отдано результатам с наименьшими погрешностями. В случаях, когда экспериментальные данные, полученные

Таблица 3. Характеристики  $\alpha$ -переходов изотопов висмута с  $A \leq 197$ 

| A    | Эксперимент        |                |              |   |   | Систематика            |       |                        |              |
|------|--------------------|----------------|--------------|---|---|------------------------|-------|------------------------|--------------|
|      | $E_{\alpha}$ , кэВ | $T_{1/2}$ , с  | $\alpha$ , % | Переход<br>$J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$      | L | $-\lg W_{\text{кл}}^L$ | HF L  | $-\lg W_{\text{кл}}^L$ | $\alpha$ , % |
| 197m | 5760(20)           | 329(20)        | $> 1$        | $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$                             | 0 | $< 3,81$               | —     | $> 2,95$               | $< 7$        |
| 195g | 5420(5)            | 187(1)         | 0,04         | $9/2^- \rightarrow 9/2^-$                             | 0 | 3,26                   | —     | 2,87                   | 0,1          |
| 195g | 5713(5)            | 187(1)         | 0,01         | $9/2^- \rightarrow 1/2^+$                             | 0 | 5,34                   | —     | 5,46                   | 0,007        |
| 195m | 6106(5)            | 87(1)          | $< 52$       | $9/2^- \rightarrow 1/2^+$                             | 5 | 4,17                   | —     | 4,32                   | —            |
| 194  | 5598(5)            | 125(1)         | 0,21         | $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$                             | 0 | 3,02                   | —     | $> 2,92$               | $< 66$       |
| 193g | 5899(5)            | 69(1)          | 3,8          | (10 <sup>-</sup> ) $\rightarrow$ (10 <sup>-</sup> )   | 0 | 3,24                   | 1,3*  | 3,25                   | 0,2          |
| 193g | 6174(5)            | 69(1)          | 0,2          | $9/2^- \rightarrow 9/2^-$                             | 0 | 3,12                   | 1,4** | 3,02                   | 5            |
|      |                    |                |              | (9/2 <sup>-</sup> ) $\rightarrow$ (1/2 <sup>+</sup> ) | 0 | 5,59                   | —     | 5,02                   | 0,2          |
| 193m | 6475(5)            | $\sim 3,5$     | $\sim 100$   | $9/2^- \rightarrow 1/2^+$                             | 5 | 4,45                   | —     | 4,50                   | —            |
| 192  | 6055(5)            | 39(1)          | 26           | $1/2^+ \rightarrow 1/2^+$                             | 0 | 2,81                   | —     | $> 3,10$               | $< 50$       |
| 191g | 6311(5)            | 11,1(3)        | 59,2         | (10 <sup>-</sup> ) $\rightarrow$ (10 <sup>-</sup> )   | 0 | 2,70                   | 0,4** | 2,86                   | 18           |
| 191g | 6639(5)            | 11,1(3)        | 1,8          | (9/2 <sup>-</sup> ) $\rightarrow$ (9/2 <sup>-</sup> ) | 0 | 2,85                   | 1,5** | 3,12                   | 32           |
|      |                    |                |              | $9/2^- \rightarrow 1/2^+$                             | 0 | 5,64                   | —     | 5,63                   | 1,8          |
| 191m | 6876(5)            | $\sim 0,3$ *** | $\sim 100$   | $9/2^- \rightarrow 1/2^+$                             | 5 | 4,52                   | —     | 4,51                   | —            |
| 190  | 6453(5)            | 5,2(2)         | 59,9         | $1/2^+ \rightarrow (1/2^+)$                           | 0 | 3,19                   | —     | 3,35                   | 68           |
|      |                    |                |              | (10 <sup>-</sup> ) $\rightarrow$ (10 <sup>-</sup> )   | 0 | 3,06                   | 0,3** | 2,90                   | 87           |

Примечание.  $\text{HF}_0^N$  (192Вн) = 0,7; \* — соответствует  $\text{HF}_0^N$ ; \*\* — соответствует  $\text{HF}_0^Z$ ; все экспериментальные данные взяты из [62]; значения систематки  $\lg W_{\text{кл}}^L$  приведены по работе [48]; \*\*\* — в работе [70] получено значение  $T_{1/2} = 0,15(2)$  с.

в различных работах, не перекрывались в пределах соизмеримых погрешностей, они совместно включены в таблицу.

В табл. 4 не представлены изотопы, для которых отсутствуют экспериментальные значения  $T_{1/2}$  или долей  $\alpha$ -распада, при условии, что они заметно меньше 100%.

В большинстве рассмотренных случаев экспериментальные значения кластерных спектроскопических факторов и факторов запрета хорошо согласуются с общей систематикой  $W_0^{K\pi}(Z)$ ,  $W_0^{K\pi}(N)$  и факторов запрета (см. разд. 3, пп. 1—4), а также коррелируют с поведением оболочечных спектроскопических факторов и теоретических факторов запрета. Это свидетельствует о достаточной надежности имеющихся экспериментальных данных для рассмотренных случаев. Поэтому ниже подобные  $\alpha$ -переходы не обсуждаются. В тех же случаях, когда значения  $W_0^{K\pi}$  или  $HF_0$  имеют заметные отклонения от систематики и находятся в противоречии с соответствующими теоретическими значениями, в табл. 5 даны предсказания для ожидаемых значений  $W_0^{K\pi}$ , а также в ряде случаев для  $\alpha$ , которые могут служить основой при уточнении экспериментальных данных. В седьмом столбце табл. 4 указаны факторы  $W_0^{K\pi}$ , использованные для анализа и предсказаний.

Обсудим детальнее для конкретных ядер причины, которые побудили провести ревизию экспериментальных данных и сделать предсказания ожидаемых значений  $W_0^{K\pi}$ , а в ряде случаев долей  $\alpha$ . Заметим, что отношение  $(W_0^{K\pi})_{\text{пред}}/(W_0^{K\pi})$  дает коэффициент уменьшения парциального периода полураспада  $T_{1/2}^{\alpha}$ .

Изотопы  $^{218}\text{Ac}$ ,  $^{207}\text{At}$  и  $^{205}\text{Po}$  имеют аномально большие экспериментальные кластерные спектроскопические факторы, значения которых  $-\lg W_0^{K\pi}$ : 2,09; 3,30 и 3,15 приводят к факторам запрета  $HF_0^Z = 0,3$ ,  $HF_0^N = 0,4$ ;  $HF_0^Z = 0,7$  и  $HF_0^N = 0,7$  соответственно, заметно отличающимся от систематики экспериментальных и теоретических значений  $HF_0^{Z(N)}$ .

В то же время изотопы  $^{215}\text{Ac}$  и  $^{187}\text{Pb}$  имеют аномально низкие значения  $W_0^{K\pi}$  ( $\lg W_0^{K\pi} - 2,92$  и  $-3,63$ ), которым соответствуют факторы запрета  $HF_0^Z = 2,3$  и  $HF_0^N = 10$ , существенно отклоняющиеся от систематик для всех рассмотренных случаев. Заметим, что ожидаемое значение  $\lg W_0^{K\pi} (^{187}\text{Pb}) = -3,0$  приводит к оценке доли  $\alpha (^{187}\text{Pb}) = 17\%$  при условии, что  $\alpha$ -переход с  $E_{\alpha} = 6,08$  МэВ является облегченным. Очевидно, следует уточнить и экспериментальные данные о распаде  $^{189}\text{Pb}$ , которым соответствует значение  $\lg W_0^{K\pi} = -3,56$  (табл. 4), приводящее к фактору запрета  $HF_0^Z (^{190}\text{Bi}) = 0,3$ , заметно меньшему единицы. При распаде  $^{210}\text{At}$  возникают два облегченных  $\alpha$ -перехода (табл. 4), с учетом суммы  $W_0^{K\pi}$  которых эффективное значение  $HF_0^Z (^{210}\text{At}) = 2,4$  аномально большое. Для облегченного  $\alpha$ -распада  $^{210}\text{At}$  ожидаемое значение  $\lg W_0^{K\pi} = -3,9$ .

Таблица 4. Облегченные  $\alpha$ -переходы

| Z   | N   | $E_{\alpha}$ | $T_{1/2}$             | $\alpha$  | I на 100 $\alpha$ -распадов | $-\lg W_0^{кл}$ | HF <sup>Z</sup> <sub>0</sub> | HF <sup>N</sup> <sub>0</sub> | Литера-тура |
|-----|-----|--------------|-----------------------|-----------|-----------------------------|-----------------|------------------------------|------------------------------|-------------|
| 90  | 122 | 7802(40)     | 30 <sup>(20)</sup> мс | ~ 100 а   | —                           | 2,84            | —                            | —                            | [63]        |
|     | 123 | 7692(40)     | 150(25) мс            | ~ 100 а   | —                           | 3,20            | —                            | 2,3                          | [5]         |
|     | 124 | 7682(40)     | 125(25) мс            | ~ 100 а   | —                           | 3,11*           | —                            | —                            | [5]         |
|     | 125 | 7677(40)     | 80(10) мс             | ~ 100 а   | —                           | 2,92            | —                            | —                            | [5]         |
|     | 126 | 7395(8)      | 1,2(2) с              | ~ 100 а   | 52(3)                       | 3,44(8)         | —                            | 2,2(6)                       | [5]         |
|     | 127 | 7921(8)      | 28(2) мс              | ~ 100 а   | —                           | 3,25(3)         | —                            | —                            | [5]         |
|     | 128 | 9680(20)     | 122(8) нс             | ~ 100 а   | —                           | 2,47(3)         | —                            | —                            | [5]         |
|     | 129 | 9665(10)     | 96(7) нс              | 100(2)    | —                           | 2,36(3)*        | —                            | —                            | [5]         |
|     | 130 | 9340(20)     | 1,05(3) мкс           | ~ 100 а   | —                           | 2,69            | —                            | 2,1                          | [5]         |
|     | 131 | 8790(20)     | 9,7(6) мкс            | ~ 100 а   | —                           | 2,31            | —                            | —                            | [5]         |
|     | 132 | 7587(15)     | 0,10(5) с             | ~ 100 а   | —                           | 2,99            | 1,2                          | —                            | [5]         |
|     | 89  | 121          | 7462(8)               | 0,35(5) с | ~ 100 а                     | —               | 3,14                         | 1,2                          | 1,4         |
| 122 |     | 7480(8)      | 0,25(5) с             | ~ 100 а   | —                           | 3,09            | 1,1                          | 1,7                          | [5]         |
| 123 |     | 7379(8)      | 0,93(5) с             | ~ 100 а   | —                           | 3,33            | 1,1                          | —                            | [5]         |
| 124 |     | 7362(8)      | 0,80(5) с             | ~ 100 а   | —                           | 3,22            | 1,4                          | —                            | [5]         |
| 125 |     | 7214(5)      | 8,2(2) с              | ~ 86      | 52(2)                       | 4,09            | 2,8                          | 7,3                          | [5]         |
| 126 |     | 7604(5)      | 0,17(1) с             | ~ 86      | 44(2)                       | 3,68            | 1,1                          | 2,9                          | [5]         |
| 127 |     | 9650(10)     | 141(7) нс             | 99,91(2)  | —                           | 3,40(3)         | 1,07(6)                      | —                            | [5]         |
| 128 |     | 9204(15)     | 0,27(4) мкс           | ~ 100 а   | —                           | 2,61            | 1,3                          | —                            | [5]         |
| 129 |     | 8664(10)     | 7(2) мкс              | ~ 100 а   | —                           | 2,09            | 0,3                          | 0,3                          | [5]         |
| 130 |     | 7272(5)      | 0,4(2) с              | ~ 100 а   | —                           | 2,16            | 1,2                          | —                            | [5]         |
| 131 |     | 7131(5)      | 1,3(2) с              | ~ 100 а   | —                           | 2,91            | —                            | —                            | [5]         |
| 132 |     | 7433(5)      | 1,2(2) с              | ~ 100 а   | —                           | 2,94            | —                            | 1,1                          | [5]         |
| 88  | 120 | 7010(5)      | 4,7(2) с              | ~ 100 а   | —                           | 2,92            | —                            | —                            | [5]         |
|     | 121 | 7020(5)      | 3,8(2) с              | ~ 100 а   | —                           | 3,08            | —                            | 1,5                          | [5]         |
|     | 122 | 6912(5)      | 15(2) с               | ~ 100 а   | —                           | 3,06            | —                            | —                            | [5]         |
|     | 123 | 6902(5)      | 13,0(2) с             | ~ 100 а   | —                           | 3,27            | —                            | 1,6                          | [5]         |
|     | 124 | 6624(5)      | 2,75(15) мин          | ~ 100 а   | —                           | 3,21            | —                            | —                            | [5]         |
|     | 125 | 7138(5)      | 2,46(3) с             | 80(5)     | 47(3)                       | 3,63(3)         | —                            | 2,7(2)                       | [5]         |
|     | 126 | 9349(8)      | 0,182(10) мкс         | 99,941(4) | —                           | 3,37(2)         | —                            | —                            | [5]         |
|     | 127 | 8994(10)     | 1,6(2) мкс            | ~ 100 а   | —                           | 2,54(2)         | —                            | —                            | [5]         |
|     | 128 | 8384(10)     | 14(2) мкс             | ~ 100 а   | —                           | 2,66            | —                            | 1,3                          | [5]         |
|     | 129 | 8384(10)     | 14(2) мкс             | ~ 100 а   | —                           | 2,09            | —                            | —                            | [5]         |



|    |     |          |              |                   |          |   |          |         |      |
|----|-----|----------|--------------|-------------------|----------|---|----------|---------|------|
| 87 | 114 | 7388(15) | 48(15) МС    | ~ 100 а           | —        | — | 2,69     | 0,9     | [65] |
|    | 115 | 7251(10) | 0,34(4) с    | ~ 100 а           | —        | — | 3,09     | 1,3     | [65] |
|    | 116 | 7135(10) | 0,55(2) с    | ~ 100 а           | —        | — | 2,90     | 1,3     | [65] |
|    | 117 | 7027(5)  | 2,1(2) с     | ~ 100 а           | 70(15)   | — | 3,29     | 1,3     | [5]  |
|    |     | 6967(5)  | 2,4(2) с     | ~ 100 а           | 30(6)    | — | 3,46     | 1,9     | [5]  |
|    | 118 | 6917(5)  | 3,96(4) с    | ~ 100 а           | —        | — | 3,02     | 1,3     | [66] |
|    | 119 | 6785(5)  | 16,0(1) с    | 85(2)             | —        | — | 3,26(1)  | 1,3(3)  | [5]  |
|    | 120 | 6761(5)  | 14,8(1) с    | 93(3)             | —        | — | 3,12(1)  | 1,3(1)  | [5]  |
|    | 121 | 6636(5)  | 58,0(3) с    | 74(3)             | —        | — | 3,31(2)  | 1,6(2)  | [5]  |
|    | 122 | 6646(5)  | 50,0(3) с    | 89(3)             | —        | — | 3,22(1)  | 1,3(2)  | [5]  |
|    | 123 | 6542(5)  | 3,18(6) МИН  | 81 <sub>0</sub>   | —        | — | 3,49     | 1,3(2)  | [5]  |
|    | 124 | 6534(5)  | 3,10(7) МИН  | 90 <sub>6</sub>   | —        | — | 3,38     | 1,1     | [5]  |
|    | 125 | 6383(3)  | 20,6(3) МИН  | 44(5)             | 24,0(12) | — | 4,53(5)  | 6,2(8)  | [67] |
|    | 125 | 6262(4)  | 20,6(3) МИН  | 44(5)             | 37(5)    | — | 3,83(7)  | 1,2(2)  | [67] |
|    | 126 | 6775(5)  | 34,7(3) с    | 99,43(3)          | —        | — | 3,568(6) | 1,10(5) | [5]  |
|    | 128 | 9355(10) | 0,12(2) МРС  | ~ 100             | —        | — | 2,69     | 1,2     | [5]  |
|    | 129 | 9006(12) | 0,70(2) МРС  | ~ 100 а           | —        | — | 2,63     | 0,9     | [5]  |
|    | 130 | 8315(8)  | 22(5) МРС    | ~ 100 а           | —        | — | 2,72     | 1,2     | [68] |
|    | 113 | 6995(10) | 620(25) МС   | ~ 100 а           | —        | — | 2,72     | —       | [68] |
|    | 114 | 6900(10) | 1,06(7) с    | ~ 100 а           | —        | — | 2,98     | —       | [68] |
|    | 115 | 6721(8)  | 7,0(4) с     | ~ 80 <sup>В</sup> | —        | — | 2,78     | —       | [68] |
|    | 116 | 6636(3)  | 9,9(2) с     | ~ 93 <sup>В</sup> | —        | — | 2,78     | —       | [69] |
|    | 117 | 6497(5)  | 42(2) с      | 45(8)             | —        | — | 3,18(8)  | —       | [5]  |
|    | 118 | 6417(3)  | 74(2) с      | 72(8)             | —        | — | 2,91(5)  | —       | [5]  |
|    | 119 | 6263(3)  | 170(4) с     | 23(5)             | —        | — | 3,13(9)  | —       | [5]  |
|    | 120 | 6260(3)  | 5,67(17) МИН | 64(3)             | 99,99    | — | 3,02(3)  | —       | [5]  |
|    | 121 | 6126(3)  | 556(15) с    | 23(2)             | 99,2     | — | 3,11(4)  | —       | [5]  |
|    | 122 | 6139(3)  | 23,5(5) МИН  | 67(3)             | 99,99    | — | 3,10(2)  | —       | [5]  |
|    | 122 | 6139(3)  | 1464(8) с    | 62(5)             | 99,99    | — | 3,23(4)  | —       | [5]  |
|    | 123 | 6039(3)  | 28,5(10) МИН | 17(2)             | 99,6     | — | 3,37(5)  | —       | [5]  |
|    | 124 | 6038(3)  | 144(6) МИН   | 96(1)             | 99,99    | — | 3,35(2)  | —       | [5]  |
|    | 125 | 5783(3)  | 900(30) МИН  | 26(1)             | 63(1)    | — | 3,73(1)  | —       | [5]  |
|    | 126 | 6264(3)  | 23(1) МИН    | 100               | 99,95    | — | 2,63(3)  | —       | [5]  |
|    | 128 | 9035(10) | 0,27(2) МРС  | 100               | —        | — | 2,67(2)  | —       | [5]  |
|    | 129 | 8674(8)  | 2,30(10) МРС | 100               | —        | — | 2,67(2)  | —       | [5]  |
|    | 130 | 8049(10) | 45(5) МРС    | 100               | —        | — | 2,34(5)  | —       | [5]  |
|    | 111 | 7055(7)  | 0,3(4) с     | ~ 100 а           | —        | — | 3,06     | 1       | [5]  |
|    | 112 | 6959(5)  | 0,4(1) с     | ~ 100 а           | —        | — | 2,84     | 1,1     | [5]  |

Продолжение табл. 4

| Z   | N | $E_{\alpha}$ | $T_{1/2}$    | $\alpha$     | $\lambda$ на 100<br>$\alpha$ -распадов | $-\lg W_{01}$ | $HF^Z_0$ | $HF^N_0$ | Литера-<br>тура |
|-----|---|--------------|--------------|--------------|--|---------------|----------|----------|-----------------|
| 113 |   | 6748(5)      | 4,9(5) с     | $100^{(9)}$  | —                                      | 3,22(6)       | 2,1(4)   | 2,4      | [5, 65]         |
| 114 |   | 6639(5)      | 7,2(5)с      | $\sim 100$   | —                                      | 2,98          | 1,1      | —        | [5]             |
| 115 |   | 6463(5)      | 42(2) с      | 53(8)        | 60(11)                                 | 3,58(7)       | 2,5(4)   | 3,9(7)   | [5]             |
| 115 |   | 6412(5)      | 42(2) с      | 53(8)        | 40(8)                                  | 3,54(6)       | 2,3(4)   | 3,6(7)   | [5]             |
| 116 |   | 6342(5)      | 1,50(7) МИН  | 71(7)        | —                                      | 3,06(5)       | 1,1(2)   | —        | [5]             |
| 117 |   | 6133(3)      | 3,0(1) МИН   | 12,0(8)      | 64(2)                                  | 3,50(3)       | 1,2(1)   | 2,8(4)   | [69]            |
| 118 |   | 6088(1)      | 3,0(1) МИН   | 12,0(8)      | 36(2)                                  | 4,26(4)       | 5,3(6)   | 12(2)    | [69]            |
| 119 |   | 5952(2)      | 7,4(3) МИН   | 13,8(6)      | —                                      | 3,44(3)       | 1,7(2)   | —        | [5]             |
| 120 |   | 5899(4)      | 9,3(3) МИН   | 4,5(4)       | —                                      | 3,41(4)       | 1,3(3)   | 0,9(1)   | [5]             |
| 121 |   | 5703(2)      | 26,2(5) МИН  | 10(2)        | —                                      | 3,28(9)       | 0,9(2)   | —        | [5]             |
| 122 |   | 5759(3)      | 29,3(4) МИН  | 0,88(8)      | —                                      | 3,57(4)       | 2,7(6)   | 2,0(5)   | [5]             |
| 123 |   | 5641(3)      | 1,63(3) Ч    | $10^B$       | 96,9(3)                                | 3,31          | 0,74(6)  | 5,0(5)   | [5]             |
| 124 |   | 5647(2)      | 5,41(50) Ч   | 0,55(5)      | 99,9                                   | 4,00(11)      | 1,6(4)   | —        | [5]             |
| 125 |   | 5443(1)      | 8,3 Ч        | 4,1(5)       | 28,4(15)                               | 3,67(7)       | 1,1(2)   | —        | [5]             |
| 125 |   | 5361(1)      | 8,3 Ч        | 0,18(2)      | 27,8(20)                               | 4,75(5)       | 9(1)     | 13(4)    | [67]            |
| 126 |   | 5866(2)      | 7,214(7) Ч   | 0,18(2)      | 99,99                                  | 4,33(6)       | 3,2(4)   | 5(1)     | [67]            |
| 128 |   | 9080(12)     | 0,11(2) МРС  | 41,94(50)    | —                                      | 3,87(1)       | 1,10(3)  | —        | [5]             |
| 130 |   | 8026(4)      | 0,40(2) МС   | 100          | —                                      | 2,64(8)       | 0,8(2)   | —        | [5]             |
| 108 |   | 7170(20)     | 34(3) МС     | $\sim 100$ а | 99,95(2)                               | 2,93          | 2,3      | —        | [70]            |
| 109 |   | 6940(20)     | 360(50) МС   | $\leq 100$ а | —                                      | 2,90          | —        | —        | [70]            |
| 110 |   | 6847(10)     | 410(30) МС   | $\sim 100$ а | —                                      | 3,41          | —        | 1,6      | [70]            |
| 111 |   | 6624(8)      | 4,5(5) с     | $\sim 100$ а | —                                      | 2,86          | —        | —        | [70]            |
| 112 |   | 6521(4)      | 5,5(5) с     | $\sim 100$ а | —                                      | 3,06          | —        | 1,6(4)   | [5, 70]         |
| 113 |   | 6280(5)      | 52(4) с      | $\sim 100$ а | —                                      | 2,79          | —        | —        | [5]             |
| 114 |   | 6185(5)      | 1,78(5) МИН  | 90(10)       | —                                      | 2,90(5)       | —        | 1,3(2)   | [5]             |
| 115 |   | 5952(2)      | 324(20) с    | 70(8)        | —                                      | 2,93(5)       | —        | —        | [5]             |
| 116 |   | 5861(5)      | 675(15) с    | 12(2)        | —                                      | 3,18(8)       | —        | 1,8(4)   | [5]             |
| 117 |   | 5685(4)      | 905(25) с    | 14(2)        | —                                      | 3,02(6)       | —        | —        | [5]             |
| 117 |   | 5685(4)      | 905(25) с    | 1,6(3)       | —                                      | 3,27(8)       | —        | 1,8(4)   | [5]             |
| 118 |   | 5588(2)      | 15,8(3) МИН  | 1,15(10)     | —                                      | 3,43(4)*      | —        | 2,6(4)   | [5]             |
| 119 |   | 5384(3)      | 45,0(15) МИН | 2,00(15)     | —                                      | 3,21(5)       | —        | —        | [5]             |
| 120 |   | 5377(1)      | 33(1) МИН    | 0,11(2)      | —                                      | 3,31(8)       | —        | 1,3(3)   | [5]             |
|     |   |              | 3,53(3) Ч    | 0,62(6)      | —                                      | 3,34(4)       | —        | —        | [5]             |

|     |            |                       |                            |        |            |   |         |      |
|-----|------------|-----------------------|----------------------------|--------|------------|---|---------|------|
| 121 | 5220(10)   | 1,80(4) Ч             | 0,074(16)                  | —      | 3,15(5) *  | — | 0,7(1)  | [5]  |
| 121 | 5220(10)   | 1,80(4) Ч             | 0,49(6)                    | —      | 2,33(5)    | — | 0,10(1) | [5]  |
| 122 | 5224(2)    | 8,83 сут              | 5,2(4)                     | —      | 3,43(3)    | — | —       | [5]  |
| 123 | 5115(2)    | 5,7(3) Ч              | 0,014(3)                   | —      | 3,81(1) *  | — | 2,4(6)  | [5]  |
| 123 | 5115(2)    | 5,7(3) Ч              | 0,008(1)                   | —      | 4,05(6)    | — | 4,2(7)  | [5]  |
| 124 | 5116(2)    | 2,8976(16) года       | 99,82(1)                   | —      | 3,62(1)    | — | —       | [5]  |
| 125 | 4882(3)    | 102(5) года           | 99,74(3)                   | 99,26  | 3,82(2)    | — | 1,6(1)  | [5]  |
| 126 | 5304,51(7) | 138,3763(17) сут      | 100                        | 99,99  | 3,83(1)    | — | —       | [5]  |
| 128 | 8784,37(7) | 0,296(2) мкс          | 100                        | —      | 2,72(1)    | — | —       | [5]  |
| 129 | 8375(4)    | 4,2(8) мкс            | 100                        | 99,99  | 2,83(8)    | — | 1,3(2)  | [5]  |
| 130 | 7687,09(6) | 164,3(17) мкс         | 100                        | —      | 2,56(1)    | — | —       | [5]  |
| 102 | 6632(10)   | 0,55(6) с             | ~ 100                      | —      | 2,87       | — | —       | [53] |
| 103 | 6406(15)   | 4,1(3) с              | ~ 100 а                    | 51(5)  | 3,19       | — | 2,1     | [71] |
| 104 | 6335(10)   | 4,7(1) с              | 100                        | —      | 2,69       | — | —       | [53] |
| 105 | 6080(20)   | 17(4) с               | ~ 4                        | —      | 3,63(10)   | — | 8,7     | [5]  |
| 106 | 5980(5)    | 22(2) с               | 22(7)                      | —      | 2,59(15) * | — | —       | [53] |
| 106 | 5980(10)   | 24,5(15) с            | 3,3(11)                    | —      | 3,46(15)   | — | —       | [5]  |
| 107 | 5720(10)   | 51(3) с               | 0,42(15)                   | —      | 3,56(16)   | — | 9(5)    | [5]  |
| 108 | 5577(5)    | 1,2(1) мин            | 0,9(2)                     | —      | 2,68(10) * | — | —       | [53] |
| 108 | 5580(10)   | 1,2(2) мин            | 0,21(7)                    | —      | 3,34(16)   | — | —       | [5]  |
| 109 | 5290(20)   | 1,3(3) мин            | 1,3(5) · 10 <sup>-2</sup>  | —      | 3,13(20)   | — | 3(1)    | [5]  |
| 110 | 5112(5)    | 3,5(1) мин            | 5,7(10) · 10 <sup>-3</sup> | —      | 2,97(8) *  | — | —       | [53] |
| 110 | 5112(5)    | 2,3(5) мин            | 6,9(24) · 10 <sup>-3</sup> | —      | 2,67(18)   | — | —       | [5]  |
| 128 | 3720(20)   | 22,26(22) года        | 1,7(3) · 10 <sup>-6</sup>  | —      | 3,471(8)   | — | —       | [5]  |
| 95  | 6860(20)   | 20 <sup>(49)</sup> мс | ~ 100 а                    | —      | 2,91       | — | —       | [72] |
| 96  | 6750(20)   | 34 <sup>(18)</sup> мс | ~ 100 а                    | —      | 2,78       | — | —       | [72] |
| 97  | 6580(10)   | 0,17(5) с             | ~ 100 а                    | —      | 2,93       | — | 1,4     | [73] |
| 101 | 6003(15)   | 3,6(3) с              | 26(4)                      | 87(13) | 2,69(9)    | — | —       | [5]  |
| 102 | 5867(5)    | 11,3(5) с             | 15,2(8)                    | —      | 2,80(3)    | — | —       | [71] |
| 103 | 5905(15)   | 8,8(5) с              | 10,6(2)                    | —      | 3,03(3)    | — | 1,7     | [5]  |
| 104 | 5535(15)   | 32,5(10) с            | 1,11(6)                    | —      | 2,91(2)    | — | —       | [5]  |
| 105 | 5652(15)   | 48,0(15) с            | ≥ 4,6                      | 96     | 3,04       | — | 1,3     | [5]  |
| 106 | 5094(15)   | 1,42(10) мин          | 1,6(5) · 10 <sup>-2</sup>  | —      | 2,97(14)   | — | —       | [5]  |
| 94  | 6720(20)   | 59 <sup>(46)</sup> мс | ~ 100 а                    | —      | 3,28       | — | —       | [72] |
| 95  | 6530(20)   | 120(2) мс             | ~ 100 а                    | —      | 2,94       | — | 0,5     | [72] |
| 96  | 6440(10)   | 200(22) мс            | ~ 100 а                    | —      | 2,85       | — | —       | [72] |
| 102 | 5623(5)    | 11,5(10) с            | ~ 100 а                    | 55     | 3,56(12)   | — | —       | [72] |
| 104 | 5343(5)    | 42(4) с               | 0,30(5)                    | —      | 3,17(8)    | — | —       | [5]  |

82

80

79

Продолжение табл. 4

| Z   | N        | $E_{\alpha}$                  | $T_{1/2}$                                | $\alpha$                | I на 100<br>$\alpha$ -распадов       | $-\lg W_{\alpha 0}$ | HFZ <sub>0</sub> | HFN <sub>0</sub> | Литера-<br>тура |
|-----|----------|-------------------------------|--|-------------------------|--------------------------------------|---------------------|------------------|------------------|-----------------|
| 78  | 105      | 5172(15)                      | 53,0(14) с                               | 1,1(3)·10 <sup>-2</sup> | —                                    | 3,77(12)            | 1,3              | 4(1)             | [5]             |
|     | 106      | 5070(15)                      | 4,2(3) мин                               | 9,3(20)                 | —                                    | 3,04(3)             | 1,8              | —                | [5]             |
|     | 91       | 6678(15)                      | 2,5 <sup>(1,5)</sup> <sub>(1,0)</sub> мс | ~ 100 а                 | —                                    | 2,11                | —                | —                | [74]            |
|     | 92       | 6545(8)                       | 6 <sup>(3)</sup> мс                      | ~ 100 а                 | —                                    | 2,05                | —                | —                | [74]            |
|     | 93       | 6453(4)                       | 40(10) мс                                | ~ 100 а                 | —                                    | 2,56                | —                | 3,3              | [75]            |
|     | 94       | 6314(4)                       | 120(10) мс                               | ~ 100                   | —                                    | 2,54                | —                | —                | [75]            |
|     | 95       | 6205(3)                       | 325(20) мс                               | 95 <sup>(3)</sup>       | —                                    | 2,50                | —                | 1,1              | [73,75]         |
|     | 96       | 6043(5)                       | 0,7(2) с                                 | 88(10)                  | —                                    | 2,30(13)            | —                | —                | [73,75]         |
|     | 97       | 5960(10)                      | 2,52(8) с                                | 55(5)                   | —                                    | 2,79(4)             | —                | —                | [73,75]         |
|     | 98       | 5750(15)                      | 6,33(15) с                               | 42(4)                   | —                                    | 2,42(4)             | —                | 3,1              | [5, 73]         |
|     | 99       | 5525(20)                      | 11(2) с                                  | 5,9(5)                  | —                                    | 2,51(9)             | —                | —                | [5]             |
|     | 100      | 5458(5)                       | 19(2) с                                  | 7,5(3)                  | —                                    | 2,40(5)             | —                | —                | [5]             |
|     | 101      | 5150(10)                      | 33(4) с                                  | 0,27(4)                 | —                                    | 2,64(8)             | —                | 1,2(3)           | [71]            |
|     | 102      | 5139(19)                      | 50(5) с                                  | ~ 0,3                   | —                                    | 2,63                | —                | 1,7(4)           | [5, 71]         |
| 103 | 5020(20) | 51(5) с                       | ~ 6·10 <sup>-2</sup>                     | —                       | 2,71                                 | —                   | 1,2              | [5]              |                 |
| 104 | 4840(20) | 2,6(4) мин                    | ~ 2,3·10 <sup>-2</sup>                   | —                       | 2,64                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 105 | 4730(20) | 6,5(10) мин                   | ~ 1,3·10 <sup>-3</sup>                   | —                       | 3,66                                 | —                   | 10               | [5]              |                 |
| 106 | 4500(20) | 17,3(2) мин                   | ~ 10 <sup>-3</sup>                       | —                       | 2,79                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 108 | 4230(20) | 2,0(4) ч                      | ~ 1,4·10 <sup>-4</sup>                   | —                       | 2,72                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 110 | 3930(10) | 10,2(3) сут                   | 3,0(6)·10 <sup>-5</sup>                  | —                       | 3,27(8)                              | —                   | —                | [5]              |                 |
| 112 | 3180(20) | 5,4(6)·10 <sup>11</sup> лет   | 100                                      | —                       | 3,40                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 88  | 6320(20) | 41(20) мс                     | 100(70)                                  | —                       | 2,83 <sup>(57)</sup> <sub>(24)</sub> | —                   | —                | [74]             |                 |
| 89  | 6164(10) | 65 <sup>(30)</sup> мс         | 100(40)                                  | —                       | 2,46 <sup>(30)</sup>                 | —                   | —                | [74]             |                 |
| 90  | 5981(6)  | 181(38) мс                    | 72(13)                                   | —                       | 2,36(12)                             | —                   | 0,4(4)           | [74]             |                 |
| 91  | 5836(5)  | 1,05(35) с                    | 58(12)                                   | —                       | 2,64(17)                             | —                   | —                | [74]             |                 |
| 96  | 5405(10) | 19(2) с                       | ≤ 0,3                                    | —                       | 2,91                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 97  | 4940(10) | 16,0(5) с                     | 0,021 <sup>(6)</sup> <sub>(1)</sub>      | —                       | 3,14                                 | —                   | —                | [5]              |                 |
| 98  | 4760(10) | 45(5) с                       | 0,020 <sup>(10)</sup> <sub>(4)</sub>     | —                       | 3,21                                 | —                   | 1,7              | [5]              |                 |
| 110 | 2760     | 2,0(11)·10 <sup>-15</sup> лет | 100                                      | —                       | 2,62 <sup>(18)</sup> <sub>(10)</sub> | —                   | —                | [5]              |                 |
| 88  | 5948(6)  | 260(40) мс                    | 64(18)                                   | —                       | 3,05 <sup>(18)</sup> <sub>(8)</sub>  | —                   | —                | [5]              |                 |
| 90  | 5506(10) | 2,4(6) с                      | 13(3)                                    | —                       | 2,71 <sup>(12)</sup> <sub>(3)</sub>  | —                   | —                | [74]             |                 |
| 85  | 6299(6)  | 7,3(27) мс                    | ~ 100                                    | —                       | 2,67 <sup>(13)</sup> <sub>(8)</sub>  | 1,8                 | —                | [74]             |                 |
| 86  | 5920(10) | 81(15) мс                     | ~ 94(40)                                 | —                       | 2,78                                 | 1,3                 | —                | [74]             |                 |
|     |          |                               |  |                         |                                      |                     | 2,3              | [74]             |                 |
|     |          |                               |  |                         |                                      |                     | —                | [74]             |                 |

|    |     |          |                                |                            |   |                                  |         |   |   |          |         |
|----|-----|----------|--------------------------------|----------------------------|---|----------------------------------|---------|---|---|----------|---------|
| 73 | 87  | 5777(5)  | 410(40) МС                     | 82(26)                     |   | 2,66(14)                         | —       | — | — | 1,6(9)   | [74]    |
|    | 88  | 5538(5)  | 1890(40) МС                    | 46(4)                      |   | 2,45(4)                          | —       | — | — | —        | [74]    |
|    | 89  | 5384(5)  | 3,0(2) с                       | 41(5)                      |   | 2,16(6)                          | —       | — | — | 0,5(1)   | [76]    |
|    | 90  | 5148(5)  | 6,4(8) с                       | 2,6(17)                    |   | 2,56 <sub>28</sub> <sup>28</sup> | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 84  | 6219(10) | 5,3(18) МС                     | 100(23)                    |   | 2,76(18)                         | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 6051(6)  | 36,8(16) МС                    | 93(6)                      |   | 3,03(3)                          | 1,5(7)  | — | — | 1,9(8)   | [76]    |
|    | 86  | 6601(6)  | 570(180) МС                    | 80(5)                      |   | 2,52(14)                         | 2,0(3)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 84  | 5878(10) | 25(4) МС                       | 100(19)                    |   | 2,59(10)                         | 1,0(4)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 5735(5)  | 110(6) МС                      | 91(7)                      |   | 2,73(3)                          | —       | — | — | 1,4(4)   | [76]    |
|    | 86  | 5268(5)  | 3,2(6) с                       | 46(3)                      |   | 2,51(9)                          | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 87  | 5095(5)  | 5,6(5) с                       | 12(1)                      |   | 2,53(5)                          | —       | — | — | 1,1(2)   | [76]    |
|    | 88  | 4777(5)  | 12 с                           | 2,3(6)                     |   | 1,98                             | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 102 | 2500(30) | 2,0(4) · 10 <sup>-15</sup> лет | ~100                       |   | 2,46                             | —       | — | — | —        | [15]    |
| 71 | 84  | 5656(6)  | 70(6) МС                       | 79(4)                      |   | 2,71(4)                          | 1,6(2)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 5568(5)  | 180(20) МС                     | 100(25)                    |   | 2,68(12)                         | 1,2(4)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 5450(10) | 0,5 с                          | ~70                        |   | 2,77                             | 1,9     | — | — | 0,92(35) | [5, 76] |
|    | 86  | 4996(5)  | 4,5(15) с                      | 6(2)                       |   | 2,78                             | 4(2)    | — | — | —        | [76]    |
| 70 | 84  | 5332(5)  | 410(30) МС                     | 93(2)                      |   | 2,50(3)                          | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 5206(5)  | 1,59(22) с                     | 84(10)                     |   | 2,60(8)                          | —       | — | — | 1,3(3)   | [76]    |
|    | 86  | 4686(10) | 23(1) с                        | 9(2)                       | * | 2,18(10)                         | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 86  | 4686(10) | 24(1) с                        | 21(6)                      |   | 1,83(13)                         | —       | — | — | —        | [77]    |
|    | 84  | 5109(5)  | 1,58(15) с                     | 95 <sub>8</sub>            |   | 2,58(5)                          | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 85  | 4959(5)  | 5(1) с                         | 44(15)                     |   | 2,74(17)                         | 1,5(2)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 87  | 4234(10) | 86(4) с                        | 6,4(10) · 10 <sup>-2</sup> |   | 2,84(7)                          | 1,4(8)  | — | — | —        | [76]    |
|    | 87  | 4230(10) | 80(3) с                        | 9(3) · 10 <sup>-2</sup>    |   | 2,66(15)                         | 0,6(2)  | — | — | 1,4(6)   | [18]    |
|    | 84  | 4802(5)  | 9,8(3) с                       | 93(4)                      |   | 2,38(2)                          | 0,4(2)  | — | — | —        | [77]    |
|    | 85  | 4675(10) | 35,6(2) с                      | 50(10)                     |   | 2,58(9)                          | —       | — | — | —        | [76]    |
|    | 86  | 4166(5)  | 3,75(12) МИН                   | 0,47(13)                   |   | 2,57(12)                         | —       | — | — | 1,6(3)   | [5, 8]  |
| 67 | 87  | 4012(5)  | 5,3(3) МИН                     | 2,0(7) · 10 <sup>-2</sup>  |   | 3,05(15)                         | —       | — | — | —        | [15]    |
|    | 84  | 4517(5)  | 36(2) с                        | 20(5)                      |   | 2,68(11)                         | —       | — | — | 3(1)     | [15]    |
|    | 85  | 4387(5)  | 141,6(96) с                    | 12(3)                      |   | 2,74(11)                         | 1,6(4)  | — | — | —        | [15]    |
|    | 86  | 4010(5)  | 9,3(5) МИН                     | 0,15(5)                    |   | 3,03(14)                         | 1,5(4)  | — | — | 1,2(4)   | [78]    |
|    | 87  | 3933(5)  | 11,8(5) МИН                    | 1,7(4) · 10 <sup>-2</sup>  |   | 3,58(10)                         | 4,5(15) | — | — | —        | [15]    |
|    | 84  | 4232(5)  | 7,17(2) МИН                    | 31(3)                      |   | 2,48(6)                          | 10(3)   | — | — | 3,6(15)  | [15]    |
|    | 85  | 4067(5)  | 16,9(5) МИН                    | 5,5(8)                     |   | 2,57(6)                          | —       | — | — | —        | [15]    |
|    | 86  | 3630(5)  | 2,37(2) с                      | 9,4(9) · 10 <sup>-2</sup>  | * | 2,37(5)                          | —       | — | — | 1,2(2)   | [15]    |
|    | 86  | 3630(5)  | 2,37(2) с                      | 5,5(10) · 10 <sup>-2</sup> |   | 2,60(8)                          | —       | — | — | —        | [15]    |
|    | 87  | 3464(5)  | 6,29(10) с                     | 8,3(13) · 10 <sup>-3</sup> |   | 2,57(6)                          | —       | — | — | —        | [15]    |

Продолжение табл. 4

| Z  | N  | $E_{\alpha}$ | $T_{1/2}$                   | $\alpha$                | 1 на 100<br>$\alpha$ -распадов | $-lg W_0^{кл}$                   | $HF_0^Z$                       | $HF_0^N$ | Литера-<br>тура |
|----|----|--------------|-----------------------------|-------------------------|--------------------------------|----------------------------------|--------------------------------|----------|-----------------|
| 65 | 88 | 2872(5)      | $1,0(4) \cdot 10^7$ лет     | 100                     | —                              | 3,20(20)                         | —                              | —        | [5]             |
|    | 88 | 2872(5)      | $7,3(44) \cdot 10^6$ лет    | 100                     | —                              | 3,06(26)*                        | —                              | —        | [5]             |
|    | 84 | 3967(3)      | 4,10(5) ч                   | 16,7(14)                | 99,99                          | 3,24(4)                          | 5,1(15)                        | —        | [5]             |
|    | 84 | 3967(3)      | 4,10(5) ч                   | 22,6(23)                | 99,99                          | 3,11(4)                          | 3,8(11)                        | —        | [5]             |
|    | 85 | 3492(5)      | $3,15(20)$ ч                | $3,9(30) \cdot 10^{-4}$ | —                              | 4,43 <sup>25</sup> <sub>63</sub> | 52                             | 16       | [5]             |
| 64 | 86 | 3409(5)      | 17,5(7) ч                   | $9,5(15) \cdot 10^{-3}$ | —                              | 3,15(7)                          | 8(1)                           | —        | [5]             |
|    | 84 | 3183(2)      | 97,5(65) года               | 100                     | —                              | 2,53(3)                          | —                              | —        | [5]             |
|    | 85 | 3018(5)      | 9,5(3) сут                  | $4,6(15) \cdot 10^{-4}$ | —                              | 2,71(14)                         | —                              | 1,5(5)   | [5]             |
|    | 86 | 2715(18)     | $1,78(8) \cdot 10^6$ лет    | 100                     | —                              | 2,23(2)                          | —                              | —        | [5]             |
|    | 87 | 2600(30)     | 120(20) сут                 | $8 \cdot 10^{-7}$       | —                              | 2,21                             | —                              | 1        | [5]             |
| 63 | 88 | 2140(30)     | $1,08(8) \cdot 10^{14}$ лет | 100                     | —                              | 2,25(3)                          | —                              | —        | [5]             |
|    | 84 | 2908(5)      | 24,6(1) сут                 | $1,1(8) \cdot 10^{-7}$  | —                              | 2,47 <sup>24</sup> <sub>67</sub> | 2,0 <sup>40</sup> <sub>6</sub> | —        | [5, 64]         |
|    | 85 | 2630(30)     | 54(1) сут                   | $9,4(28) \cdot 10^{-7}$ | —                              | 2,88(13)                         | 3(1)                           | 2,6      | [5]             |
|    | 84 | 2460(20)     | $7,4(15) \cdot 10^7$ лет    | 100                     | —                              | 2,26(9)                          | —                              | —        | [5]             |
|    | 85 | 2233(5)      | $1,06(2) \cdot 10^{11}$ лет | 100                     | —                              | 2,35(1)                          | —                              | 1,2(3)   | [5]             |
| 62 | 86 | 1960(20)     | $7(3) \cdot 10^{16}$ лет    | 100                     | —                              | 2,78(19)                         | —                              | —        | [5]             |
|    | 84 | 2240(40)     | 17,7(4) года                | $2,8 \cdot 10^{-7}$     | —                              | 2,07                             | 1                              | —        | [5]             |
|    | 60 | 1849(3)      | $2,1(4) \cdot 10^{15}$ лет  | 100                     | —                              | 2,06(8)                          | —                              | —        | [5, 26]         |
|    | 59 | 3239(30)     | 0,57(2) с                   | $1,8(6) \cdot 10^{-2}$  | —                              | 2,53(15)                         | —                              | —        | [23, 24]        |
|    | 53 | 3444(40)     | 0,65(2) с                   | 17(4)                   | —                              | 2,23(10)                         | 3(1)                           | —        | [24]            |
| 52 | 55 | 3833(15)     | $3,6(8) \cdot 10^{-3}$ с    | 70(30)                  | —                              | 2,16 <sup>21</sup> <sub>13</sub> | —                              | —        | [24]            |
|    | 56 | 3320(20)     | 2,1(1) с                    | 68(12)                  | —                              | 1,95(8)                          | —                              | —        | [24]            |
|    | 57 | 3080(15)     | 4,1(2) с                    | $3,9(13)$               | —                              | 1,82(15)                         | —                              | 0,8(3)   | [24]            |

Примечание. а — Доля  $\alpha$ -распада принята равной 100%; б — расчетные значения доли  $\alpha$ -распада; в — оценка; \* — пред-  
почтительное значение; \*\* — доля  $\alpha$ -распада скорректирована при анализе экспериментальных данных из [5].

Таблица 5. Предсказанные значения спектроскопических факторов и долей  $\alpha$  облегченного  $\alpha$ -распада

| Z  | N   | Эксперимент<br>$-\lg W_0^{\text{кп}}$ | Предсказания           |              |
|----|-----|---------------------------------------|------------------------|--------------|
|    |     |                                       | $-\lg W_0^{\text{кп}}$ | $\alpha, \%$ |
| 90 | 129 | 2,69                                  | 2,54                   | —            |
| 89 | 129 | 2,09                                  | 2,55                   | —            |
| 88 | 129 | 2,66                                  | 2,51                   | —            |
| 85 | 130 | 2,92                                  | 2,65                   | —            |
| 85 | 128 | 2,64(8)                               | 2,80                   | —            |
| 85 | 125 | 4,19(6)                               | 3,90                   | —            |
| 85 | 122 | 3,30                                  | 3,60                   | 5            |
| 85 | 118 | 3,44(3)                               | 3,30                   | 19           |
| 85 | 113 | 3,22(6)                               | 2,90                   | —            |
| 84 | 125 | 3,82(2)                               | 4,0                    | —            |
| 84 | 121 | 3,15(5)                               | 3,50                   | 0,03         |
| 82 | 109 | 3,13(20)                              | 2,85                   | 0,02         |
| 82 | 107 | 3,56(16)                              | 2,90                   | —            |
| 82 | 105 | 3,63(10)                              | 3,00                   | 2            |
| 74 | 89  | 2,16(6)                               | 2,60                   | 17           |
| 72 | 88  | 1,98                                  | 2,40                   | —            |
| 62 | 86  | 2,78(19)                              | 2,2                    | —            |

В случае другого нечетно-нечетного изотопа  $^{198}\text{At}$  аномально малое значение  $W_0^{\text{кп}}$  ( $\lg W_0^{\text{кп}} = -3,22$ ) приводит к существенно завышенным факторам запрета  $\text{HF}_0^{\text{кп}}$  и  $\text{HF}_0^{\text{н}}$ . Ожидаемое значение  $\lg W_0^{\text{кп}} = -2,9$  может служить указанием на возможное существование второго облегченного  $\alpha$ -перехода у  $^{198}\text{At}$ , подобно  $^{210}\text{At}$  и  $^{212}\text{Fr}$  (см. разд. 3, п. 3).

Изотоп  $^{192}\text{Bi}$  имеет значение  $\lg W_0^{\text{кп}} = -2,70$  и соответственно нейтронный фактор запрета  $\text{HF}_0^{\text{н}} = 0,7$  (табл. 3), который не согласуется с общей систематикой факторов запрета  $\text{HF}_0^{\text{н}}$ . Ожидаемое значение  $\lg W_0^{\text{кп}} = -2,9$  оказывается близким к прежнему экспериментальному значению  $\lg W_0^{\text{кп}} = -2,86$  [51]. Используя значение  $\lg W_0^{\text{кп}} (^{192}\text{Bi}) = -2,9$  и экспериментальное значение  $\lg W_0^{\text{кп}} (^{191}\text{Pb}) = -3,13$  (табл. 4), можно рассчитать протонный фактор запрета  $\text{HF}_0^{\text{кп}} (^{192}\text{Bi}) = 0,6$ , который не согласуется с систематикой. Поэтому для изотопа  $^{191}\text{Pb}$  предпочтительнее значение  $\lg W_0^{\text{кп}} = -2,85$ , которое приводит к оценке ожидаемой доли  $\alpha$ -распада  $2 \cdot 10^{-2} \%$ , согласующейся с верхней экспериментальной оценкой доли с учетом погрешности (табл. 4).

В области редкоземельных элементов рассмотрим  $^{180}\text{Hf}$ , значение  $\lg W_0^{\text{кп}} = -1,99$  для которого представляется завышенным по систематике зависимостей  $W_0^{\text{кп}} (Z, N)$ . Аномальные характеристики для облегченного  $\alpha$ -распада имеет и  $^{148}\text{Sm}$ , экспериментальное значе-

ние  $\lg W_0^{\text{кл}} = -2,78$  которого противоречит общей тенденции увеличения  $W_0^{\text{кл}}(N)$  при переходе от  $N = 84$  к  $N = 86$ .

Кроме рассмотренных выше, имеется еще более десяти изотопов с аномальными экспериментальными значениями кластерных спектроскопических факторов и факторов запрета (табл. 3—5), уточнение и перепроверка экспериментальных данных для которых представляет существенный интерес.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были решены две основные задачи. Во-первых, на единой основе в терминах величин, являющихся устойчивыми к выбору параметров теории, проведен анализ всего имеющегося экспериментального материала по  $\alpha$ -распаду тяжелых ядер. Этот анализ позволил убедиться во внутренней согласованности большей части массива экспериментальных данных и дать предсказания в случаях, где целесообразна дополнительная проверка измеренных величин. Во-вторых, полученные в указанном анализе кластерные спектроскопические факторы  $\alpha$ -частиц были использованы для проверки возможностей теории при описании имеющейся совокупности экспериментальных данных по  $\alpha$ -распаду. Теоретический подход, основанный на использовании оболочечной модели с учетом эффектов спаривания и смешивания конфигурации, а также на предложенном ранее методе интерполяции между оболочечной и кластерной областями, позволил не только объяснить и обосновать классификацию  $\alpha$ -переходов, поведение относительных вероятностей  $\alpha$ -распада и факторов запрета, но и, что более важно, воспроизвести абсолютные ширины  $\alpha$ -распадов.

Предложенное в данной работе новое определение факторов запрета HF позволило теснее связать классификацию  $\alpha$ -переходов по значениям HF с механизмом  $\alpha$ -распада и структурой начальных и конечных состояний ядер.

В процессе детального теоретического анализа экспериментальных данных был получен интересный физический вывод об исчезновении магической щели в протонной подсистеме с  $Z = 82$  при переходе к сильнонейтронодефицитным ядрам, у которых  $102 \leq N \leq 112$ . Этот вывод согласуется с результатом работы [79], основанном на изучении поведения приведенных ширин  $\alpha$ -распадов. В то же время он дополнительно подтверждается проведенным выше рассмотрением зависимости энергии отделения  $\alpha$ -частицы  $Q_\alpha(N, Z)$ , исследованием особенностей  $\alpha$ -переходов в изотопах Bi, а также анализом [48] положения уровней  $9/2^-$  и  $1/2^+$  в спектрах возбуждения ядер Bi и Tl. Попытки объяснить исчезновение магичности ядер с числом протонов  $Z = 82$  введением равновесной деформации могут быть поставлены под сомнение в свете того факта [62], что нижайшие состояния  $2^+$  в четно-четных нейтронодефицитных изотопах Pb лежат при энергиях возбуждения около 1 МэВ. Это свидетельствует о жесткости формы



рассматриваемых ядер и заставляет думать о заметной перестройке самосогласованного поля при сохранении его сферичности. Определенные указания на справедливость последнего заключения получены в теоретической работе [80].

Следует подчеркнуть, что удовлетворительное согласие полученных в [62] экспериментальных характеристик со сделанными ранее предсказаниями [48] для  $\alpha$ -переходов в нейтронодефицитных изотопах висмута подтверждает плодотворность использованной в [48] методики анализа данных по  $\alpha$ -распаду.

В заключение представляется полезным выделить наиболее актуальные направления дальнейших экспериментальных исследований. Во-первых, интересно продолжить изучение  $\alpha$ -распада нейтронодефицитных изотопов таллия, свинца, висмута с целью уточнения имеющейся и получения дополнительной информации об изменении свойств ядер при удалении от долины  $\beta$ -стабильности. Во-вторых, с целью более систематического изучения полублегченного и необлегченного  $\alpha$ -распадов очень важно расширить круг нечетных и нечетно-нечетных ядер, в которых можно обнаружить несколько  $\alpha$ -переходов. Наконец, в-третьих, необходимо подвергнуть экспериментальной проверке сделанные выше для ряда конкретных ядер предсказания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Перлман И., Расмуссен Дж. Альфа-радиоактивность: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1964.
2. Расмуссен Дж.//Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. Вып. 2. Пер. с англ./Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. С. 137—178.
3. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 3. Ядерные модели и тяжелые ядра. Дважды магические ядра: Пер. с англ./Под ред. Г. Н. Флерова. М.: Атомиздат, 1968.
4. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
5. Table of Isotopes 7th/Ed. C. M. Lederer, V. S. Shirley, E. Browne e. a. N.Y.: Wiley, 1978.
6. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Hornshoj P., Hansen P. G., Jonson B. e.a.//Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 230. P. 365—379.
8. Афанасьев В. П., Батист Л. X., Берлович Э. И. и др. Препринт ЛИЯФ № 532, Л., 1979.
9. Mang H. J.//Z. Phys. 1957. Bd 148. S. 572—586; Phys. Rev. 1960. Vol. 119. P. 1069—1075.
10. Rasmussen J.//Phys. Rev. 1959. Vol. 113. P. 1593—1598; Vol. 115. P. 1675—1678.
11. Rasmussen J.//Nucl. Phys. 1963. Vol. 44. P. 93—106.
12. Zeh H. D.//Z. Phys. 1963. Bd 175. S. 490—505; Zeh H. D., Mang H. J.//Nucl. Phys. 1962. Vol. 29. P. 529—543.
13. Harada K.//Progr. Theoret. Phys. 1961. Vol. 26. P. 667—679.
14. Carjan N., Sandulescu A.//Z. Naturforsch. a. 1971. Bd 313. S. 1389—1391.
15. Harada K., Rauscher E. A.//Phys. Rev. 1968. Vol. 169. P. 818—824.
16. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е.//ЯФ. 1970. Т. 12. С. 70—78.
17. Кадменский С. Г., Калечиц В. Е., Мартынов А. А.//ЯФ. 1972. Т. 16. С. 717—724; 1973. Т. 17. С. 75—81.

18. Furman V. I., Holan S., Kadmsensky S. G. e.a.//Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 226, P. 131—141.
19. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 469—514.
20. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//Материалы XIII Зимней школы ЛИЯФ. Л.: ЛИЯФ, 1978. С. 59—94.
21. Furman V. I., Holan S., Kadmsensky S. G., Stratan G. JINR E4-11286, Dubna, 1978.
22. Kadmsensky S. G.//Z. Phys. A. 1983. Vol. 312. P. 113—120.
23. Roeckl E., Gowdy G. M., Kirchner R. e.a.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 294. P. 221—232.
24. Schardt D., Batsch T., Kirchner R. e.a.//Nucl.Phys. A. 1981. Vol. 368. P. 153—162.
25. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
26. Warstra A. H., Bos K.//Atomic Data and Nucl. Data Tabl. 1977. Vol. 19. P. 177—298.
27. Gamov G.//Z. Phys. 1928. Bd 51. S. 204—211.
28. Condon E. V., Gurney R. W.//Nature. 1928. Vol. 122. P. 439—445.
29. Лейн Л., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
30. Thomas R.//Prog. Theoret. Phys. 1954. Vol. 12. P. 253—264.
31. Igo G.//Phys. Rev. 1959. Vol. 115. P. 1665—1674.
32. Кадменский В. Г., Кадменский С. Г., Хлебостроев В. Г. и др.//Acta Phys. Polon. 1982. Vol. B13. P. 885—894.
33. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Фурман В. И. и др.//ЯФ. 1981. Т. 33. С. 573—575.
34. Попов Ю. П.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. С. 1165—1202.
35. Satchler G. R., Love W. G.//Phys. Repts. 1979. Vol. 55. P. 183—202.
36. Fröman P. O.//Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab. 1957. Vol. 1, N3.
37. Носов В. Г.//ЯФ. 1967. Т. 6. С. 44—61.
38. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. 2: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.
39. Кадменский С. Г., Ратис Ю. Л., Фурман В. И. и др.//ЯФ. 1978. Т. 27. С. 630—637.
40. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 49. С. 1966—1973.
41. Соловьев В. Г.//ДАН СССР. Сер. физ. 1962. Т. 144. С. 1281—1284.
42. Mang H. J., Rasmussen J. O.//Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab. 1962. Vol. 2, N 3.
43. Кадменский С. Г., Рыбак К. С.//ЯФ. 1974. Т. 19. С. 971—978.
44. Кадменский С. Г., Рыбак К. С., Фурман В. И.//ЯФ. 1976. Т. 24, С. 501—503; 1978. Т. 27. С. 906—915.
45. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1966.
46. Topozuka I., Arima A.//Nucl. Phys. A. 1979. Vol. 323. P. 45—60.
47. Громов К. Я., Головкин Н. А., Вахтель В. М. и др.//Материалы 15 совещания по ядерной спектроскопии и теории атомного ядра. ОИЯИ Д6-11574. Дубна, 1978. С. 53—54.
48. Вахтель В. М., Кадменский С. Г., Мартынов А. А. и др.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1241—1248.
49. Григорьев Е. П., Соловьев В. Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
50. Newton J. O., Stephens F. S., Diamond R. M.//Nucl. Phys. A. 1974. Vol. 236. P. 225—251.
51. Де Виклавик В., Вье Ш., Дионисно И. С.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 2057—2064.
52. Артамонов С. А., Исаков В. И., Оглоблин С. Г. и др.//ЯФ. 1984. Т. 39. С. 328—340.

53. Toth K. S., Ellis-Akovali Y. A., Bingham C. R. e.a.//Proc. of AMCO-7, Darmstadt, 1984. P. 265—271.
54. Чумин В. Г., Вахтель В. М., Кадменский С. Г. и др.//Материалы 15 Сопещения по ядерной спектроскопии и теории атомного ядра. ОИЯИ Д6-11574. Дубна, 1978. С. 47—48.
55. Вахтель В. М., Головков Н. А., Иванов Р. Б. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1966—1975.
56. Вахтель В. М., Кадменский С. Г., Ломаченков И. А. и др.//ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1403—1415.
57. Shihab-Eldin A. A., Jardine L. J., Rasmussen J. O.//Nucl. Phys. A. 1975. Vol. 244. P. 435—448.
58. Furman V. I., Holan S., Stratan G. JINR E4-11287, Dubna, 1978.
59. Артамонов С. А., Исаков В. И., Кадменский С. Г. и др.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 829—840.
60. Ma C. W., True W. W.//Phys. Rev. 1973. Vol. C8. P. 2313—2332.
61. Исаков В. И., Артамонов С. А., Слив Л. А.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. С. 2074—2089.
62. Coenen E., Deneffe K., Huyse M. e.a.//Proc. of 7th Intern. Conf. Atom. Mass, AMCO-7, Darmstadt, 1984. P. 272—278.
63. Vermeulen D., Clerc H. G., Lang W. e.a.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 294. P. 149—152.
64. Hagan J. J.//Radiochim. Acta. 1980. Vol. 27. P. 73—74.
65. Ewan G. T., Hagberg E., Jonson B. e.a.//Z. Phys. A. 1980. Vol. 296. P. 223—228.
66. Ritchie B. G., Toth K. S., Carter H. K. e.a.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 23. P. 2342—2347.
67. Вахтель В. М., Головков Н. А., Иванов Р. Б. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. С. 1861—1864.
68. Calaprice F., Ewan G. T., Von Dincklage R. D.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 30. P. 1671—1674.
69. Gauvin H., Le Beyec Y., Livet J. e.a.//Ann. Phys. 1975. Vol. 9. P. 241—270.
70. Leino M. E., Yashita S., Ghiorso A.//Phys. Rev. C. 1981. Vol. 24. P. 2370—2373.
71. Schrewe U. J., Tidemand-Petersson P., Gowdy G. M. e.a.//Phys. Lett. B. 1980. Vol. 91. P. 46—50.
72. Schneider J. R. H., Hofman S., Hepberger F. P. e.a.//Z. Phys. A. 1983. Vol. 312. P. 21—26.
73. Hornshoj P., Hansen P. G., Hagberg E. e.a.//Proc. 3rd Intern. conf. on nuclei far from stability. 12—26 May, 1976. Geneva, 1976. P. 171—174.
74. Hofman S., Münzenberg G., Hepberger F. P. e.a.//Z. Phys. A. 1981. Vol. 299. P. 281—282.
75. Della Negra S., Deprun C., Jacquet D. e.a.//Z. Phys. A. 1981. Vol. 300. P. 251—252.
76. Hofman S., Faust W., Münzenberg G. e.a.//Z. Phys. A. 1979. Vol. 291. P. 53—70.
77. Toth K. S., Ellis-Akovali Y. A., Moltz D. M. e.a.//Phys. Lett. B. 1982. Vol. 117. P. 11—14.
78. Hagberg E., Hansen P. G., Hardy J. C. e.a.//Nucl. Phys. A. 1977. Vol. 293. P. 1—9.
79. Toth K., Ellis-Akovali Y. A., Bingham C. R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1623—1626.
80. Sorensen R. A.//Nucl. Phys. A. 1984. Vol. 420. P. 221—236.