

## ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ИХ ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД

*Г. Г. Адамьян* \*, *Н. В. Антоненко*, *А. Н. Безбах*, *Р. В. Джолос*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	730
СТАБИЛЬНОСТЬ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИЯХ ГОРЯЧЕГО СЛИЯНИЯ: ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ МАГИЧЕСКОГО ПРОТОННОГО ЧИСЛА С $Z \geq 120$	734
ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР: СПЕКТРЫ, РАСПАДЫ И ЗАСЕЛЕНИЕ	742
ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ	758
ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕЧЕТНЫХ ПО $Z$ ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ	766
АНАЛИЗ СВОЙСТВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С $Z \geq 105$	777
СЕЧЕНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ	791
АЛЬФА-РАСПАДНЫЕ ЦЕПОЧКИ ЯДЕР, СОДЕРЖАЩИЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ Fl, Lv, 117 И 120	796
ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ	812
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	824
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	825

---

\*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

## ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ИХ ОБРАЗОВАНИЕ И РАСПАД

Г. Г. Адамян\*, Н. В. Антоненко, А. Н. Безбах, Р. В. Джолос

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются свойства и стабильность сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях горячего слияния. Показано, что в микроскопическо-макроскопическом подходе можно получить замкнутую протонную оболочку при  $Z \geq 120$ . Предсказываются изотопические тенденции  $K$ -изомерных состояний сверхтяжелых ядер. С использованием предсказанных свойств сверхтяжелых ядер вычислены сечения испарительных остатков в реакциях горячего слияния. Анализируются обрывы  $\alpha$ -распадных цепочек из-за конкуренции со спонтанным делением. Рассматриваются  $\alpha$ -распадные цепочки, проходящие через изомерные состояния. Микроскопически вычислены внутренние плотности уровней сверхтяжелых ядер.

Properties and stability are discussed for superheavy nuclei obtained in hot fusion reactions. As shown, the microscopic-macroscopic approach can result in the proton shell closure at  $Z \geq 120$ . The isotopic trends of  $K$  isomers are predicted in superheavy nuclei. The evaporation residue cross sections in hot fusion reactions are calculated with the predicted properties of superheavies. The interruption of  $\alpha$ -decay chain by spontaneous fission is analyzed. Alpha-decay chains over the isomeric states are considered. The internal level densities are microscopically calculated in superheavy nuclei.

PACS: 25.70.Jj; 24.10.-i; 24.60.-k

*Посвящается светлой памяти В. В. Волкова*

### ВВЕДЕНИЕ

**Стабильность сверхтяжелых ядер, образованных в реакциях горячего слияния.** В последние годы эксперименты по реакциям полного слияния  $^{48}\text{Ca} + ^{233,238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{242,244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{245,248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$  с использованием актинидных мишеней проводились в ЛЯР ОИЯИ (Дубна), GSI (Дармштадт), LBNL (Беркли) и RIKEN (Токио) [1–28] с целью достижения «острова стабильности» сверхтяжелых элементов (СТЭ) с центром при зарядовом числе  $Z = 114$  и нейтронном числе  $N = 184$ , предсказанным в рамках микроскопическо-макроскопических моделей [29–47]. Найденная тенденция ядерных

---

\*E-mail: adamian@theor.jinr.ru

свойств (значения  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  и периодов полураспада) СТЭ, полученных в Дубне, доказывает существование «острова стабильности» при приближении к сферической замкнутой нейтронной оболочке  $N = 184$ , а также указывает на слабое влияние протонной оболочки при  $Z = 114$ . Значения  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  не испытывают скачка при пересечении протонного числа  $Z = 114$  при различных значениях нейтронного числа  $N$  от 172 до 176 [20]. Это экспериментальное наблюдение находится в согласии с предсказаниями релятивистских и нерелятивистских моделей среднего поля [48–56] и кластерной модели [57], где центр «острова стабильности» расположен около ядер с  $Z = 120–126$  и  $N = 184$ . В этом случае существует возможность синтезировать новые СТЭ с  $Z \geq 119$  с помощью существующих экспериментальных установок и реакций полного слияния с актинидными мишенями и налетающими ядрами тяжелее, чем  $^{48}\text{Ca}$ .

Экспериментальные сечения испарительных остатков  $\sigma_{xn}$  в реакциях полного слияния с  $^{48}\text{Ca}$  не зависят сильно от атомного номера  $Z$  и находятся на уровне  $\sim 1$  пб. Как известно, сечение образования составного ядра сильно уменьшается с увеличением  $Z_1 \times Z_2$  ( $Z_1, Z_2$  — атомные номера сталкивающихся ядер). Поскольку абсолютное значение сечения испарительных остатков определяется произведением сечения полного слияния на вероятность выживания, потеря в значении вероятности образования составного ядра может быть компенсирована выигрышем в значении вероятности выживания СТЭ. Используя экспериментально измеренные сечения испарительных остатков в реакциях полного слияния с пучком  $^{48}\text{Ca}$  и сечения полного слияния, вычисленные с помощью модели двойной ядерной системы (ДЯС), можно извлечь значение вероятности выживания сверхтяжелых ядер с зарядовыми числами  $Z = 112–118$  в испарительных каналах  $xn$ . Извлеченные зависимости вероятностей выживания в каналах  $3n$ - и  $4n$ -испарения от  $Z$  укажут положение следующего дважды магического ядра после  $^{208}\text{Pb}$ , что важно для синтеза СТЭ с  $Z > 118$ .

Модель ДЯС [58–73] успешно применяется для описания реакций полного слияния, приводящих к образованию тяжелых и сверхтяжелых ядер. В модели слияния ДЯС составное ядро образуется в процессе передачи нуклонов из легкого ядра в тяжелое. За эволюцию ДЯС ответствен диффузионный процесс по коллективным координатам массовой асимметрии  $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$  ( $A_1$  и  $A_2$  — массовые числа ядер ДЯС) и межъядерного расстояния  $R$ . Диффузия по  $R$  приводит к значениям этой координаты больше, чем сумма радиусов ядер ДЯС, и, соответственно, к распаду ДЯС или квазиделению.

**Высокоспиновые изомеры и одноквазичастичные состояния в тяжелых ядрах: спектры, распады и заселение.** Спектроскопические исследования низколежащих одноквазичастичных состояний в нечетных актинидах и трансактинидах проводятся в течение длительного времени и остаются весьма актуальными из-за существования проблемы однозначной идентифи-

кации новых сверхтяжелых ядер и неизвестных изотопов тяжелых ядер [74]. Исследование трансфермиевых элементов — шаг к лучшему изучению одночастичной и коллективной структур тяжелых ядер, их замкнутых оболочек и подоболочек, магических чисел и мод распада. За последние годы набор экспериментальных данных был значительно расширен с помощью таких установок, как SHIP (GSI), GREAT (JYFL), BEST (GANIL), GABRIELA (JINR), на которых возможно проведение электронной,  $\alpha$ - и  $\gamma$ -спектроскопии. Высокоспиновые  $K$ -изомеры, которые обычно предполагаются как двухквартичные состояния с большим спином, наблюдались в тяжелых ядрах  $^{250,256}\text{Fm}$ ,  $^{252,254}\text{No}$ ,  $^{261}\text{Rf}$ ,  $^{265}\text{Sg}$  и  $^{270}\text{Ds}$  [75–80]. Знание  $K$ -изомеров важно при анализе  $\alpha$ -распадных спектров и свойств спонтанного деления сверхтяжелых ядер [74, 81, 82]. Низколежащие состояния были идентифицированы в изотопах Es, Fm, Md, No, Lr, Db и Bh [74–91]. В настоящее время  $^{255}\text{Lr}$  — самое тяжелое ядро с нечетным  $Z$ , для которого известна спектроскопическая информация о низколежащих одночастичных состояниях, многочастичных и коллективных возбуждениях. Было выполнено систематическое экспериментальное исследование одночастичных состояний изотопов Es с массовыми числами от 243 до 251 [83, 84], для которых установлены общие черты тонкой структуры  $\alpha$ -распада, а также энергии возбуждения и порядка расположения низколежащих уровней.

Для четных по  $Z$  ядер такие общие черты хорошо известны для изотонных цепочек [75]. Детальное изучение структуры одноквартичных состояний важно для определения времен  $\gamma$ -переходов из изомерных состояний в ядрах с  $Z \geq 99$ . Из-за  $\gamma$ -распадов этих изомеров заселяются состояния вращательных полос. Как известно, в нечетных по массе тяжелых ядрах  $\alpha$ -распад из основного состояния с большой вероятностью происходит в то же одноквартичное состояние дочернего ядра. Изомеры, распадающиеся за счет вылета  $\alpha$ -частицы, вызывают большой интерес. Альфа-распад из изомерного состояния может произойти в изомерное состояние дочернего ядра, которое, в свою очередь, может также распасться за счет вылета  $\alpha$ -частицы.

Новые экспериментальные результаты стимулируют развитие современных теорий, пытающихся воспроизвести моды распада и структуру самых тяжелых ядер. Сравнение рассчитанных данных и экспериментальных измерений одноквартичных состояний позволяет проверить параметры, используемые в теории, и определить квантовые числа экспериментальных уровней, что важно для анализа  $\gamma$ - и  $\alpha$ -переходов. Полумикроскопические подходы [40, 44, 92–99], использующие метод Нильссона–Струтинского, предоставляют основу для интенсивных вычислений свойств низколежащих состояний тяжелых ядер. Эти подходы используют определенные параметризации формы ядра и одночастичные гамильтонианы и, таким образом, не являются самосогласованными. Однако они представляют собой мощный инструмент для систематических вычислений и предсказаний, которые важны для запла-

нированных экспериментов. Для изучения структуры ядра вблизи его основного состояния можно использовать модели с различной параметризацией формы [40, 44, 45, 55, 92–97]. Удачная параметризация позволяет уменьшить количество коллективных переменных и упростить микроскопическое рассмотрение.

В данной работе мы предлагаем использовать параметризацию, принятую в двухцентровой оболочечной модели (ТСМ) [97, 100–103], для того чтобы найти одночастичные уровни в основном состоянии ядра. В симметричном варианте модели рассматривается исходное ядро, состоящее из двух одинаковых фрагментов  $A/2$  с расстоянием между центрами фрагментов  $z$ . При  $z \rightarrow 0$  происходит переход к модели Нильссона, а при больших расстояниях (больших, чем радиусы фрагментов) появляются два одинаковых, хорошо разделенных потенциала. В асимметричном варианте модели фрагменты могут иметь различные деформации, также учитывается округление барьера между потенциалами. В двухцентровой оболочечной модели вычисление поверхности потенциальной энергии от основного состояния до предразрывных конфигураций относительно просто, поскольку параметризация формы системы с увеличением ее удлинения не меняется. Зеркально-симметричная форма параметризации, используемая нами, эффективно включает все четные мультипольности. Зависимость параметров  $l_1$  и  $l_2$  от  $A$  и  $N - Z$  изменена для корректного описания спина и четности основного состояния известных нечетных актинидов. В рамках данной модели изучены изотопические зависимости двух- и одноквaziчастичных изомерных состояний, моды распада изомерных состояний,  $\alpha$ -распадные цепочки сверхтяжелых ядер, заселение изомерных состояний в испарительных остатках, что представляет большой интерес для будущих экспериментов.

**Плотность состояний сверхтяжелых ядер.** Современные представления о ядре и его свойствах были получены во многом благодаря изучению низколежащих состояний ядер. По мере развития теории ядра становилось все более успешным объяснение наблюдаемой спектроскопической информации о структуре низколежащих ядерных состояний. Однако с увеличением энергии возбуждения число ядерных состояний растет так быстро, что детальный анализ каждого из них практически невозможен. Таким образом, вполне разумно перейти к усредненному статистическому рассмотрению свойств возбужденных ядер. Плотности возбужденных ядер — главная статистическая характеристика, которая может дать ответ на вопрос о таких свойствах сверхтяжелых ядер, как, например, вероятность выживания и сечение образования сверхтяжелого элемента.

Наиболее простой моделью для описания статистических свойств возбужденных атомных ядер является модель ферми-газа. В ней нуклоны рассматриваются как невзаимодействующие фермионы [104]. Но значения параметров плотности уровней  $a$  [105, 106], полученные при анализе экспери-

ментальных данных по среднему расстоянию между нейтронными резонансами, отличаются от значений, рассчитанных в рамках этой модели. В зависимости  $a$  от массового числа отчетливо проявляются глубокие провалы в области магических ядер. Экспериментальные значения моментов инерции ядер также не совпадают с твердотельными значениями, рассчитанными по модели ферми-газа [107]. Для получения более реалистичной картины необходимо учесть влияние оболочечных неоднородностей одночастичного спектра. Для этого, в частности, была предложена феноменологическая систематика параметра плотности уровней, зависящая от величины оболочечной поправки [108]. Для объяснения четно-нечетных различий плотности уровней к энергии возбуждения ядра обычно прибавляется соответствующая феноменологическая парная поправка [105, 106]. При малых значениях энергии возбуждения ядра существенную роль играют парные корреляции сверхпроводящего типа [92, 109]. Поэтому при данном температурном режиме для более точного описания термодинамических характеристик системы используется сверхтекучая модель ядра [110]. При рассмотрении статистических характеристик возбужденных атомных ядер необходим также учет коллективных степеней свободы, связанных с колебаниями ядерной поверхности и вращением ядра как целого (в случае деформированных ядер). Для этого в выражение для плотности уровней вводятся соответствующие факторы вибрационного и ротационного усилений [110].

### 1. СТАБИЛЬНОСТЬ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАННЫХ В РЕАКЦИЯХ ГОРЯЧЕГО СЛИЯНИЯ: ДОКАЗАТЕЛЬСТВО СУЩЕСТВОВАНИЯ МАГИЧЕСКОГО ПРОТОННОГО ЧИСЛА С $Z \geq 120$

Рассмотрим поведение вероятности выживания с увеличением  $Z$  составного ядра, используя экспериментальные данные сечений испарительных остатков и вычисления сечений полного слияния, что приведет к нахождению значения  $Z$  сферической замкнутой протонной оболочки, следующей после  $Z = 82$ . Сечение образования испарительного остатка СТЭ в канале  $xn$ -испарения можно записать в виде суммы по всем парциальным волнам  $J$ :

$$\sigma_{xn}(E_{\text{cm}}) = \sum_J \sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}, J) W_{xn}(E_{\text{cm}}, J), \quad (1)$$

$$\sigma_{\text{fus}}(E_{\text{cm}}, J) = \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} d \cos \Theta_1 d \cos \Theta_2 \sigma_c(E_{\text{cm}}, J, \Theta_i) P_{\text{CN}}(E_{\text{cm}}, J, \Theta_i). \quad (2)$$

Здесь мы учитываем усреднение по ориентациям статически деформированных взаимодействующих ядер ( $\Theta_i$  — углы ориентации ядер относительно

столкновения, где  $i = 1, 2$ ). Для надежного описания экспериментальных данных сечение захвата  $\sigma_c$ , вероятности слияния  $P_{CN}$  и выживания  $W_{xn}$  должны быть вычислены с хорошей точностью [58–63, 65, 66].

Значение  $\sigma_c(E_{cm}, J, \Theta_i) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{cm}} (2J + 1) T(E_{cm}, J, \Theta_i)$  определяет переход сталкивающихся ядер через кулоновский барьер с вероятностью  $T$  и формирование ДЯС, когда кинетическая энергия  $E_{cm}$  и угловой момент  $J$  относительного движения преобразуются в энергию возбуждения и угловой момент ДЯС. Вероятность перехода  $T(E_{cm}, J, \Theta_i) = (1 + \exp [2\pi(V_J(R_b, \Theta_i) - E_{cm})/\hbar\omega_J(\Theta_i)])^{-1}$  вычисляется по формуле Хилла–Уилера. Эффективный ядро-ядерный потенциал

$$V_J(R, \Theta_i) = V_N(R, \Theta_i) + V_C(R, \Theta_i) + \frac{\hbar^2 J(J + 1)}{2\mathfrak{I}}$$

вычислен в виде суммы ядерного  $V_N$ , кулоновского  $V_C$  и центробежного взаимодействий [111] и аппроксимирован около кулоновского барьера при  $R = R_b$  перевернутым осциллятором с высотой барьера  $V_J(R_b, \Theta_i)$  и частотой  $\omega_J(\Theta_i)$ . Во входном канале момент инерции равен  $\mathfrak{I} = \mu R^2$ . Ядерный потенциал  $V_N$  вычислен методом двойной свертки с использованием ядерного параметра радиуса  $r_0 = 1,15$  фм и параметров диффузности  $a = 0,54$  фм для  $^{48}\text{Ca}$  и  $a = 0,56$  фм для актинидов [111]. Статические квадрупольные параметры деформации актинидов взяты из [112]. Поскольку деформации сталкивающихся ядер влияют на захват ядра-снаряда ядром-мишенью при значениях энергии около кулоновского барьера и процесс захвата является довольно быстрым процессом, использование статических деформаций основных состояний ядер вполне оправдано. Все потенциалы  $V_J(R, \Theta_i)$  вычислены с одним и тем же набором параметров и предположений.

В модели ДЯС после стадии захвата вероятность полного слияния

$$P_{CN} = \frac{\lambda_\eta^{Kr}}{\lambda_\eta^{Kr} + \lambda_{\eta_{sym}}^{Kr} + \lambda_R^{Kr}}$$

зависит от конкуренции между полным слиянием по  $\eta$  и диффузией по  $\eta$  к более симметричному ДЯС и квазиделению. Эта конкуренция может сильно уменьшить значение  $\sigma_{fus}(E_{cm}, J)$  и, соответственно, значение  $\sigma_{xn}(E_{cm})$ . Поскольку начальная входная ДЯС находится в условном минимуме на поверхности потенциальной энергии, мы используем двухмерную ( $\eta$  и  $R$ ) формулу Крамерса для квазистационарных скоростей потоков вероятности слияния  $\lambda_\eta^{Kr}$ , вероятности симметризации ДЯС  $\lambda_{\eta_{sym}}^{Kr}$  и вероятности квазиделения  $\lambda_R^{Kr}$  через барьеры слияния по  $\eta$ , симметризации ДЯС по  $\eta$  и квазиделения по  $R$  соответственно. Эти барьеры извлекаются из расчета поверхности потенциальной энергии ДЯС  $U$ , которая вычисляется в виде суммы энергий связи ядер ДЯС и ядро-ядерного потенциала  $V_J$ :  $U = B_1 + B_2 + V_J$ . Значения

энергии связи для известных и неизвестных ядер взяты из [113] и [44] (дроплетная модель) соответственно. Неопределенность расчета  $P_{CN}$  находится в пределах фактора 2. Во время процесса слияния деформации ядер ДЯС могут отклоняться от их значений в основном состоянии. Поскольку эффекты поляризации в ДЯС играют второстепенную роль в зависимости  $U$  от  $\eta$  для асимметричных ДЯС, это отклонение может быть игнорировано при вычислении  $P_{CN}$ . Подробное описание процедуры вычисления  $P_{CN}$  дано в [66].

Вероятность выживания  $W_{xn}(E_{cm}, J)$  возбужденного составного ядра оценивает конкуренцию между делением и нейтронным испарением. В выражении (2) интервал угловых моментов, вносящих вклад в  $W_{xn}$ , весьма ограничен. В случае сильнодеформирующегося СТЭ  $W_{xn}$  — узкая функция  $J$ , отличающаяся от нуля лишь вблизи  $J = 0$  при всех значениях энергии бомбардировки. Зависимость от углового момента представлена в виде

$$W_{xn}(E_{cm}, J) = W_{xn}(E_{cm}, J = 0) \exp \left[ - \sum_{i=1}^x \frac{\Delta B_i^{\text{rot}}}{T_i} \right] \approx \\ \approx W_{xn}(E_{cm}, J = 0) \exp \left[ - \frac{J^2}{J_m^2(x)} \right], \quad (3)$$

где  $\Delta B_i^{\text{rot}} = \hbar^2 J(J+1) \left[ \frac{1}{2\theta_g^i} - \frac{1}{2\theta_s^i} \right]$  ( $\theta_g^i$  ( $\theta_s^i$ ) — момент инерции ядра в основном состоянии (в седловой точке) на  $i$ -м шаге испарения,  $\theta_{g,s}^i \approx \theta_{g,s}^j \approx \theta_{g,s}$  ( $i \neq j$ )),  $J_m(x) = \phi(x) J_m(x=1)$ ,  $J_m(x=1) = (T_1 / [\hbar^2 / (2\theta_g) - \hbar^2 / (2\theta_s)])^{1/2}$  ( $T_1$  — термодинамическая температура в  $1n$ -испарительном канале) и  $\phi(x) = \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} + \dots + \frac{1}{\sqrt{x}} \right)^{-1}$ . Так как в самых тяжелых ядрах ядерная структура сильно изменяется, когда ядро переходит из основного состояния в седловую точку, значения  $\theta_g^i$  и  $\theta_s^i$  довольно сильно отличаются, несмотря на небольшое различие между параметрами деформации ядра в основном состоянии и седловой точке. Таким образом,  $W_{xn}(E_{cm}, J)$  обрезает более высокие угловые моменты гауссовским фактором. Ширина  $J_m(x)$  этого обрезания слабо уменьшается с увеличением  $x$ . Для реакций, приводящих к СТЭ,  $J_m(x=1) = 10$  используется при значениях энергии  $E_{cm}$  около кулоновского барьера [65, 66]. В [58]  $J_m(x=1) = 15$  использовался для актинидов. Эти значения  $J_m$  соответствуют прицельным параметрам меньше 1 фм. Для всех реакций полного слияния с тяжелыми ионами при значениях энергии выше кулоновского барьера мы имеем  $J_m < J_{cr}$ , где  $J_{cr}$  ограничивает сечение захвата сверху. Поэтому только ограниченная часть распределения углового момента составного ядра дает заметный вклад в сечение испарительных остатков.



С помощью (2) и (3) и замены суммы по  $J$  интегралом мы получаем следующую приближенную факторизацию:

$$\sigma_{xn}(E_{cm}) = \sigma_{fus}^{eff}(E_{cm})W_{xn}(E_{cm}, J = 0), \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{fus}^{eff}(E_{cm}) = & \frac{\pi \hbar^2}{\mu E_{cm}} \times \\ & \times \int_0^\infty \int_0^{\pi/2} \int_0^{\pi/2} \frac{dJ d \cos \Theta_1 d \cos \Theta_2 J \exp\left(-\frac{J^2}{J_m^2(x)}\right) P_{CN}(E_{cm}, J, \Theta_i)}{1 + \exp[2\pi(V_J(R_b, \Theta_i) - E_{cm})/\hbar\omega_J(\Theta_i)]} \end{aligned} \quad (5)$$

— эффективное сечение полного слияния, потому что содержит зависимость от углового момента вероятности выживания. Неопределенность  $\sigma_{fus}^{eff}(E_{cm})$ , главным образом, связана с неопределенностью в расчете  $P_{CN}$ . Используя (4), можно из экспериментальных сечений  $\sigma_{xn}^{exp}(E_{cm})$  извлечь значение вероятности выживания при нулевом угловом моменте:

$$W_{xn}(E_{cm}, J = 0) = \frac{\sigma_{xn}^{exp}(E_{cm})}{\sigma_{fus}^{eff}(E_{cm})}. \quad (6)$$

С редукцией к нулевому угловому моменту вероятность выживания становится независимой от комбинации «мишень–снаряд». Чтобы извлечь «экспериментальное» значение вероятности выживания СТЭ, необходимо вычислить эффективное сечение полного слияния  $\sigma_{fus}^{eff}(E_{cm})$ . Вероятность полного

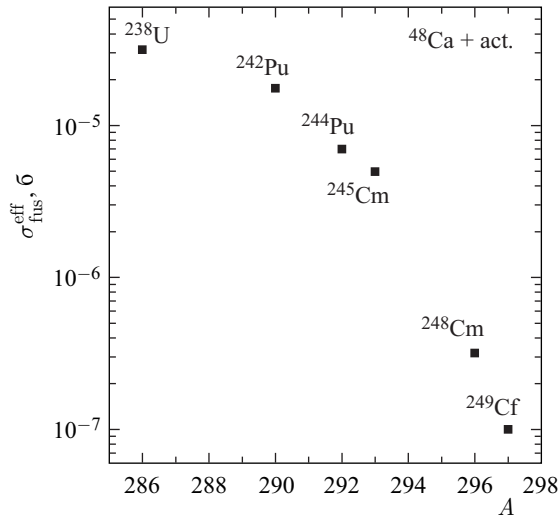


Рис. 1. Эффективное сечение полного слияния как функция массового числа составного ядра в реакции полного слияния при значениях энергии налетающего ядра <sup>48</sup>Ca, соответствующих максимальным выходам испарительных остатков в 3n-канале. Указаны актинидные ядра-мишени

слияния и, соответственно, эффективное сечение полного слияния  $\sigma_{\text{fus}}^{\text{eff}}(E_{\text{cm}})$  уменьшается приблизительно на два порядка с увеличением зарядового числа составного ядра  $Z = 112-118$  (рис. 1). Запрет на слияние происходит из-за сильной конкуренции между полным слиянием и квазиделением в ДЯС. Вклад квазиделения в сечение реакции сильно увеличивается с ростом  $Z$  из-за увеличения кулоновского отталкивания в ДЯС. На рис. 1 видно, что значения сечений образования составного ядра в реакциях с  $^{48}\text{Ca}$  на актинидных мишенях существенно выше значения сечения испарительных остатков из-за вероятности выживания. На рис. 2 извлеченные с помощью уравнения (6) значения  $W_{3n}$  и  $W_{4n}$  отклоняются от ожидаемых значений при магическом протонном числе  $Z = 114$ . Это указывает на увеличение стабильности СТЭ с зарядовым числом больше чем  $Z = 114$ . Экспериментальные

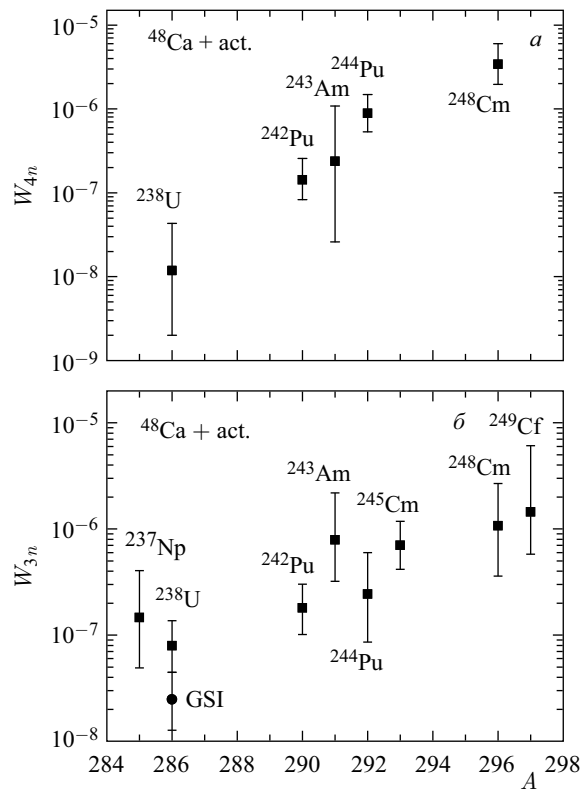


Рис. 2. Значения вероятности выживания составных ядер в  $3n$ - (а) и  $4n$ -каналах (б), извлеченные из экспериментальных значений  $\sigma_{xn}^{\text{exp}}$  [12], как функции массового числа составного ядра  $A$ . Для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  также использовано экспериментальное значение  $\sigma_{3n}^{\text{exp}}$  из [20]

погрешности сечений испарительных остатков приводят к погрешностям извлеченных  $W_{xn}$ . Поскольку барьер деления определяется энергией оболочечной поправки, абсолютное значение этой энергии увеличивается с ростом  $Z$ . Энергия оболочечной поправки сильно зависит от числа нейтронов и протонов составного ядра, близких к магическим протонным и нейтронным числам. Найденная экспериментальная тенденция значения  $Q_\alpha$  в цепочках  $\alpha$ -распадов также указывает на монотонное возрастание амплитуды энергии оболочечной поправки основного состояния с увеличением зарядового числа в области  $Z = 112-118$  [20]. Можно ожидать увеличения стабильности ядер, приближающихся к замкнутой нейтронной оболочке  $N = 184$ . Однако на рис. 2

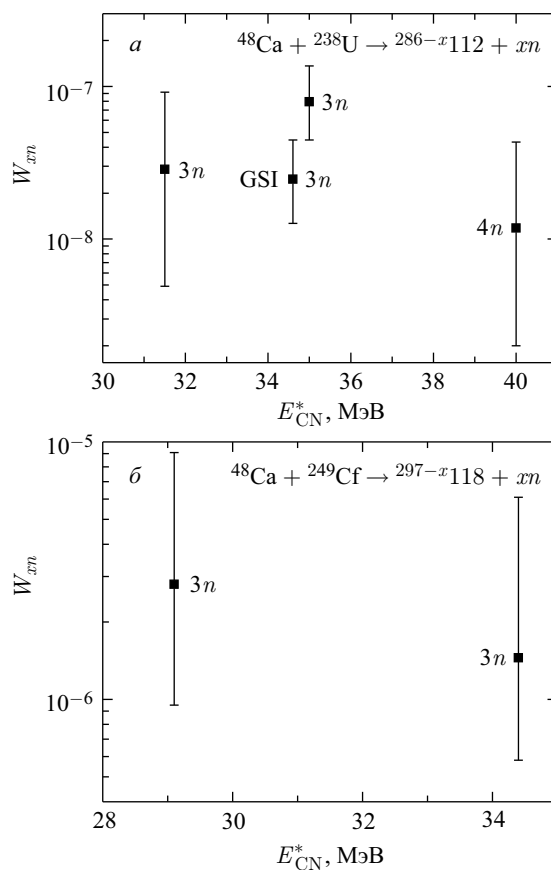


Рис. 3. Значения вероятности выживания составных ядер  $^{286}_{112}$  (a) и  $^{297}_{118}$  (б) в указанных  $xn$ -каналах как функции энергии возбуждения составного ядра, вычисленные с помощью массовой таблицы [114]

$W_{3n}(^{296}\text{Lv}) < W_{3n}(^{297}_{179}\text{118})$ . Это, вероятно, указывает на то, что  $Z = 114$  не является протонным магическим числом и следующим дважды магическим ядром после  $^{208}\text{Pb}$  является ядро с  $Z \geq 120$ . Замкнутая оболочка при  $Z \geq 120$  может влиять на стабильность СТЭ более сильно, чем замкнутая подоболочка при  $Z = 114$ . Следует отметить, что экспериментальные неопределенности определения  $\sigma_{xn}$  оказываются слишком маленькими, чтобы изменить тенденции, представленные на рис. 2.

На рис. 3–5 показаны зависимости  $W_{xn}$  от энергии возбуждения составного ядра для различных СТЭ. Для составного ядра  $^{286}\text{Cn}$  ( $^{290}\text{Fl}$ ) максимальное значение  $W_{3n}$  в семь (два) раза больше, чем значение  $W_{4n}$ . Напротив, для

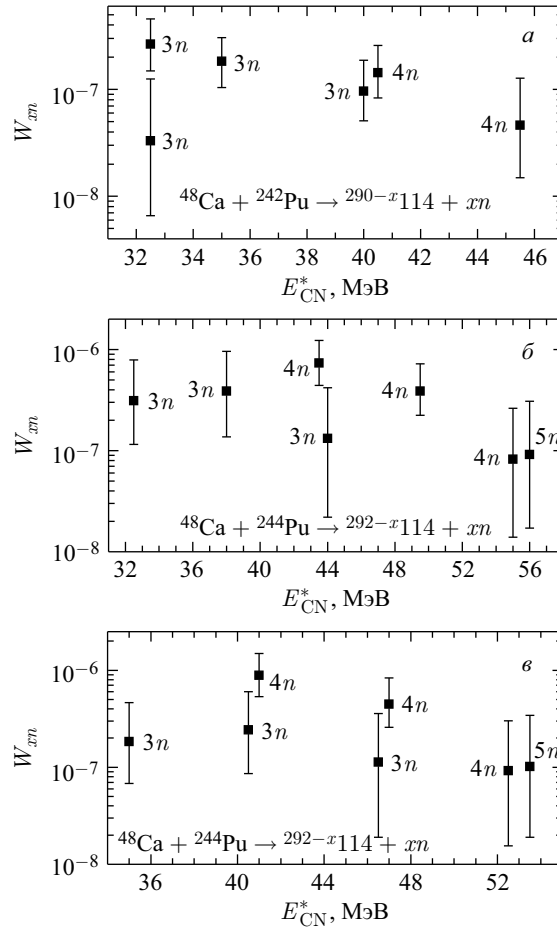


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но для составных ядер  $^{290}\text{Fl}$  (a) и  $^{292}\text{Fl}$  (b, v). Экспериментальные значения энергии (b) смещены на  $\pm 2,5$  МэВ (см. текст)

составного ядра  $^{292}\text{Fl}$  ( $^{296}\text{Lv}$ ) максимальное значение  $W_{3n}$  является приблизительно в три (два) раза меньше, чем значение  $W_{4n}$ . Это можно понять, если значения энергии возбуждения не оптимальны для канала  $3n$ -испарения. Помимо неопределенности в абсолютном значении сечения образования существует экспериментальная неопределенность приблизительно 5 МэВ в определении  $E_{\text{CN}}^*$ . Для демонстрации чувствительности отношения между извлеченными значениями  $W_{3n}$  и  $W_{4n}$  к неопределенности в определении  $E_{\text{CN}}^*$  для ядра  $^{292}\text{Fl}$  мы варьировали значения энергии возбуждения на  $-2,5$  МэВ в  $3n$ -канале и на  $+2,5$  МэВ в  $4n$ - и  $5n$ -каналах. Как видно на рис. 5, в этом случае абсолютные значения  $W_{3n}$  становятся ближе к значениям  $W_{4n}$ . Необходимо подчеркнуть, что результаты на рис. 3–5 слабо чувствительны к разумному изменению значений  $J_m$  в (4).

Найденное увеличение извлеченных  $W_{xn}$  с ростом атомного номера СТЭ  $Z$  от 114 до 118 указывает на рост абсолютного значения энергии оболочеч-

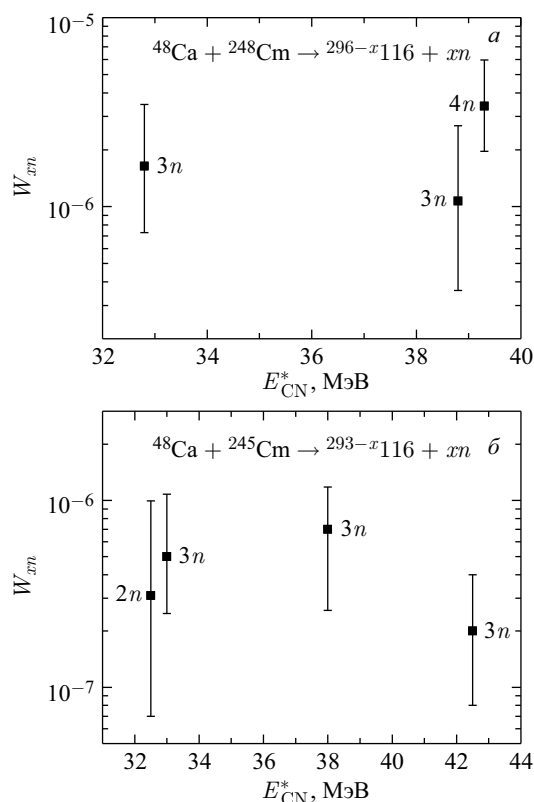


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но для составных ядер  $^{296}\text{Lv}$  (а) и  $^{293}\text{Lv}$  (б)

ной поправки основного состояния ядра с увеличением  $Z$ . Таким образом, наши результаты указывают на то, что магическая протонная оболочка имеет  $Z \geq 120$ . Этот вывод обсудим подробнее и изучим структурные особенности СТЭ в рамках микроскопическо-макроскопического подхода. Параметры одночастичного потенциала определим из условия наилучшего описания структуры известных тяжелых ядер.

## 2. ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ИЗОМЕРНЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР: СПЕКТРЫ, РАСПАДЫ И ЗАСЕЛЕНИЕ

**2.1. Микроскопическо-макроскопический подход.** В модели TCSM [97] формы ядра определены следующим набором координат. Удлинение  $\lambda = l/(2R_0)$  определяет длину  $l$  системы в единицах диаметра  $2R_0$  сферического ядра. При больших удлинениях эта переменная начинает описывать относительное движение фрагментов деления. Переход нуклонов через шейку описан координатой массовой асимметрии  $\eta$ . Параметр шейки  $\varepsilon = E_0/E'$  определен отношением фактической высоты барьера  $E_0$  к высоте барьера двухцентрового осциллятора  $E'$ . Деформации  $\beta_i = a_i/b_i$  аксиально-симметричных фрагментов определены отношением их полуосей. Для компактной формы деформации  $\beta_i$  связаны только с левой и правой сторонами ядра, где радиусы кривизны минимальны.

Для компактной ядерной формы около основного состояния можно установить  $\varepsilon = 0$  и  $\eta = 0$ . Поэтому у нас есть только три параметра для описания деформаций различных мультипольностей:  $\lambda$ ,  $\beta_1$ ,  $\beta_2$ . Октапольная деформация возникает в случае  $\beta_1 \neq \beta_2$ . Случай  $\beta_1 = \beta_2$ , который использован здесь, означает отсутствие статических деформаций нечетных мультипольностей. Таким образом, остается только два параметра для описания деформаций различных четных мультипольностей —  $\lambda$  и  $\beta$ .

Одночастичный потенциал и форма ядра около основного состояния представлены на рис. 6. В наших расчетах одночастичной энергии и оценках оболочечных эффектов используется одночастичный гамильтониан [97]

$$H = -\frac{\hbar}{2m_0}\nabla^2 + V(\rho, z) + V_{\text{ls}} + V_{l^2}, \quad (7)$$

где одночастичный потенциал для зеркально-симметричного ядра около основного состояния параметризуется следующим образом:

$$V(\rho, z) = \begin{cases} \frac{1}{2}m\omega_z^2(z - z_1)^2 + \frac{1}{2}m\omega_\rho^2\rho^2, & z < z_1, \\ \frac{1}{2}m\omega_\rho^2\rho^2, & z_1 < z < z_2, \\ \frac{1}{2}m\omega_z^2(z - z_2)^2 + \frac{1}{2}m\omega_\rho^2\rho^2, & z > z_2, \end{cases}$$

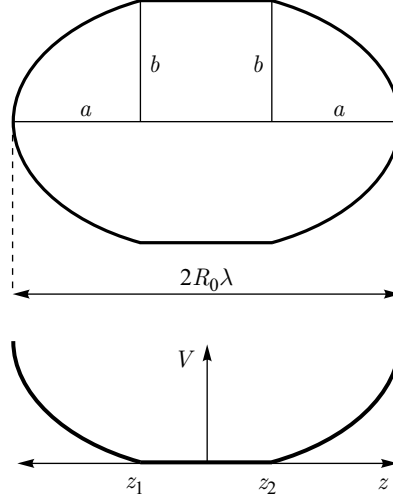


Рис. 6. Потенциал двухцентральной оболочечной модели вдоль оси симметрии  $z$  и форма ядра около основного состояния

где  $m$  — масса нуклона;  $\omega_\rho/\omega_z = a/b = \beta$ ,  $z_2 - z_1 = 2R_0\lambda - 2a$  и  $\omega_\rho = \beta\omega_0 R_0/a$  с  $\hbar\omega_0 = 41A^{-1/3}$  МэВ и  $R_0 = 1,224A^{1/3}$  фм. Величина  $a$  связана с  $\lambda$  и  $\beta$  через выражение сохранения объема  $3a^2 R_0\lambda - a^3 = 2R_0^3\beta^2$ . Как и в случае потенциала Нильссона, гамильтониан (7) содержит спин-орбитальное взаимодействие

$$V_{\text{is}} = -\frac{2\hbar\kappa}{m\omega'_0} (\nabla V \times \mathbf{p}) \mathbf{s} \quad (8)$$

и  $l^2$ -член

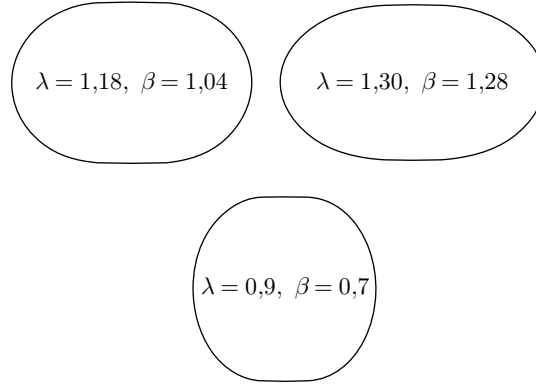
$$V_{l^2} = -\kappa\mu\hbar\omega'_0 l^2 + \kappa\mu\hbar\omega'_0 \frac{N(N+3)}{2} \delta_{\text{if}}, \quad (9)$$

где  $\delta_{\text{if}}$  — единичный оператор;  $N$  — главное квантовое число сферического осциллятора;  $\hbar\omega'_0 = 41A'^{-1/3}$  МэВ и  $A' = Aab^2/R_0^3$ .

На рис. 7 показаны примеры ядерных форм для указанных наборов параметров  $(\lambda, \beta)$ . В микроскопическо-макроскопическом подходе потенциальная энергия состоит из гладкой макроскопической энергии  $U_{\text{LDM}}$  (включающей кулоновскую и поверхностную энергии), рассчитанной с помощью модели жидкой капли, и микроскопической поправки  $\delta U_{\text{mic}}$ , состоящей из оболочечной  $\delta E_{\text{sh}}$  и парной поправок:

$$U(\lambda, \varepsilon, \eta) = U_{\text{LDM}}(\lambda, \varepsilon, \eta) + \delta U_{\text{mic}}(\lambda, \varepsilon, \eta). \quad (10)$$

Вычисляя потенциальную энергию как функцию  $\lambda$  и  $\beta$ , мы находим значения  $\lambda$  и  $\beta$ , соответствующие основному состоянию (потенциальный минимум). С данными значениями  $\lambda$  и  $\beta$  можно вычислить квадрупольные и

Рис. 7. Расчетные формы ядра при указанных значениях  $\lambda$  и  $\beta$ 

гексадекапольные ядерные моменты и параметры квадрупольной  $\beta_{02}$  и гексадекапольной  $\beta_{04}$  деформации, соответствующие этим моментам. Можно показать, что значение  $\beta_{02}$  сильно зависит от  $\lambda$ , в то время как значение  $\beta_{04}$ , главным образом, чувствительно к значению  $\beta$ .

Микроскопические поправки, квадрупольные параметры деформации, вычисленные с помощью TCSM и других микроскопически-макроскопических подходов [40,44], дают близкие результаты. В нашей модели основное состояние  $^{248}\text{Fm}$  имеет следующие параметры деформации:  $\beta_{02} = 0,25$  и  $\beta_{04} = 0,027$ . Для сравнения в работе [44] дается  $\beta_{02} = 0,235$  и  $\beta_{04} = 0,049$  для этого же ядра. В то время как для  $^{247,248,249}\text{Fm}$  микроскопические поправки равны  $-3,52$ ,  $-3,57$  и  $-3,97$  МэВ соответственно [44], мы получаем  $-3,85$ ,  $-3,88$  и  $-4,3$  МэВ. Эти значения также сопоставимы с предсказаниями в [40]. В [44] для ядер  $^{268,269,270,271}\text{Hs}$   $\delta U_{\text{mic}} = -5,95$ ,  $-6,38$ ,  $-6,54$  и  $-6,64$  МэВ соответственно. В наших расчетах  $\delta U_{\text{mic}} = -5,94$ ,  $-6,37$ ,  $-5,95$  и  $-5,86$  МэВ. Таким образом, для ядер с  $Z < 110$  рассчитанные нами абсолютные значения микроскопических поправок  $\delta U_{\text{mic}}$  близки к результатам, полученным в [40,44,45].

Вклад неспаренного нуклона, занимающего одночастичное состояние  $|\mu\rangle$  с энергией  $e_\mu$ , в энергию ядра описан квазичастичной энергией  $\sqrt{(e_\mu - e_F)^2 + \Delta^2}$ , где  $e_F$  — энергия Ферми;  $\Delta$  — параметр щели парной энергии, вычисленный с помощью БКШ-приближения. Мы используем парное взаимодействие монополюсного типа с параметрами  $G_{n,p} = \left( (19,2 \mp 7,4) \frac{N-Z}{A} \right) A^{-1}$  МэВ [95] для нейтронов (верхний знак) и протонов (нижний знак). Значения  $\Delta$ , полученные в наших вычислениях, отличаются от тех же значений в [40,44] в пределах 0,1 МэВ. В расчетах  $e_\mu$  и  $\Delta$  эффект блокировки [92] учтен эффективно. В расчетах одноквазичастичных

$$E_\mu = \sqrt{(e_\mu - e_F)^2 + \Delta^2} - \sqrt{(e'_\mu - e_F)^2 + \Delta^2}$$



и двухквaziчастичных

$$E_{\mu} = \sqrt{(e_{\mu} - e_F)^2 + \Delta^2} + \sqrt{(e'_{\mu} - e_F)^2 + \Delta^2}$$

энергий возбуждения используются результаты работы [92], где показано, что из-за эффекта блокировки происходит уменьшение значения  $\Delta$  приблизительно на фактор 0,85. Здесь  $e'_{\mu}$  — одночастичная энергия последнего занятого уровня.

Зависящая от импульса часть одночастичного гамильтониана TCSM состоит из спин-орбитального и  $l^2$ -членов (см. [97]) с параметрами  $\kappa_{n,p}$  и  $\mu_{n,p}$  соответственно. Как известно, эти параметры зависят от массового числа  $A$  ядра и влияют на квантовые числа последнего занятого одночастичного уровня. Чтобы улучшить описание спина и четности основного состояния ядер, в работах [101, 102, 115] была введена дополнительная зависимость параметров  $\kappa_{n,p}$  и  $\mu_{n,p}$  от  $N - Z$ . Для актинидов и трансактинидов с  $35 \leq N - Z \leq 56$ :

$$\begin{aligned} \kappa_n &= -0,076 + 0,0058(N - Z) - 6,53 \cdot 10^{-5}(N - Z)^2 + 0,002A^{1/3}, \\ \mu_n &= 1,598 - 0,0295(N - Z) + 3,036 \cdot 10^{-4}(N - Z)^2 - 0,095A^{1/3} \end{aligned} \quad (11)$$

для нейтронов и

$$\begin{aligned} \kappa_p &= 0,0383 + 0,00137(N - Z) - 1,22 \cdot 10^{-5}(N - Z)^2 - 0,003A^{1/3}, \\ \mu_p &= 0,335 + 0,01(N - Z) - 9,367 \cdot 10^{-5}(N - Z)^2 + 0,003A^{1/3} \end{aligned} \quad (12)$$

для протонов.

Для рассмотренных ядер слагаемые перед членами с  $A^{1/3}$  варьируются в пределах (0,05–0,053) в  $\kappa_n$ , (0,88–0,92) в  $\mu_n$ , (0,075–0,0768) в  $\kappa_p$  и (0,58–0,61) в  $\mu_p$ . Следует обратить внимание на то, что в вычислениях с помощью одночастичного потенциала Вудса–Саксона зависимость от  $N - Z$  включена в независящую от импульса часть потенциала. С одночастичным потенциалом нильссоновского типа слабая зависимость от  $N - Z$  включена в часть одночастичного гамильтониана, зависящую от импульса. С помощью (11) и (12) мы в состоянии правильно описать спины и четности основных состояний большинства нечетных тяжелых ядер, поскольку эффективно учитывается взаимодействие квазичастиц с фононами. Представленная зависимость от  $N - Z$ , главным образом, улучшает порядок одночастичных уровней около поверхности Ферми в основном состоянии и имеет незначительное влияние на поверхность потенциальной энергии как функции параметров деформации.

**2.2. Результаты расчетов.** Для того чтобы проверить наш подход, мы вычислили энергию экспериментально известных одноквaziчастичных и двух-

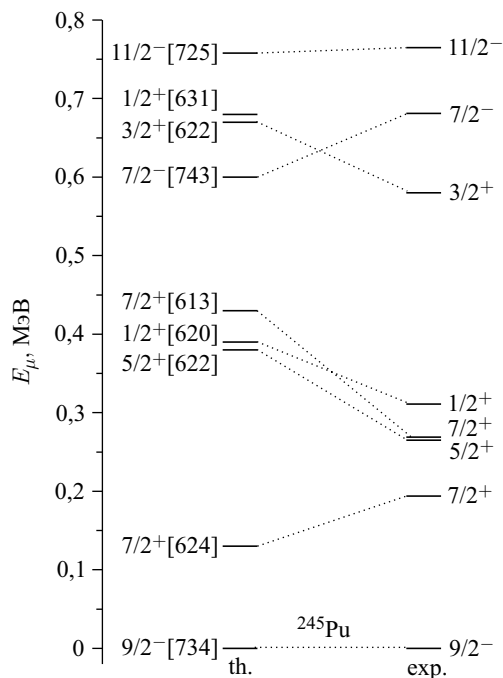


Рис. 8. Сравнение рассчитанных (th.) и экспериментальных (exp.) [117] значений энергии одноквазичастичных состояний в  $^{245}\text{Pu}$

квазичастичных состояний ядер. Отклонение по энергии между рассчитанными [116] и экспериментальными одноквазичастичными состояниями в актинидах не превышает 300 кэВ, что является довольно хорошим описанием. В качестве примера покажем расчеты для ядер  $^{245}\text{Pu}$  (рис. 8) и  $^{249}\text{Fm}$  (рис. 9). Надо отметить, что на рис. 9 характеристики  $\alpha$ -распада  $^{253}\text{No}$  также хорошо описываются. Максимальное различие между рассчитанными и экспериментальными [117] значениями энергии двухквазичастичных состояний с  $K^\pi = 8_\nu^-$  в изотопах от  $^{176}\text{Yb}$  до  $^{184}\text{Pt}$  ( $N = 106$ ) не превышает 200 кэВ (рис. 10), что также является достаточно хорошим описанием. Поэтому в рамках предложенного подхода можно описать изотонические и изотопические тенденции энергии квазичастичных состояний.

Рассчитанные значения энергии низколежащих двухквазичастичных состояний с  $K \geq 4$  в нескольких четных изотопах Fm и No сравниваются с существующими экспериментальными данными [75, 78, 79, 118] на рис. 11 и 12. В недавнем эксперименте [78] состояние  $8_\nu^-(9/2^-[734] \otimes 7/2^+[624])$  наблюдалось в  $^{250}\text{Fm}$  при 1,199 МэВ, что близко к нашему предсказанию. В ядре  $^{256}\text{Fm}$  изомерное состояние  $7_\pi^-(7/2^+[633] \otimes 7/2^-[514])$  не самое низколежащее, и оно заселяется только при  $\beta$ -распаде ядра  $^{256}\text{Es}$  [118].

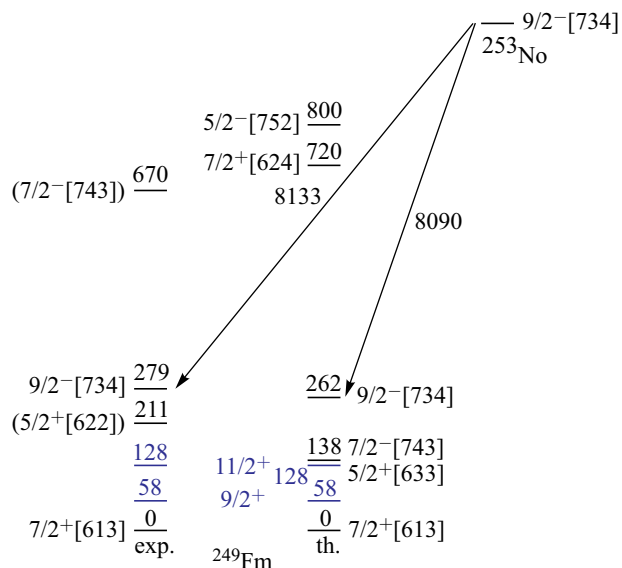


Рис. 9. Сравнение рассчитанных (th.) и экспериментальных (exp.) [117] значений энергии одноквaziчастичных и нижайших вращательных состояний в  $^{249}\text{Fm}$  ( $^{253}\text{No} \rightarrow ^{249}\text{Fm} + \alpha$ ). Значения энергии  $\alpha$ -распадов и уровней указаны в кэВ

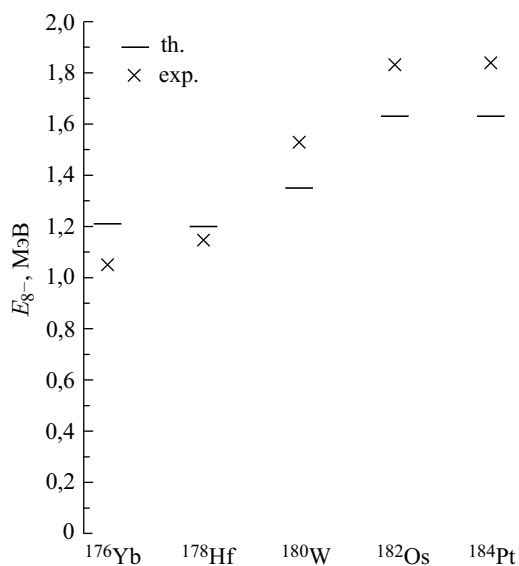


Рис. 10. Сравнение рассчитанных (th.) и экспериментальных (exp.) [117] значений энергии  $E_{8-}$  двухквaziчастичных состояний с  $K^\pi = 8_v^-$  для изотонов от  $^{176}\text{Yb}$  до  $^{184}\text{Pt}$

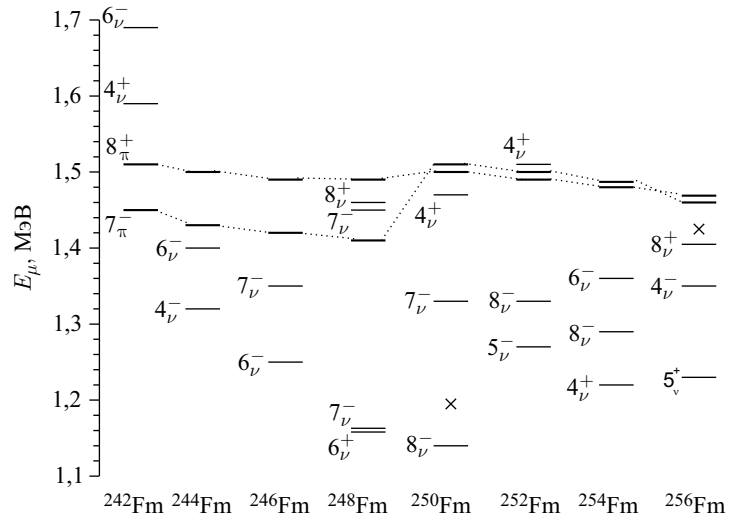


Рис. 11. Рассчитанные значения энергии двухквасичастичных состояний в указанных четных изотопах Fm. Состояния, образованные при разрыве протонной ( $\pi$ ) (нейтронной ( $\nu$ )) пары, показаны толстыми (тонкими) линиями. Экспериментальные данные [78, 118] отмечены крестиками

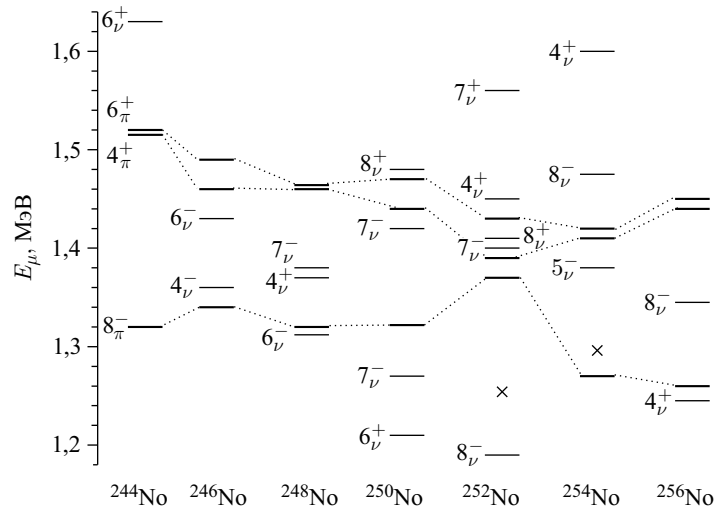


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но для четных изотопов No. Экспериментальные данные взяты из [75, 79]

Прямое получение ядра  $^{256}\text{Fm}$ , кажется, возможно только в реакциях нуклонных передач. В ядре  $^{248}\text{Fm}$  ожидаются относительно низколежащие изомерные состояния с  $K^\pi = 6_\nu^+$  и  $7_\nu^-$ . В  $^{242,244}\text{Fm}$  изомерные состояния с  $K \geq 6$  расположены выше 1,38 МэВ, что больше, чем значения энергии исследованных  $K$ -изомеров в  $^{252,254}\text{No}$  [75, 79]. Чтобы наблюдать эти изомеры, нужно получить нейтронно-дефицитные изотопы Fm с сечениями большими, чем сечения образования ядер  $^{252,254}\text{No}$ , что потребует длительных по времени экспериментов.

В то время как состояния ядер  $^{250,252}\text{No}$ , связанные с разрывом нейтронной пары, намного ниже по энергии, чем состояния, связанные с разрывом протонной пары, в ядрах  $^{244,246,254}\text{No}$  самые низколежащие двухквaziчастичные состояния связаны с разрывом протонной пары (см. рис. 12). Из-за замкнутой подоболочки  $N = 152$  энергия нижайшего двухквaziнейтронного изомера в  $^{254}\text{No}$  больше, чем в  $^{252}\text{No}$ . Это находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [75, 79]. В ядре  $^{250}\text{No}$  двухквaziнейтронное состояние  $6^+$  связано с экспериментально наблюдаемым изомерным состоянием [86]. Ядро  $^{256}\text{No}$  является другим хорошим кандидатом для изучения низколежащего изомерного состояния с  $K^\pi = 8_\pi^-$ .

Для оценки периода полураспада  $T_\alpha$  ядра посредством вылета  $\alpha$ -частицы мы используем выражение из работы [46]

$$\log_{10} T_\alpha(Z, A) = 1,5372Z(Q_\alpha - E_\mu)^{-1/2} - 0,1607Z - 36,573, \quad (13)$$

где

$$Q_\alpha(Z, A) = B(Z, A) + 28,296 - B(Z - 2, A - 4) \quad (14)$$

— энергия  $\alpha$ -перехода между основными состояниями ядер;  $E_\mu$  — энергия возбуждения квaziчастичного состояния дочернего ядра;  $B(Z, A)$  — энергия связи ядра  $(Z, A)$ . Если  $\alpha$ -распад сопровождается изменением структуры ядра (переходом из двухквaziчастичного во вращательное состояние), то полученный по вышеприведенной формуле период полураспада  $T_\alpha$  увеличен на два порядка [93, 94]. Если  $\alpha$ -частица уносит угловой момент  $l$ , такой  $\alpha$ -распад затруднен приблизительно на фактор  $(3-4)^l$  [119, 120]. В расчетах мы используем фактор  $4^l$ . Данный запрет больше, чем запрет, возникающий из-за простого добавления центробежной части к потенциальному одномерному барьеру, потому что учитывает эффекты отдачи и не противоречит систематикам работы [121].

Для ядер  $^{270}\text{Ds}$ ,  $^{266}\text{Hs}$ ,  $^{262}\text{Sg}$ ,  $^{258}\text{Rf}$  и  $^{254}\text{No}$  рассчитанные значения  $Q_\alpha$   $\alpha$ -распада между основными состояниями сравниваются с имеющимися экспериментальными данными [117, 122, 123] на рис. 13, где показаны только нижайшие двухквaziчастичные состояния. Мы недооцениваем значение  $Q_\alpha$  для  $^{266}\text{Hs}$ , как и в [44, 45], имея  $Q_\alpha = 10,21$  МэВ по сравнению с  $Q_\alpha = 9,69$  и  $10,04$  МэВ из [44] и [45] соответственно. Значение  $Q_\alpha$  для  $^{254}\text{No}$

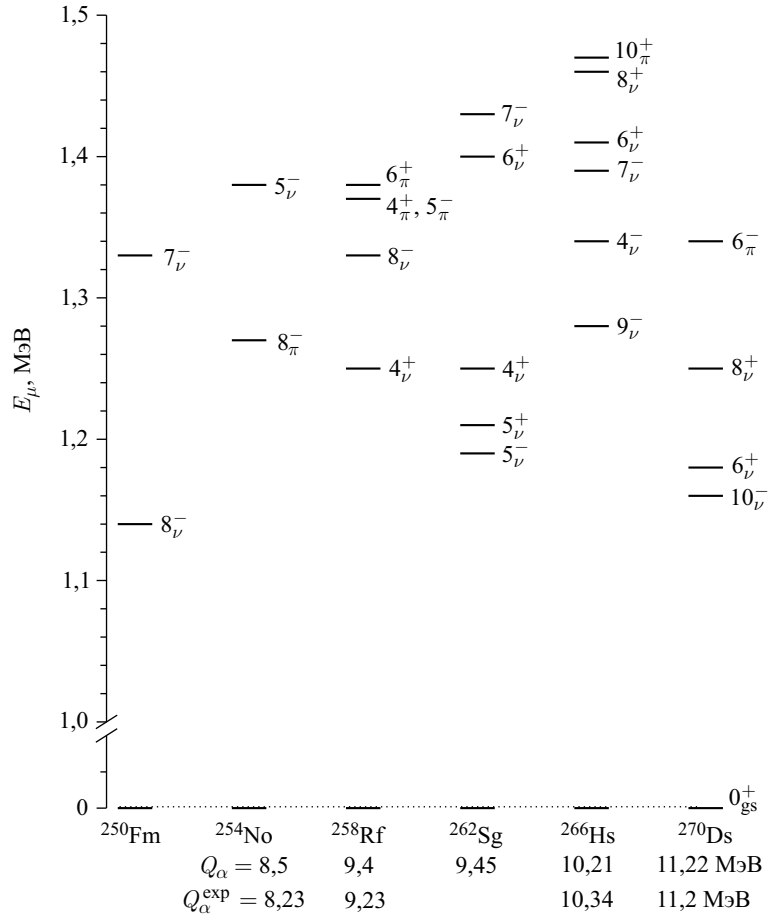


Рис. 13. Рассчитанные значения энергии низколежащих двухквaziчастичных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{270}\text{Ds}$ . Рассчитанные значения  $Q_\alpha$  сравниваются с экспериментальными значениями  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  [117, 122, 123]

у нас переоценено, а в [44, 45] недооценено. Поэтому наше описание  $Q_\alpha$  кажется вполне удовлетворительным. В табл. 1 представлены моды распада. Мы предсказываем нижайшие изомерные двухквaziнейтронные состояния  $10_\nu^- (11/2^- [725] \otimes 9/2^+ [604])$  и  $6_\nu^+ (11/2^- [725] \otimes 1/2^- [761])$  в ядре  $^{270}\text{Ds}$ . Можно ожидать  $\gamma$ -переходы из этих изомерных состояний на основное состояние с последующим  $\alpha$ -распадом. Событие номер 2 в [122] может быть приписано к этой возможности, а также к  $\alpha$ -распаду из состояния  $0_{\text{gs}}^+$  ядра  $^{270}\text{Ds}$  в состояние  $2_{\text{gs}}^+$  ядра  $^{266}\text{Hs}$ .

Таблица 1. Возможные моды распада указанных состояний сверхтяжелых ядер. Рассчитанные значения  $Q_\alpha$  и периодов полураспада  $T_\alpha$  вместе с экспериментальными значениями периодов полураспада  $T_{1/2}^{\text{exp}}$ , весами мод  $\alpha$ -распада и спонтанного деления (SF) [117, 123]

Ядро	Мода распада	$Q_\alpha$ , МэВ	$T_\alpha$	$T_{1/2}^{\text{exp}}$
$^{270}\text{Ds}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	11,22	0,17 мс	0,1 мс, $\alpha \approx 100\%$
	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 2_{\text{gs}}^+$	11,17	3,3 мс	
	$10_{\nu}^-, 6_{\nu}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	11,22		
	$10_{\nu}^- \xrightarrow{\alpha} 10_{K=1^-}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	11,3	10 мс	
	$6_{\nu}^+ \xrightarrow{\alpha} 6_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	12,05	0,3 мс	
	$6_{\nu}^+ \xrightarrow{\alpha} 4_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	12,25	2 мс	
	$6_{\nu}^+ \xrightarrow{\alpha} 2_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma} 0_{\text{gs}}^+$	12,35	16,5 мс	
	$6_{\nu}^+ \xrightarrow{\alpha} 6_{\nu}^+$	10,98	0,6 мс	
$^{266}\text{Hs}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	10,21	11 мс	2,3 мс, $\alpha \approx 100\%$
	$9_{\nu}^-, 4_{\nu}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	10,21		
	$9_{\nu}^- \xrightarrow{\alpha} 9_{K=1^-}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	10,44	280 мс	
	$4_{\nu}^- \xrightarrow{\alpha} 4_{K=1^-}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	10,81	37 мс	
$^{262}\text{Sg}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	9,45	250 мс	6,9 мс, SF $\geq 78\%$
	$5_{\pi}^-, 5_{\nu}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\text{SF}}$			
	$5_{\pi}^-, 5_{\nu}^+ \xrightarrow{\text{SF}}$			
$^{258}\text{Rf}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	9,4	72 мс	14,7 мс, $\alpha \approx (31 \pm 11)\%$ , $T_{\alpha}^{\text{exp}} = 47_{-12}^{+24}$ мс
	$4_{\nu}^+, 8_{\nu}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\text{SF}, \alpha}$			
	$4_{\nu}^+, 8_{\nu}^- \xrightarrow{\text{SF}}$			
$^{254}\text{No}$	$4_{\nu}^+ \xrightarrow{\alpha} 4_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	10,51	11 мс	
	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$ $8_{\pi}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	8,45	9,4 с	51 с, $\alpha \approx 90\%$

Анализируя возможные  $\alpha$ -распады из  $10_{\nu}^-$  и  $6_{\nu}^+$  изомеров в  $^{270}\text{Ds}$ , мы предполагаем, что самые вероятные  $\alpha$ -распады происходят на состояние  $10_{\nu}^-$  полосы  $K^\pi = 1^-$  или состояния  $2^+$ ,  $4^+$ , и  $6^+$  основной вращательной полосы ядра  $^{266}\text{Hs}$ . Значения энергии вращательных состояний рассчитаны по аналогии с работой [124]. Эти  $\alpha$ -распады могут быть связаны с событиями номер 7 и 8 в [122], поскольку они соответствуют тем же значениям  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$ . Для надежной проверки рассчитанных результатов желательны эксперименты с лучшей статистикой. Как видно из рис. 13 и табл. 1, возможен  $\alpha$ -распад из состояния  $6_{\nu}^+$  ядра  $^{270}\text{Ds}$  в то же состояние  $6_{\nu}^+$  ядра  $^{266}\text{Hs}$ . Однако изомер-

ное состояние  $6_{\nu}^{+}$  ядра  $^{266}\text{Hs}$  быстро распадается на нижележащие состояния, и продолжение  $\alpha$ -распадной цепочки через изомерные состояния становится маловероятным.

Другой пример возможной  $\alpha$ -распадной цепочки, начинающейся с  $K$ -изомера ядра  $^{268}\text{Ds}$ , показан на рис. 14. Для  $^{268}\text{Ds}$  оцененные периоды полураспада  $E4$ -перехода из  $4_{\nu}^{+}(7/2^{+}[613] \otimes 1/2^{+}[620])$  в  $0_{\text{gs}}^{+}$  и  $E1$ -перехода из  $8_{\nu}^{+}(7/2^{+}[613] \otimes 9/2^{+}[604])$  в  $9_{\nu}^{-}(7/2^{+}[613] \otimes 11/2^{-}[725])$  оказались больше чем 60 мкс. Альфа-распады из состояний  $9_{\nu}^{-}$  и  $8_{\nu}^{+}$  могут заселять вращательные состояния  $9_{\text{gs}}^{-}$  и  $8_{\text{gs}}^{+}$  ядра  $^{264}\text{Hs}$  соответственно. Альфа-распады из

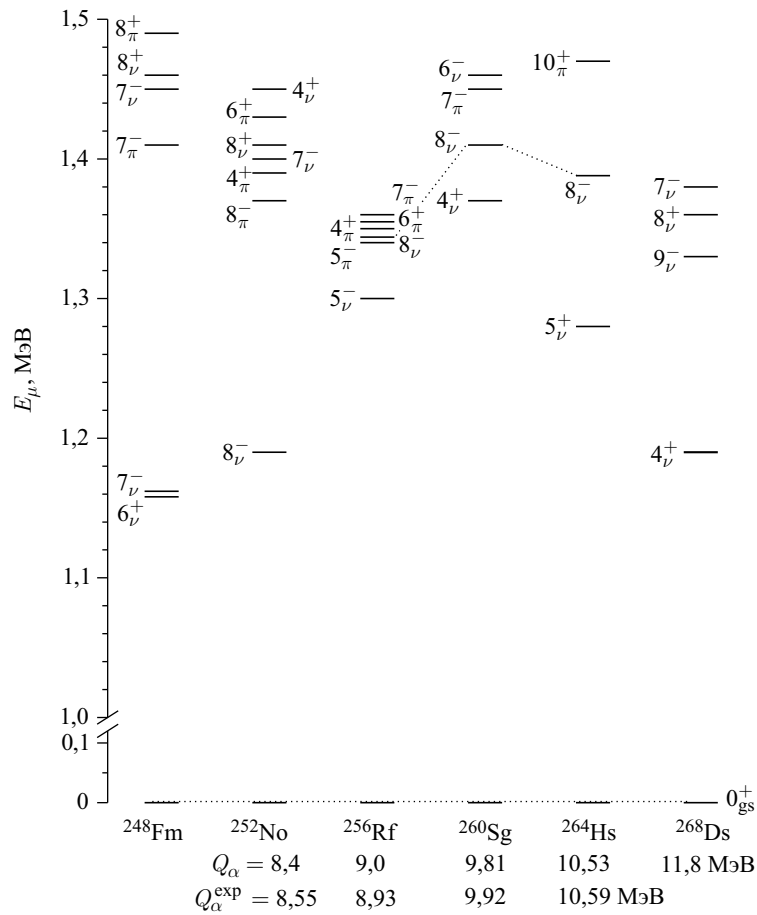


Рис. 14. То же, что и на рис. 13, но для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{268}\text{Ds}$ . Возможный  $\alpha$ -распад из изомерного состояния в изомерное состояние дочернего ядра показан пунктирной линией. Экспериментальные значения  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  взяты из [117]



Таблица 2. То же, что и в табл. 1. Экспериментальные данные взяты из [117]

Ядро	Мода распада	$Q_\alpha$ , МэВ	$T_\alpha$	$T_{1/2}^{\text{exp}}$
$^{268}\text{Ds}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	11,8	9,4 мкс	
	$4_\nu^+ \xrightarrow{\alpha} 4_{\text{gs}}^+$	12,86	8 мкс	
	$9_\nu^- \xrightarrow{\alpha} 9_{\text{gs}}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	12,07	0,26 мс	
	$8_\nu^+ \xrightarrow{\alpha} 8_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	12,71	15 мкс	
$^{264}\text{Hs}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	10,53	1,7 мс	$\approx 0,8$ мс, $\alpha \approx 50\%$ , SF $\approx 50\%$
	$8_\nu^- \xrightarrow{\alpha} 8_\nu^-$	10,508	1,9 мс	
	$5_\nu^+ \xrightarrow{\alpha} 4_{K=1}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	11,04	55 мс	
	$8_\nu^- \xrightarrow{\alpha} 8_{K=1}^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	10,87	27 мс	
$^{260}\text{Sg}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	9,81	26 мс	3,6 мс, $\alpha \approx 50\%$ , SF $\approx 50\%$
	$8_\nu^- \xrightarrow{\alpha} 8_\nu^-$	9,92	13,4 мс	
	$4_\nu^+ \xrightarrow{\alpha} 4_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+$	11,04	2,7 мс	
$^{256}\text{Rf}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	9	1 с	6,4 мс, $\alpha \approx 0,32\%$ , SF $\approx 99,68\%$
	$8_\nu^- \xrightarrow{\alpha} 8_\nu^-$	9,12	0,45 с	
$^{252}\text{No}$	$0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha} 0_{\text{gs}}^+$	8,4	13,6 с	2,4 с, $\alpha > 66,7\%$ , SF = 32,2%
	$8_\pi^- \xrightarrow{\gamma'_{\text{s}}} 0_{\text{gs}}^+ \xrightarrow{\alpha}$	8,4		

$K$ -изомерных состояний  $4_\nu^+$  и  $8_\nu^+$  ядра  $^{268}\text{Ds}$  (табл. 2) возможны, поскольку соответствующие значения  $T_\alpha$  меньше, чем оцененные периоды полураспада спонтанного деления и  $\gamma$ -переходов.

Как видно из табл. 2,  $\alpha$ -распады из  $K$ -изомера  $8_\nu^-$  ( $9/2^- [734] \otimes 7/2^+ [613]$ ) ядра  $^{264}\text{Hs}$  ( $^{260}\text{Sg}$ ) в такое же состояние ядра  $^{260}\text{Sg}$  ( $^{256}\text{Rf}$ ) имеют похожие свойства, как и  $\alpha$ -распад между основными состояниями. Альфа-распады из изомерного состояния  $8_\nu^-$  ядра  $^{264}\text{Hs}$  ( $^{260}\text{Sg}$ ) во вращательные уровни ядра  $^{260}\text{Sg}$  ( $^{256}\text{Rf}$ ) сильно запрещены. В ядрах  $^{264}\text{Hs}$ ,  $^{260}\text{Sg}$  и  $^{256}\text{Rf}$  времена  $\gamma$ -переходов из  $8_\nu^-$  в более низколежащие состояния  $5_\nu^+$  ( $3/2^+ [622] \otimes 7/2^+ [613]$ ),  $4_\nu^+$  и  $5_\nu^-$  ( $9/2^- [734] \otimes 1/2^+ [620]$ ) больше чем 1 с. Следует обратить внимание еще на то, что на рис. 13 и 14 значения энергии двухквизипротонных состояний в ядрах  $^{260,262}\text{Sg}$  отличаются из-за небольшого различия деформаций основного состояния. В ядре  $^{256}\text{Rf}$  время  $\gamma$ -распада из изомерного состояния  $8_\nu^-$  в состояния вращательной полосы, построенной на основном состоянии, короче, чем время  $\alpha$ -распада. Поэтому  $\alpha$ -распадная цепочка, начинающаяся из состояния  $8_\nu^-$  ядра  $^{264}\text{Hs}$ , заканчивается  $\gamma$ -распадом из состояния  $8_\nu^-$  ядра  $^{256}\text{Rf}$  с последующим делением или  $\alpha$ -распадом из основного состояния. Это интересное наблюдение демонстрирует возможность существования  $\alpha$ -цепочки распадов, проходящих через изомерные со-

стояния. Можно предложить экспериментальную проверку этого явления в реакции полного слияния  $^{58}\text{Fe} + ^{207}\text{Pb}$ , ведущей к образованию ядра  $^{264}\text{Hs}$  в изомерном состоянии  $K^\pi = 8_\nu^-$ . Гамма-переход из изомерного состояния в основное состояние ядра  $^{256}\text{Rf}$  будет хорошей индикацией существования  $\alpha$ -цепочки распадов через  $K$ -изомеры. Гамма-распады изомерных состояний  $5_\nu^+(3/2^+[622] \otimes 7/2^+[613])$  в  $^{264}\text{Hs}$  и  $4_\nu^+(1/2^+[620] \otimes 7/2^+[613])$  в  $^{260}\text{Sg}$  более вероятны, чем  $\alpha$ -распады. В ядрах  $^{252}\text{No}$  и  $^{248}\text{Fm}$  распад  $K$ -изомеров посредством каскада  $\gamma$ -квантов представляется доминирующим процессом.

В изотонах  $^{252}\text{Fm}$ ,  $^{254}\text{No}$  и  $^{256}\text{Rf}$  с  $N = 152$  низколежащие двухкванзинейтронные спектры имеют схожую структуру (рис. 11, 12 и 14). Если изомерные состояния  $5_\nu^-$  и  $8_\nu^-$  были бы обнаружены в одном из этих ядер, аналогичные состояния с почти такой же энергией должны существовать и в других ядрах. В  $^{252}\text{Fm}$  ( $4n$ -канал реакции  $^{18}\text{O} + ^{238}\text{U}$ )  $\gamma$ -переходы ожидаются из этих изомерных состояний. Недавние эксперименты [80] указывают на существование двух нижайших изомерных состояний с  $K \approx 6$  или 7 и 10 в  $^{256}\text{Rf}$  при  $E_\mu \approx 1,12$  и  $1,395$  МэВ соответственно, что согласуется с нашими предсказаниями (рис. 14).

В изотонах  $^{250}\text{Fm}$ ,  $^{252}\text{No}$ ,  $^{254}\text{Rf}$  и  $^{256}\text{Sg}$  с  $N = 150$  существуют низколежащие состояния  $8_\nu^-$ . В  $^{252}\text{No}$  время жизни состояния  $8_\nu^-$  составляет порядка  $(110 \pm 10)$  мс, что приблизительно в 20 раз меньше, чем соответствующее время жизни в ядре  $^{250}\text{Fm}$  [78, 79]. Если эту же тенденцию предположить для ядер с большими значениями  $Z$ , время полураспада состояния  $8_\nu^-$  ядра  $^{254}\text{Rf}$  составило бы приблизительно 1 мс. Для ядра  $^{254}\text{Rf}$  спонтанное деление с  $T_{1/2} = 0,5$  мс было найдено в [125]. Однако этот результат не был подтвержден в [87], где  $T_{1/2} = 23$  мкс. Заселение изомера  $8_\nu^-$  в реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{206}\text{Pb}$  конкурирует с заселением соседних короткоживущих состояний, например, состояния  $5_\pi^-$ .

Спонтанное деление из основного состояния ядра  $^{252}\text{Rf}$  ожидается слишком маленьким периодом полураспада (порядка 0,65 мкс [39]), чтобы быть обнаруженным. Однако если бы наблюдалось деление в реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{204}\text{Pb} \rightarrow ^{252}\text{Rf} + 2n$ , то оно могло быть связано только с  $K$ -изомером  $6_\nu^+$  [126], обнаруженным также в соседнем изотоне  $^{250}\text{No}$  [86]. Этот эксперимент показал бы, насколько сильно изменяются периоды полураспада  $K$ -изомеров в изотонах тяжелых ядер.

На рис. 15 и 16 показаны значения  $Q_\alpha$  и спектры двухкванзичастичных состояний в ядрах  $^{272}\text{Ds}$ ,  $^{268,270}\text{Hs}$ ,  $^{264,266}\text{Sg}$ ,  $^{260,262}\text{Rf}$  и  $^{256}\text{No}$ . Значения энергии  $\alpha$ -распадов соответствуют переходам между основными состояниями ядер и находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [128, 129]. Возможные изомерные состояния имеют следующую структуру:  $^{272}\text{Ds}$  ( $6_\nu^+$ ) —  $(11/2^- [725] \otimes 1/2^- [761])$ ,  $^{268}\text{Hs}$  ( $10_\nu^-$ ) —  $(11/2^- [725] \otimes 9/2^+ [604])$ ,  $^{264}\text{Sg}$  ( $5_\pi^-$ ) —  $(9/2^+ [624] \otimes 1/2^- [521])$ ,  $^{260}\text{Rf}$  ( $5_\nu^+$ ) —  $(7/2^+ [613] \otimes$

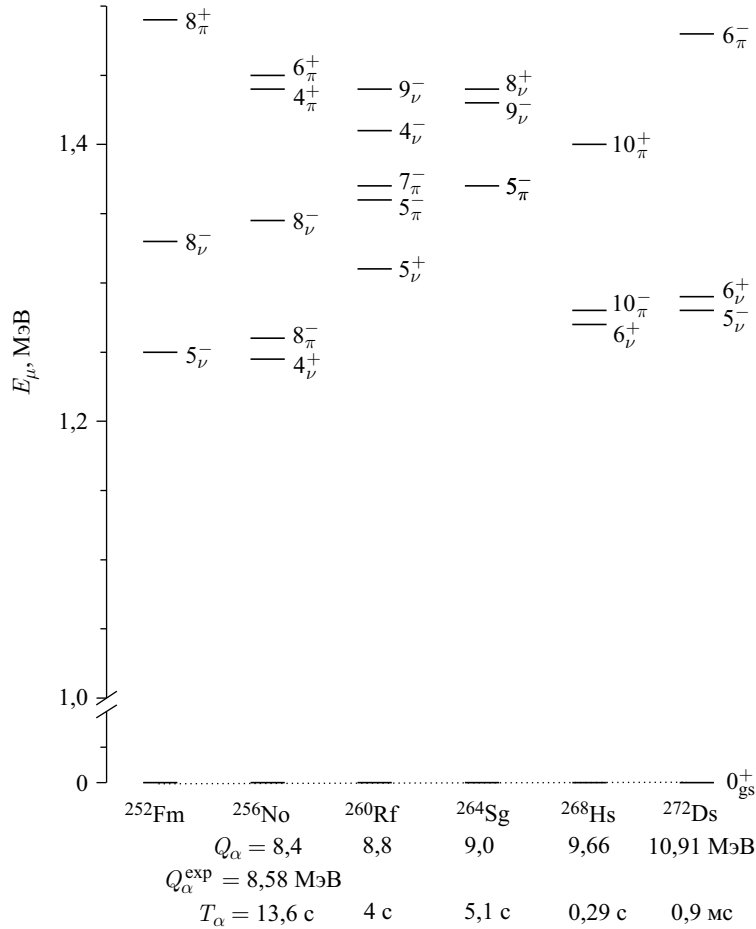


Рис. 15. Рассчитанные значения энергии низколежащих двухквартичных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{272}\text{Ds}$ . Для ядра  $^{256}\text{No}$  рассчитанное значение  $Q_\alpha$  сравнивается с экспериментальным значением  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  [128, 129]

$3/2^+[622]$ ,  $^{256}\text{No}(8_\nu^-) - (7/2^-[514] \otimes 9/2^+[624])$ ,  $^{270}\text{Hs}(10_\pi^+) - (9/2^+[624] \otimes 11/2^+[615])$ ,  $^{266}\text{Sg}(7_\pi^-) - (5/2^-[512] \otimes 9/2^+[624])$ ,  $^{262}\text{Rf}(5_\pi^-) - (9/2^+[624] \otimes 1/2^-[521])$ . Доминирующим каналом распада этих изомерных состояний является канал  $\gamma$ -распада. При  $Q_\alpha \approx 9,2 \text{ МэВ}$  в ядре  $^{270}\text{Hs}$  мы получаем  $T_\alpha \approx 6,4 \text{ с}$ . В области тяжелых ядер известные  $K$ -изомерные состояния живут короткое время. Таким образом,  $\alpha$ -распад  $K$ -изомеров ядра  $^{270}\text{Hs}$  кажется маловероятным процессом, но не может быть полностью исключен на основании имеющихся знаний. Возможные переходы  $^{270}\text{Hs}(10_\pi^+) \xrightarrow{\alpha} ^{266}\text{Sg}(7_\pi^-) \xrightarrow{\alpha} ^{262}\text{Rf}(7_\pi^- \text{ или } 5_\pi^-)$  между изомерными состояниями имеют

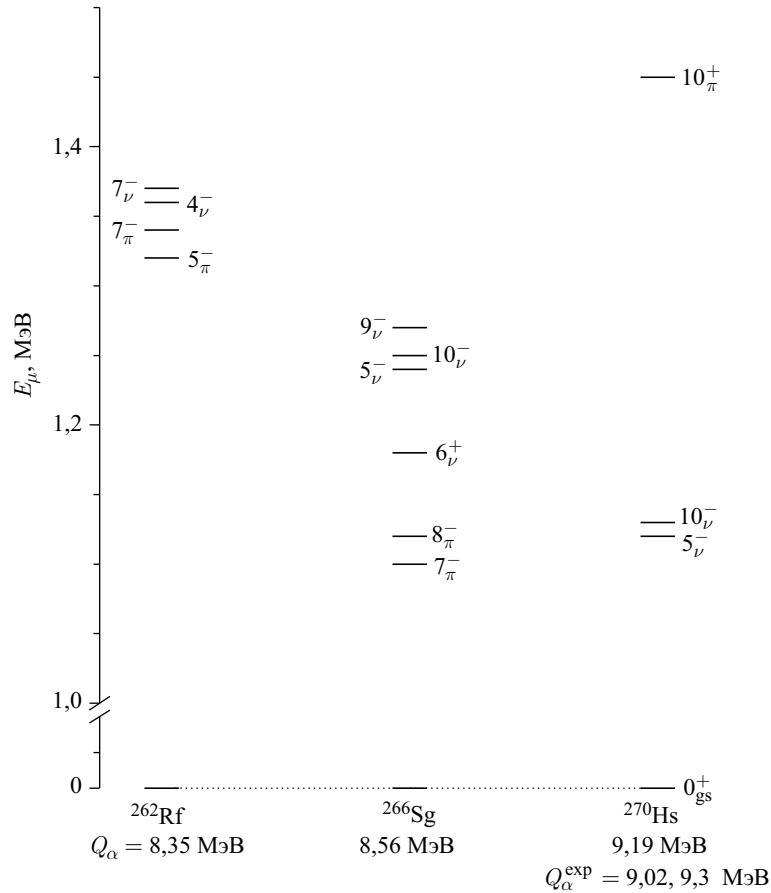


Рис. 16. Рассчитанные значения энергии низколежащих двухквасичастичных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{270}\text{Hs}$ . Рассчитанные значения  $Q_{\alpha}$  сравниваются с экспериментальными значениями  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  [128, 129]

значения  $Q_{\alpha} = 9.55$  и  $8.32$  или  $8.34$  МэВ, что хорошо согласуется с  $\alpha$ -распадной цепочкой номер 14 в работе [129], где она приписывается ядру  $^{271}\text{Hs}$ . Для  $\alpha$ -распада основного состояния ядра  $^{266}\text{Sg}$  с  $Q_{\alpha} = 8.56$  МэВ потребуется около 122 с, что слишком долго по сравнению с периодом полураспада спонтанного деления (360 мс) [129]. Обратим внимание, что более ранние данные по  $\alpha$ -распадным цепочкам ядра, содержащим ядро  $^{266}\text{Sg}$ , были пересмотрены в работе [130].

Кроме потенциального минимума основного состояния есть два дополнительных мелких потенциальных минимума в ядрах  $^{270}\text{Hs}$  ( $0_1^{+}$  при 0,22 МэВ и  $0_2^{+}$  при 1,4 МэВ) и  $^{266}\text{Sg}$  ( $0_1^{+}$  при 0,14 МэВ и  $0_2^{+}$  при 0,26 МэВ) (рис. 17 и 18).

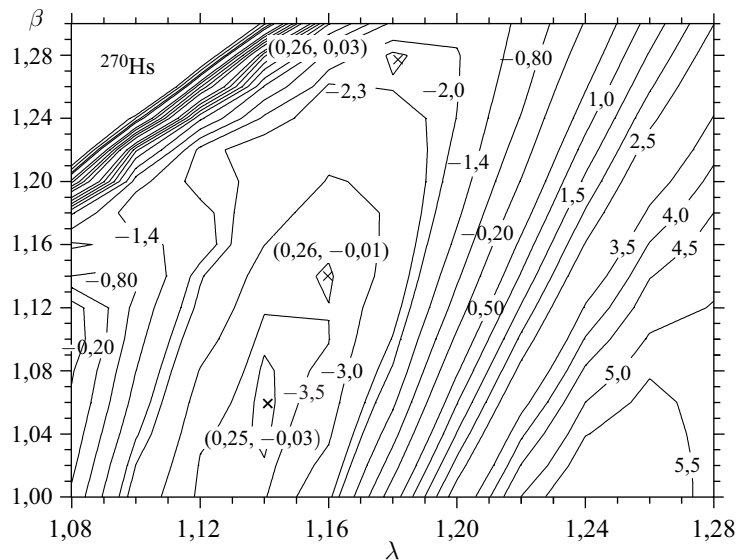


Рис. 17. Вычисленная поверхность потенциальной энергии ядра  $^{270}\text{Hs}$  как функция  $\lambda$  и  $\beta$ . Потенциальная энергия рассчитана по отношению к жидкокапельной части при  $\lambda = 1$  и  $\beta = 1$ . Минимумы потенциальной энергии отмечены крестиками. Жирный крестик соответствует потенциальному минимуму основного состояния. Цифры в скобках рядом с крестиками обозначают параметры квадрупольной ( $\beta_{02}$ ) и гексадекапольной ( $\beta_{04}$ ) деформации

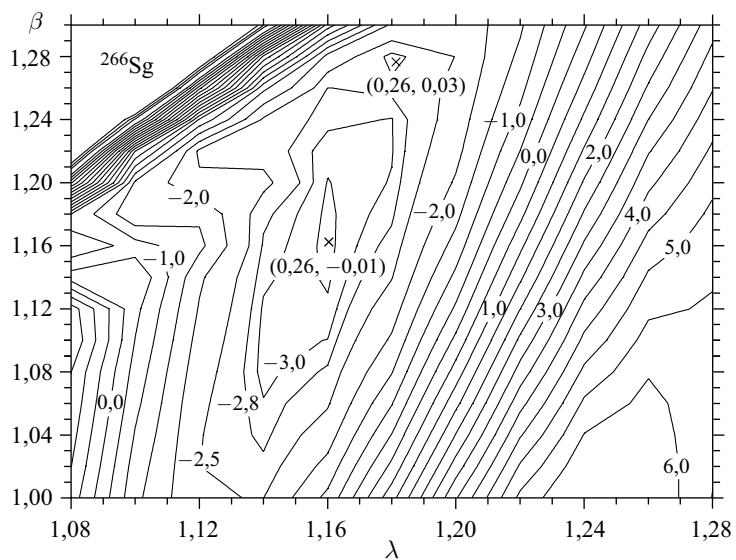


Рис. 18. То же, что и на рис. 17, но для ядра  $^{266}\text{Sg}$

Указанные параметры вычисляются через квадрупольные и гексадекапольные моменты, соответствующие определенным значениям  $\lambda$  и  $\beta$ . Дополнительный мелкий потенциальный минимум существует в ядрах  $^{268}\text{Hs}$  (при 0,12 МэВ) и  $^{264}\text{Sg}$  (при 0,084 МэВ). В ядре  $^{262}\text{Rf}$  существует только потенциальный минимум основного состояния. По нашим оценкам, времена жизни ядер в этих мелких потенциальных минимумах очень малы, однако нельзя исключать  $\alpha$ -распады на состояния в этих минимумах. В связи с этим дополнительные мелкие потенциальные минимумы требуют отдельного рассмотрения.

Обычно изомеры, интересующие нас, образуются при энергии  $E_{\text{is}} = 1,2\text{--}1,3$  МэВ относительно основного состояния. В реакциях холодного слияния максимумам довольно узких функций возбуждения  $1n$ -испарительного канала соответствуют значения энергии возбуждения  $E_{\text{CN}}^* = 11\text{--}15$  МэВ. Кулоновский барьер препятствует полному слиянию ядер при более низких значениях энергии. В этом случае отношение  $w = W_{1n}(E_{\text{CN}}^* - E_{\text{is}})/W_{1n}(E_{\text{CN}}^*)$  вероятностей выживания в изомерном и основном состояниях равен приблизительно 2 [127]. Состояния  $8_{\text{gs}}^+$  и  $10_{\text{gs}}^+$  вращательной полосы основного состояния имеют значения энергии  $E_{\text{rot}} = 0,5$  и  $0,8$  МэВ соответственно [124]. Вероятность заселения изомерного состояния в возбужденном составном ядре

$$p_{\text{is}} = \frac{\exp[-(E_{\text{is}} - E_{\text{rot}})/T]}{1 + \exp[-(E_{\text{is}} - E_{\text{rot}})/T]},$$

где  $T$  — термодинамическая температура, приблизительно равна 0,32. Отношение сечений образования испарительных остатков в изомерном и основном состояниях

$$\frac{\sigma_{1n}(\text{is})}{\sigma_{1n}(\text{gs})} = \frac{wp_{\text{is}}}{(1 - p_{\text{is}})}$$

равно 0,64/0,68 при  $E_{\text{is}} = 1,2$  МэВ. Действительно, экспериментальные данные [122] показывают, что сечения образования ядер в основном и изомерном состояниях приблизительно одинаковы в  $1n$ -канале.

Если ядро получено в  $xn$ -испарительном канале ( $x > 1$ ), то  $w \approx 1$ , потому что функция возбуждения довольно широкая. В случае  $x = 2$  и  $E_{\text{CN}}^* = 20\text{--}24$  МэВ мы получаем  $p_{\text{is}} \approx 0,35$  (0,31) и  $\sigma_{2n}(\text{is})/\sigma_{2n}(\text{gs}) \approx 0,35/0,65$  (0,31/0,69) при  $E_{\text{is}} = 1,2$  (1,3) МэВ, т. е. заселение изомерного состояния испарительного остатка составляет приблизительно 50 % заселения основного состояния. Это хорошо согласуется с экспериментальными данными [79].

### 3. ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

**3.1. Поверхность потенциальной энергии.** Кроме минимума изомера деления, который существует при большой деформации, до барьера деления тяжелого ядра обычно существует один глобальный, связанный с основным

состоянием, потенциальный минимум. Как уже отмечалось ранее, в некоторых ядрах поверхность потенциальной энергии как функция параметров деформации является более сложной и может иметь несколько минимумов из-за оболочечных эффектов [131, 132]. Самый глубокий минимум, где оболочечные поправки максимальны, связан с основным состоянием. Другие более мелкие минимумы вблизи основного состояния не столь хорошо выражены. Ядро не может оставаться достаточно долго в этих минимумах, чтобы наблюдать  $\gamma$ -переходы. Тем не менее  $\alpha$ -распад материнского ядра может заселить состояния, локализованные в минимумах, близких по значению энергии к минимуму основного состояния. Таким образом, наличие дополнительного потенциального минимума дочернего ядра может привести к вариации наблюдаемой энергии  $\alpha$ -частиц родительского ядра. Как следует из наших расчетов, дополнительные минимумы в области тяжелых ядер существуют только в некоторых ядрах с  $104 \leq Z \leq 108$ . Они появляются в области, где поверхность потенциальной энергии довольно плоская, и соответствуют почти одинаковым параметрам квадрупольной деформации и различным параметрам гексадекапольной деформации.

С используемой нами параметризацией формы ядра поверхность потенциальной энергии хорошо растянута вблизи основного состояния, что позволяет идентифицировать дополнительные потенциальные минимумы. Но заметное увеличение силы спаривания, примерно на 50%, вымывает дополнительные потенциальные минимумы. Поскольку дополнительные потенциаль-

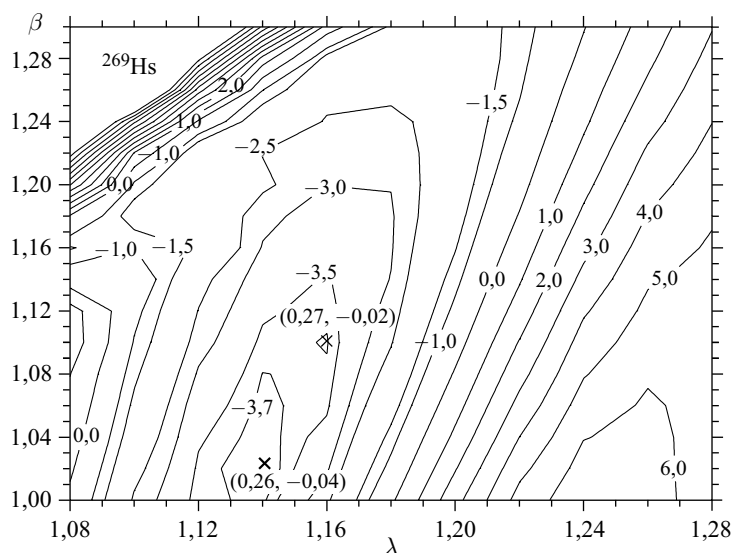


Рис. 19. То же, что и на рис. 17, но для ядра  $^{269}\text{Hs}$

ные минимумы вблизи основного состояния могут проявиться только при  $\alpha$ -распаде тяжелых ядер, существующие экспериментальные данные не позволяют заключить, действительно ли найденные нами мелкие потенциальные минимумы существуют и могут быть экспериментально обнаружены.

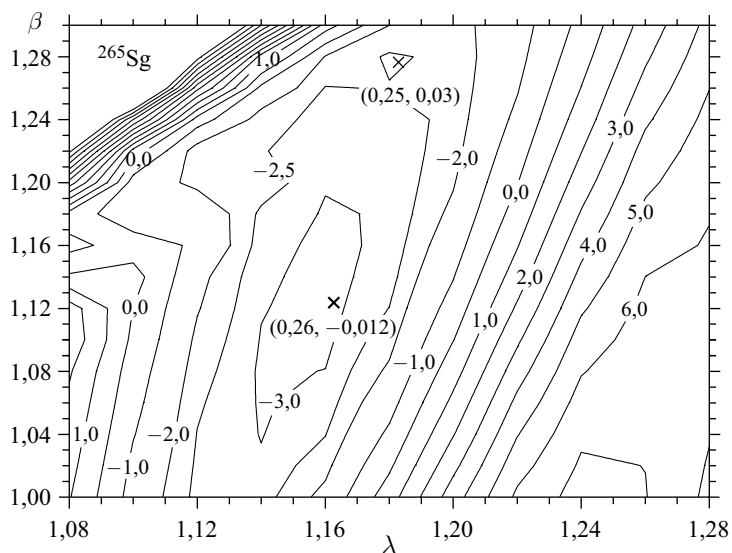


Рис. 20. То же, что и на рис. 17, но для ядра  $^{265}\text{Sg}$

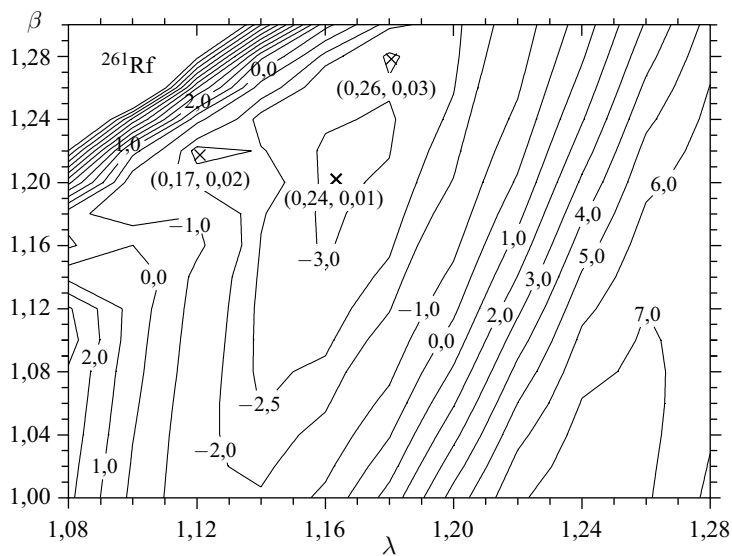


Рис. 21. То же, что и на рис. 17, но для ядра  $^{261}\text{Rf}$



Поверхности потенциальной энергии для ядер  $^{269}\text{Hs}$ ,  $^{265}\text{Sg}$  и  $^{261}\text{Rf}$  с указанными минимумами представлены на рис. 19–21. Кроме потенциального минимума основного состояния имеются дополнительные потенциальные минимумы у ядер  $^{269}\text{Hs}$  ( $11/2_1^-$  при 0,135 МэВ),  $^{265}\text{Sg}$  ( $1/2_1^-$  при 0,56 МэВ) и  $^{261}\text{Rf}$  ( $3/2_1^+$  при 0,034 МэВ и  $3/2_2^+$  при 0,28 МэВ). Спины ядер в этих минимумах такие же, как и в соответствующем минимуме основного состояния. Только низкий дополнительный потенциальный минимум при 0,034 МэВ в ядре  $^{261}\text{Rf}$ , как ожидается, играет роль при  $\alpha$ -распаде ядра  $^{265}\text{Sg}$ .

**3.2. Альфа-распадная цепочка ядра  $^{269}\text{Hs}$ .** На рис. 22 представлены одноквазичастичные спектры, построенные на основном состоянии, для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{269}\text{Hs} \rightarrow ^{265}\text{Sg} \rightarrow ^{261}\text{Rf} \rightarrow ^{257}\text{No}$ , а также расчетные значения  $Q_\alpha$  между основными состояниями. Наиболее вероятные  $\alpha$ -распады показаны на рис. 22 и перечислены в табл. 3. Рассчитанные значения энергии  $\alpha$ -распадов находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными данными [128–130, 133, 134] (см. табл. 3). Альфа-распад из основного состояния  $^{265}\text{Sg}$  может происходить следующим образом:  $^{265}\text{Sg} (1/2^-) \rightarrow ^{261}\text{Rf} (1/2_1^-)$  с  $Q_\alpha = 8,69$  МэВ, что является более предпо-

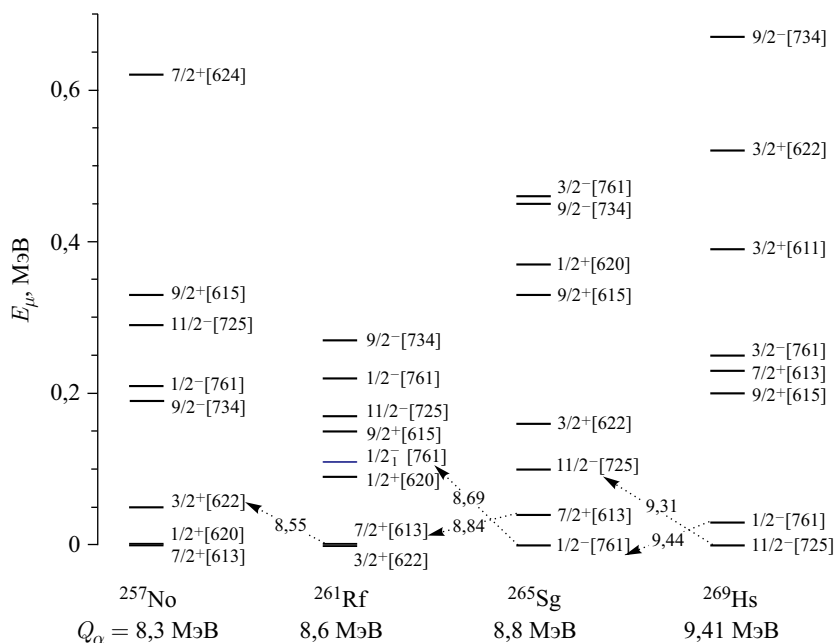


Рис. 22. Рассчитанные спектры одноквази нейтронных состояний в указанных ядрах. Показаны расчетные значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распада между основными состояниями ядер. Возможные  $\alpha$ -распады с соответствующими значениями  $Q_\alpha$  обозначены стрелками

Таблица 3. Возможные  $\alpha$ -распады в указанных тяжелых ядрах, начиная с ядра  $^{277}\text{Cn}$ . Приведены расчетные  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  и экспериментальные  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  значения

Ядро	Мода распада	$Q_\alpha$ , МэВ	$T_\alpha$	$Q_\alpha^{\text{exp}}$ , МэВ
$^{277}\text{Cn}$	$1/2^- [761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^- [761]$	11,575	100 мкс	11,62 [133], 11,49 [134]
	$9/2^+ [604] \xrightarrow{\alpha} 9/2^+ [604] \xrightarrow{\gamma_s} 9/2^+ [615]$	11,254	560 мкс	11,33 [133], 11,25 [134]
	$13/2^- [716] \xrightarrow{\alpha} 13/2^- [716] \xrightarrow{\gamma_s} 9/2^+ [615]$	11,12	1100 мкс	
$^{273}\text{Ds}$	$9/2^+ [615] \xrightarrow{\alpha} 9/2^+ [615] \xrightarrow{\gamma_s} 11/2^- [725]$	11,08	340 мкс	11,25 [133]
	$1/2^- [761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^- [761]$	11,265	130 мкс	10,73, 10,88, 11,01 [136] 11,37 [133], 11,31, 11,32 [134]
$^{269}\text{Hs}$	$11/2^- [725] \xrightarrow{\alpha} 11/2^- [725] \xrightarrow{\gamma} 7/2^+ [613]$	9,31	3,03 с	9,09, 9,27 [129], 9,31 [134]
	$1/2^- [761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^- [761]$	9,44	1,28 с	9,32, 9,37 [133], 9,39 [134]
$^{265}\text{Sg}$	$1/2^- [761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^- [761] \xrightarrow{\gamma} 3/2^+ [622]$	8,686	48 с	8,75 [133], 8,64, 8,76 [136]
	$7/2^+ [613] \xrightarrow{\alpha} 7/2^+ [613]$	8,84	15,7 с	8,82 [129], 8,84 [134, 136]
$^{261}\text{Rf}$	$3/2^+ [622] \xrightarrow{\alpha} 3/2^+ [622] \xrightarrow{\gamma} 7/2^+ [613]$	8,54	26,3 с	8,41 [129, 134], 8,33 [136]
	$7/2^+ [613] \xrightarrow{\alpha} 7/2^+ [613]$	8,62	17 с	8,64 [129], 8,65 [133]
$^{257}\text{No}$	$7/2^+ [613] \xrightarrow{\alpha} 7/2^+ [613]$	8,23	49 с	8,35 [130]
	$1/2^+ [620] \xrightarrow{\alpha} 1/2^+ [620]$	8,3	29 с	8,47 [133], 8,45 [130], 8,42 [136]

читительным, чем переход  $^{265}\text{Sg}(1/2^-) \rightarrow ^{261}\text{Rf}(1/2^-)$  с  $Q_\alpha = 8,59$  МэВ, потому что состояние  $1/2^-_1[761]$  ниже по значению энергии, чем состояние  $1/2^-[761]$ .

$E2$ -переход между  $3/2^+_1$  и основными состояниями ядра  $^{261}\text{Rf}$  происходит за  $\sim 30$  с из-за малого значения энергии перехода и влияния парных корреляций. Для  $\alpha$ -распадов  $^{261}\text{Rf}(3/2^+) \rightarrow ^{257}\text{No}(3/2^+)$ ,  $^{261}\text{Rf}(7/2^+) \rightarrow ^{257}\text{No}(7/2^+)$  и  $^{261}\text{Rf}(1/2^-_1) \rightarrow ^{257}\text{No}(1/2^-)$  расчетные значения  $Q_\alpha = 8,54, 8,62$  и  $8,49$  МэВ хорошо согласуются с экспериментальными значениями  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 8,41$  и  $8,65$  МэВ [128–130, 133, 134]. Поскольку  $E1$ -переход между состояниями  $1/2^-_1[761]$  и  $3/2^+_1[622]$  (или  $3/2^+[622]$ ) ядра  $^{261}\text{Rf}$  сильно подавлен, нельзя исключить  $\alpha$ -распад возможного изомерного состояния  $1/2^-_1$ . Кроме того, из этого состояния ядро  $^{261}\text{Rf}$  может распадаться спонтанным делением из-за небольшого запрета по  $K$ .

Мы предсказываем возможные изомерные состояния  $1/2^-[761]$ ,  $7/2^+[613]$ ,  $7/2^+[613]$  и  $1/2^+[620]$  в ядрах  $^{269}\text{Hs}$ ,  $^{265}\text{Sg}$ ,  $^{261}\text{Rf}$  и  $^{257}\text{No}$  соответственно (см. рис. 22). В то время как в наших расчетах  $7/2^+[613]$  является основным состоянием ядра  $^{257}\text{No}$ , в работе [135] основное состояние было приписано  $3/2^+[622]$ . Тем не менее при энергии  $\gamma$ -переходов, измерения которой представлены в работе [135], коэффициенты внутренней конверсии не позволяют нам надежно различать  $M1$ - и  $E2$ -переходы. Кроме того, в нашем расчете состояния  $7/2^+[613]$  и  $3/2^+[622]$  близки по значению энергии.

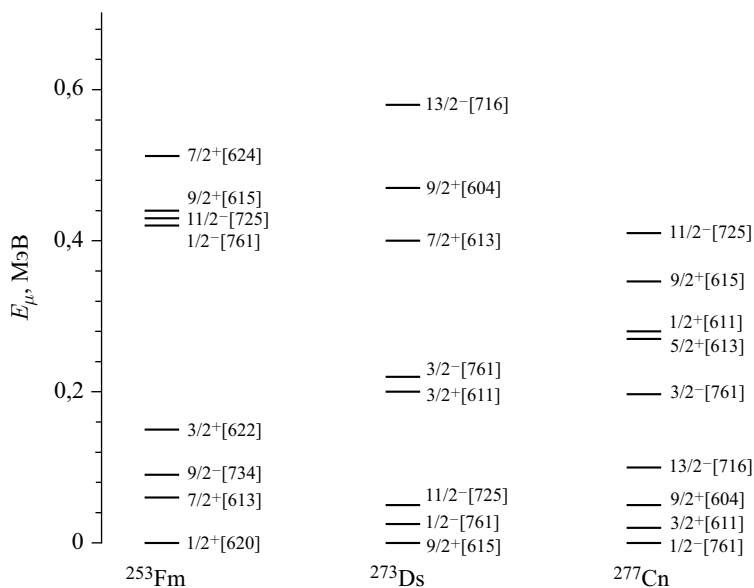


Рис. 23. Расчетные спектры одноквазинейтронных состояний ядер  $^{253}\text{Fm}$ ,  $^{273}\text{Ds}$  и  $^{277}\text{Cn}$

На рис. 23 одноквазичастичные спектры представлены для ядер  $^{253}\text{Fm}$ ,  $^{273}\text{Ds}$  и  $^{277}\text{Cn}$ , которые вместе с ядрами, показанными на рис. 22, принадлежат  $\alpha$ -распадной цепочке ядра  $^{277}\text{Cn}$ . Минимумы на поверхности потенциальной энергии, соответствующие основному состоянию ядер  $^{277}\text{Cn}$  и  $^{273}\text{Ds}$ , расположены при  $\beta_{02} = 0,21$ ,  $\beta_{04} = -0,05$  и  $\beta_{02} = 0,25$ ,  $\beta_{04} = -0,02$  соответственно. В связи с изменением параметров деформации, особенно  $\beta_{04}$ , уровни  $9/2^+[604]$  и  $9/2^+[615]$  имеют различный порядок в ядрах  $^{277}\text{Cn}$  и  $^{273}\text{Ds}$ . Состояния  $9/2^+[604]$  и  $1/2^- [761]$  являются возможными изомерами ядер  $^{277}\text{Cn}$  и  $^{273}\text{Ds}$  соответственно, поскольку расчеты показывают, что  $\alpha$ -распад этих изомеров более вероятен, чем  $\gamma$ -распад. Для  $M2$ -перехода между состояниями  $13/2^- [716]$  и  $9/2^+[604]$  ядра  $^{277}\text{Cn}$  требуется около 2,3 мс, а для  $\alpha$ -распада — около 1,1 мс, поэтому состояние  $13/2^- [716]$  можно считать изомерным. Возможные  $\alpha$ -распады ядер  $^{273}\text{Ds}$  и  $^{277}\text{Cn}$  ориентировочно можно связать с имеющимися экспериментальными данными [128, 130, 133, 134, 136] в табл. 3.

**3.3. Альфа-распадная цепочка ядра  $^{271}\text{Hs}$ .** В ядрах возможной  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{271}\text{Hs} \rightarrow ^{267}\text{Sg} \rightarrow ^{263}\text{Rf} \rightarrow ^{259}\text{No}$  существуют дополнительные минимумы на поверхности потенциальной энергии около минимума основного состояния. Этим минимумам соответствуют следующие состояния:  $11/2^-_1$  при 1,33 МэВ в ядре  $^{271}\text{Hs}$ ;  $11/2^-_1$  при 0,1 МэВ и  $9/2^+_2$  при 0,8 МэВ в

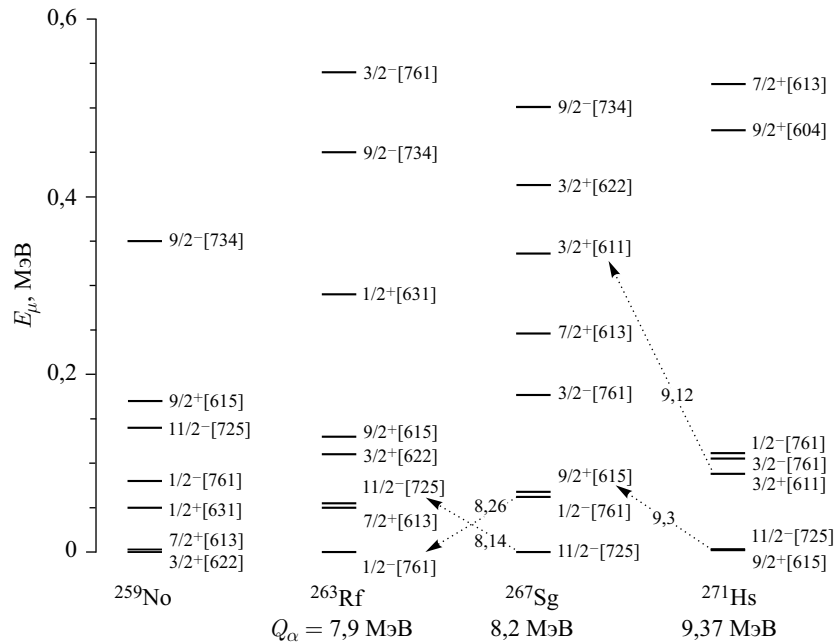


Рис. 24. То же, что и на рис. 22, но для ядер  $^{259}\text{No}$ ,  $^{263}\text{Rf}$ ,  $^{267}\text{Sg}$ ,  $^{271}\text{Hs}$

ядре  $^{267}\text{Sg}$ ;  $1/2^-$  при 0,17 МэВ в ядре  $^{263}\text{Rf}$ . Альфа-распады в состояния этих минимумов не имеют выигрыша в энергии и, таким образом, менее вероятны, чем  $\alpha$ -распады в состояния, связанные с основными состояниями. Ядро  $^{259}\text{No}$  имеет только потенциальный минимум основного состояния.

На рис. 24 показана энергия одноквазичастичных состояний, построенных на минимуме основного состояния. Возможные  $\alpha$ -распады и значения  $Q_\alpha$  между основными состояниями представлены на рис. 24 и в табл. 4. Альфа-распад четно-нечетных ядер происходит в основном между состояниями с одинаковыми спином и четностью. В пределах точности наших расчетов вычисленные значения энергии  $\alpha$ -распадов близки к экспериментальным значениям энергии [128, 129].

Поскольку в ядре  $^{271}\text{Hs}$  состояние  $3/2^+[611]$  оказывается выше состояний  $9/2^+[615]$  и  $11/2^-[725]$ , оно может быть изомерным состоянием. Мы рассматриваем возможность  $\alpha$ -распада этого состояния в то же состояние ядра  $^{267}\text{Sg}$  с  $Q_\alpha = 9,12$  МэВ. Если состояния  $3/2^-[761]$  и  $3/2^+[611]$  в  $^{271}\text{Hs}$  были бы выше состояния  $1/2^-[761]$ , то последнее могло быть изомером, из которого  $\alpha$ -распад возможен с  $Q_\alpha = 9,42$  МэВ. Состояния  $1/2^-[761]$ ,  $7/2^+[613]$  и  $11/2^-[725]$  связаны с изомерными состояниями в ядрах  $^{267}\text{Sg}$  и  $^{263}\text{Rf}$  соответственно. Основное состояние  $^{263}\text{Rf}$  оказывается  $1/2^-[761]$ . Поэтому спонтанное деление из низкоспинового основного состояния этого четно-нечетного ядра может легко произойти.

Отметим, что в расчете порядок близких по значению энергии квазичастичных уровней зависит от параметров модели и учета взаимодействия

Таблица 4. Возможные  $\alpha$ -распады в указанных тяжелых ядрах, начиная с ядра  $^{271}\text{Hs}$ . Перечислены расчетные  $Q_\alpha$  и  $T_\alpha$  и предварительные экспериментальные  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  значения

Ядро	Мода распада	$Q_\alpha$ , МэВ	$T_\alpha$ , с	$Q_\alpha^{\text{exp}}$ , МэВ
$^{271}\text{Hs}$	$9/2^+[615] \xrightarrow{\alpha} 9/2^+[615] \xrightarrow{\gamma} 11/2^-[725]$	9,3	3,24	9,27, 9,44 [128, 129]
	$3/2^+[611] \xrightarrow{\alpha} 3/2^+[611] \xrightarrow{\gamma} 1/2^-[761], 11/2^-[725]$	9,12	11	
$^{267}\text{Sg}$	$11/2^-[725] \xrightarrow{\alpha} 11/2^-[725] \xrightarrow{\gamma} 7/2^+[613]$	8,145	2950	8,32 [129]
	$1/2^-[761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^-[761]$	8,26	1225	
$^{263}\text{Rf}$	$1/2^-[761] \xrightarrow{\alpha} 1/2^-[761] \xrightarrow{\gamma} 3/2^+[622]$	7,8	9045	
	$7/2^+[613] \xrightarrow{\alpha} 7/2^+[613] \xrightarrow{\gamma} 3/2^+[622]$	7,87	5027	

с коллективными степенями свободы. Однако большинство обсуждаемых изомерных состояний получается и в расчетах с использованием других моделей или наблюдается в соответствующих изотонах. Степень надежности теоретических расчетов может быть проверена лишь при сопоставлении с экспериментальными данными.

#### 4. ОДНОКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕЧЕТНЫХ ПО $Z$ ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Низколежащие состояния нечетных по  $A$  ядер, по существу, определяются неспаренным нуклоном. Наша цель состоит в том, чтобы предсказать изомерные состояния и возможность  $\alpha$ -распада из них для области деформированных самых тяжелых нечетных по  $Z$  ядер.

В то время как для протонов в ядре  $^{265}\text{Mt}$  мы получаем  $\Delta = 0,53$  МэВ, в работах [40] и [44] предсказываются  $\Delta = 0,5$  и  $0,553$  МэВ соответственно. Проблемы с БКШ-приближением могут возникнуть при большой щели в одночастичном спектре около уровня Ферми. В этом случае энергия Ферми  $e_F$  находится вблизи энергии последнего заполненного уровня и погрешность определения  $\Delta$  не влияет на порядок расположения низколежащих одноквази-частичных уровней с  $e_\mu < e_F$ .

Для основного состояния ядер  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{269}\text{Rg}$  параметры  $\beta_{02}$ ,  $\beta_{04}$  и  $\beta_{06}$ , извлеченные с помощью TCSM, сравниваются с  $\beta_{02}$ ,  $\beta_{04}$  и  $\beta_{06}$ , полученными в [40,44,137] (рис. 25). Гексадекапольные параметры деформации в TCSM довольно сильно отличаются от  $\beta_{04}$  в [40,44] и близки к полученным в рамках самосогласованных вычислений [137]. TCSM предсказывает другой знак для  $\beta_{06}$  по сравнению с [40,44]. Различие в значениях  $\beta_{04}$  и  $\beta_{06}$  может изменить порядок расположения одночастичных уровней по сравнению с [40,44]. Поэтому экспериментальное определение порядка расположения низколежащих квази-частичных состояний важно для проверки вычислений оболочечной модели.

Поверхность потенциальной энергии для  $^{249}\text{Md}$ , вычисленная с помощью TCSM, представлена на рис. 26. Глобальный минимум на этой поверхности соответствует основному состоянию ядра, в котором определяются одноквази-протонные состояния. Также представлена поверхность потенциальной энергии в деформационном пространстве  $\beta_{02}$  и  $\beta_{04}$ .

Для ядер  $^{255,257}\text{Md}$  мы получаем значения дефекта масс 84,9 и 89,44 МэВ соответственно, которые находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [117] 84,843 и 88,996 МэВ соответственно. Для ядер  $^{253,255}\text{Lr}$  рассчитанные значения дефекта масс — 88,64 и 89 МэВ соответственно. Модель [44] дает 84,72, 89,2 МэВ и 87,89, 89,3 МэВ для ядер  $^{255,257}\text{Md}$  и  $^{253,255}\text{Lr}$  соответственно.

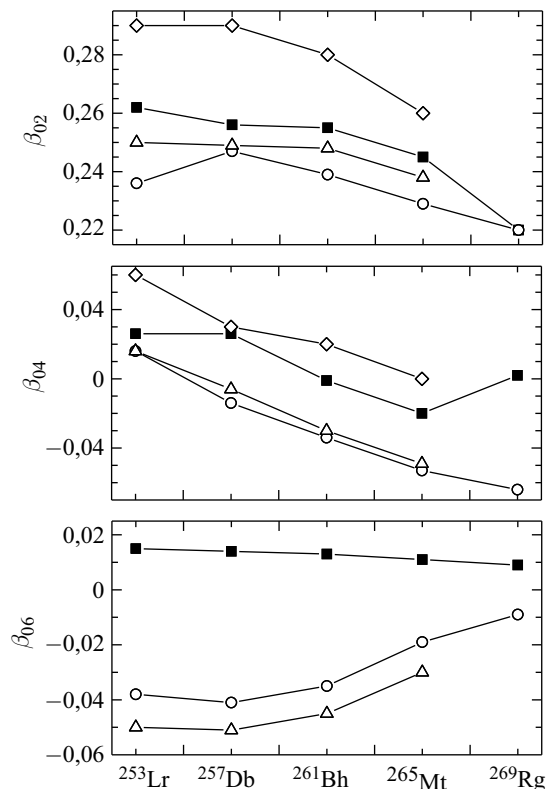


Рис. 25. Для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки ядра  $^{269}\text{Rg}$  параметры деформации  $\beta_{02}$ ,  $\beta_{04}$  и  $\beta_{06}$ , связанные с основным состоянием в TCSM (■), сравниваются с  $\beta_{02}$ ,  $\beta_{04}$  и  $\beta_{06}$ , полученными в [40] ( $\Delta$ ), [44] ( $\circ$ ) и [137] ( $\diamond$ )

Качество наших вычислений продемонстрировано при вычислении энергии одноквазипротонных состояний для ядра  $^{237}\text{Np}$  (рис. 27). Каждому одночастичному состоянию присвоены асимптотические квантовые числа Нильсона  $[Nn_z\Lambda]$ . На рис. 27 видно, что различие между рассчитанными и экспериментальными [117] значениями энергии одноквазипротонных состояний снова не превышает 300 кэВ. Одноквазипротонные спектры ядра  $^{237}\text{Np}$  описываются лучше в нашем подходе, чем на основе одночастичного потенциала Вудса–Саксона и стандартной мультипольной параметризации формы ядра [40]. Состояние  $7/2^- [514]$  приписано нами основному состоянию изотопов Md, в то время как в [40] ему соответствует состояние  $1/2^- [521]$ . Спины и четности основных состояний, а также энергия некоторых уровней, которые отличаются в нашем подходе и в [40], могут быть проверены экспериментально.

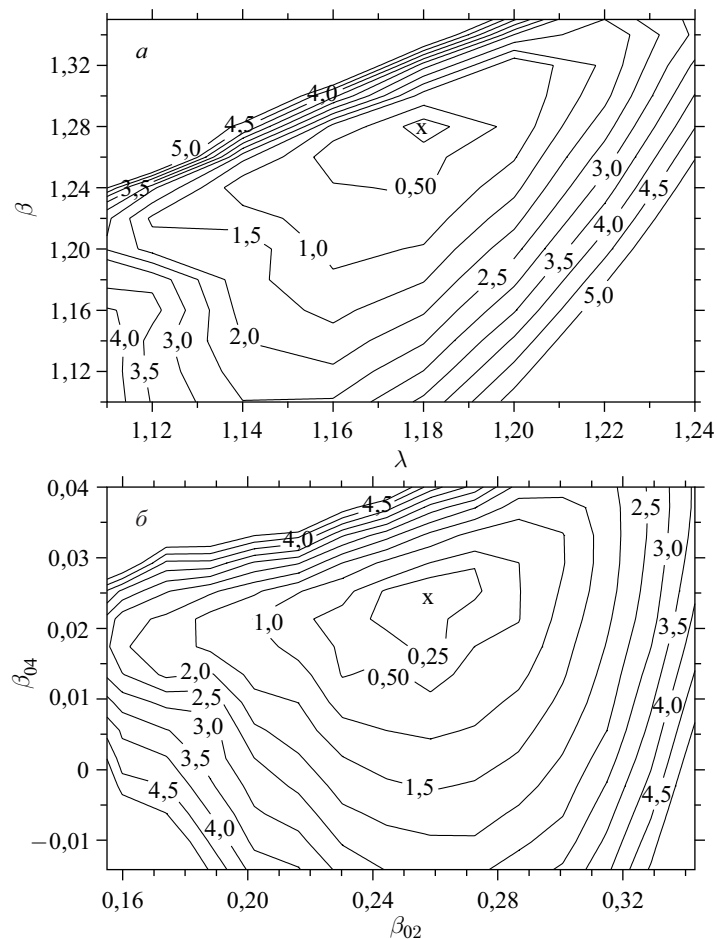


Рис. 26. Поверхность потенциальной энергии для ядра  $^{249}\text{Md}$ , вычисленная в TCSM (а), и отображение этой поверхности на деформационное пространство  $\beta_{02}$  и  $\beta_{04}$  (б). Потенциальная энергия дана относительно основного состояния ядра, отмеченного крестиком

Следует обратить внимание на то, что оценки  $T_\alpha$  не находятся в противоречии с предсказаниями работ [138, 139]. Используя оценки Вайскопфа и правила отбора для асимптотических квантовых чисел [93, 94], можно вычислить периоды полураспада  $T_\gamma$  для  $\gamma$ -переходов между одноквазичастичными состояниями. Например, в ядре  $^{249}\text{Cf}$  рассчитанный период полураспада  $T_\gamma$  для  $M2$ -перехода между одноквази нейтронными состояниями  $5/2^+[622]$  и  $9/2^- [734]$  составляет 7,5 мкс, в то время как экспериментальное значение — 45 мкс. Вычисление становится более сложным, когда рассматри-



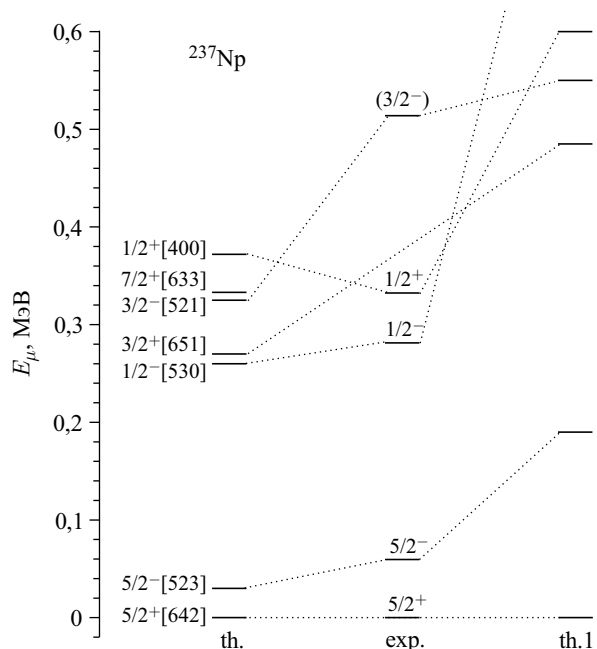


Рис. 27. Сравнение рассчитанных (th. и th.1) и экспериментального (exp.) [117] одно-протонных спектров ядра  $^{237}\text{Np}$ . Результаты расчетов (th.1) взяты из [40]

ваются переходы между одноквазичастичными состояниями с  $\Delta K > 2$ . Для ядра  $^{249}\text{Cm}$  расчетное время  $T_\gamma = 500$  с прямого  $M3$ -перехода между одноквазинейтронными состояниями  $7/2^+[613]$  и  $1/2^+[620]$  намного больше, чем экспериментальное значение 23 мкс периода полураспада изомера  $7/2^+[613]$ . Поскольку низколежащие состояния  $^{249}\text{Cm}$  содержат значительную фонон-квазичастичную примесь [140],  $K$ -запрет может быть снят коллективным усилением  $B(E2)$ . Тогда для  $E2$ -перехода из состояния  $7/2^+[613]$  на уровень  $3/2^+$  вращательной полосы, построенной на основном состоянии  $1/2^+[620]$ , мы получаем  $T_\gamma = 7,7$  мкс, что уже близко к экспериментальному значению.

Обычно одноквазичастичные изомеры существуют в энергетическом интервале  $E_{is} = 0,1-0,4$  МэВ относительно основного состояния ядра. Изменение энергии возбуждения составного ядра на эту величину  $E_{is}$  почти не влияет на вероятность выживания. После того, как составное ядро охлаждено нейтронной эмиссией до энергии  $E^*$  меньшей, чем энергия связи нейтрона, вероятность заселения одноквазичастичного изомерного состояния можно вычислить по формуле  $p_{is} = \exp[-E_{is}/T]/(1 + \exp[-E_{is}/T])$ , где  $T \approx 0,6$  МэВ — термодинамическая температура, соответствующая  $E^*$

рассматриваемого ядра. В реакциях слияния-испарения, описываемых здесь,  $p_{is} \geq 0,5$ , т. е. заселение изомерных состояний происходит с довольно большой вероятностью.

**4.1. Альфа-распадная цепочка, начинающаяся с ядра  $^{269}\text{Rg}$ .** На рис. 28 показаны низколежащие одноквазипротонные состояния в ядрах возможной  $\alpha$ -распадной цепочки, начинающейся с  $^{269}\text{Rg}$ , а также представлены расчетные значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распадов между основными состояниями. Несмотря на большое значение  $Q_\alpha$ , ядро  $^{269}\text{Rg}$  живет достаточное для экспериментального обнаружения время. Альфа-распад из основного состояния ядра  $^{269}\text{Rg}$  вероятен в состояние  $9/2^- [505]$  ядра  $^{265}\text{Mt}$  с  $Q_\alpha = 11,6$  МэВ и  $T_\alpha = 59,5$  мкс. Возбужденное состояние  $1/2^- [510]$  ядра  $^{269}\text{Rg}$ , если оно заселено, распадается  $M1$ -переходом в состояние  $3/2^- [512]$  за 20 нс.  $E2$ -переход между состояниями  $3/2^- [512]$  и  $7/2^- [503]$ , главным образом, происходит за  $T_\gamma = 2$  мкс из-за компоненты  $3/2^- [501]$  с весом 0,82 % в состоянии  $3/2^-$ . Альфа-распад из состояния  $3/2^- [512]$   $^{269}\text{Rg}$  в то же состояние  $^{265}\text{Mt}$  с  $Q_\alpha = 12,11$  МэВ происходит за  $T_\alpha = 4,2$  мкс, что сопоставимо со

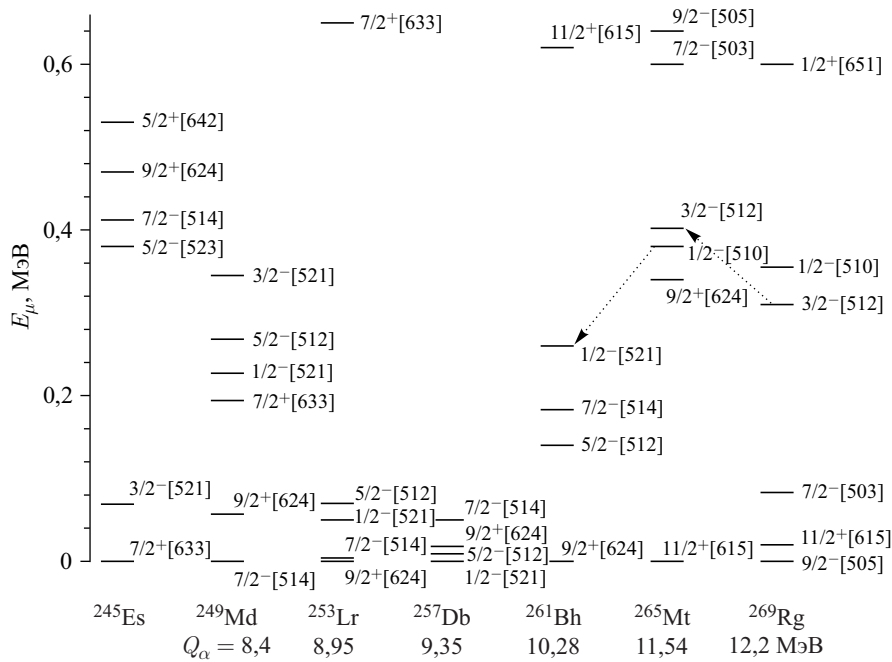


Рис. 28. Вычисленные значения энергии низколежащих одноквазипротонных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки  $^{269}\text{Rg}$ . Расчетные значения  $Q_\alpha$  даны для  $\alpha$ -распадов между основными состояниями ядер. Возможные  $\alpha$ -распады из изомерных состояний ядер  $^{269}\text{Rg}$  и  $^{265}\text{Mt}$  показаны стрелками

значением  $T_\gamma$ , оцененным ранее. Таким образом, можно наблюдать  $\alpha$ -распад изомерного состояния  $3/2^- [512]$ . В реакции  ${}^{63}\text{Cu} + {}^{207}\text{Pb} \rightarrow {}^{269}\text{Rg} + 1n$  заселение возможного изомера  $3/2^- [512]$  происходит с сечением приблизительно в 2 раза меньшим, чем заселение основного состояния. Расчетное сечение испарительного остатка  $\sigma_{1n}$  в этой реакции равно 0,7 пб.

Быстрый  $\gamma$ -переход из состояния  $9/2^- [505]$  в основное состояние  $11/2^+ [615]$  имеет место в ядре  ${}^{265}\text{Mt}$ . Альфа-распад из основного состояния  ${}^{265}\text{Mt}$  происходит в то же состояние в  ${}^{261}\text{Bh}$  с  $Q_\alpha = 10,92$  МэВ и  $T_\alpha = 412$  мкс. В  ${}^{265}\text{Mt}$  состояние  $1/2^- [510]$ , вероятно, является долгоживущим изомером, который распадается  $\alpha$ -эмиссией с  $Q_\alpha = 11,66$  МэВ и  $T_\alpha = 160$  мкс в изомерное состояние  $K^\pi = 1/2^-$   ${}^{261}\text{Bh}$ , содержащее 1,4% компоненты  $1/2^- [510]$ . Вычисленное заселение изомерного состояния  $1/2^- [510]$  в реакции  ${}^{59}\text{Co} + {}^{207}\text{Pb} \rightarrow {}^{265}\text{Mt} + 1n$  ( $\sigma_{1n} = 4$  пб) составляет 56% от заселения основного состояния.

Из-за структуры изомерного состояния  $K^\pi = 1/2^-$  ядра  ${}^{261}\text{Bh}$   $E2$ -переход из этого состояния в состояние  $5/2^- [512]$  происходит с  $T_\gamma = 16,4$  мкс, что значительно быстрее, чем  $\alpha$ -распад, для которого ожидаемый период полураспада  $T_\alpha = 790$  мкс. Состояние  $5/2^- [512]$  распадается быстрым  $M2$ -переходом в основное состояние. Действительно, в [81] не найдено экспериментальных доказательств  $\alpha$ -распада из изомерного состояния ядра  ${}^{261}\text{Bh}$ . Поэтому  $\alpha$ -распад ядра  ${}^{261}\text{Bh}$  ожидается только из основного состояния с  $Q_\alpha = 10,26$  МэВ и  $T_\alpha = 3,82$  мс.

В ядре  ${}^{257}\text{Db}$  основное  $1/2^- [521]$  и возбужденные  $5/2^- [512]$  и  $9/2^+ [624]$  состояния имеют близкие значения энергии (см. рис. 28). Уровни  $7/2^- [514]$  и  $7/2^+ [633]$  разделены щелью приблизительно 0,7 МэВ. Эта щель в одноквазипротонном спектре, вероятно, связана с определенными параметрами деформации, приводящими к замкнутой нейтронной подболочке  $N = 152$ . Сильно запрещенный  $E2$ -переход из состояния  $5/2^- [512]$  в состояние  $1/2^- [521]$  приводит к  $T_\gamma > 1$  с. Поэтому можно ожидать  $\alpha$ -распад ядра  ${}^{257}\text{Db}$  из состояний  $1/2^-$ ,  $5/2^-$ ,  $9/2^+$  с  $Q_\alpha = 9,28$ ,  $9,26$ ,  $9,37$  МэВ и  $T_\alpha = 0,29$ ,  $0,34$ ,  $0,19$  с соответственно. Предполагаемые времена  $T_\alpha$  и  $T_\gamma$  для состояний  $5/2^-$  и  $9/2^+$  сопоставимы. Таким образом, два низколежащих одноквазипротонных состояния  $5/2^-$  и  $9/2^+$  можно считать долгоживущими изомерными состояниями. В реакции  ${}^{51}\text{V} + {}^{207}\text{Pb} \rightarrow {}^{257}\text{Db} + 1n$  они заселяются с почти тем же сечением (0,6 нб), как и основное состояние. Значения  $Q_\alpha$  в предложенной схеме  $\alpha$ -распада  ${}^{257}\text{Db}$  (рис. 29) не противоречат экспериментальным значениям в пределах точности наших вычислений. Однако существует различие в порядке уровней нашего спектра и спектра работы [88]. Например, состояние  $7/2^- [514]$  отнесено к основному состоянию ядра  ${}^{253}\text{Lr}$ , что совпадает с вычислениями в [40, 141]. Модель [44] предсказывает состояние  $9/2^+ [624]$  в качестве основного состояния.

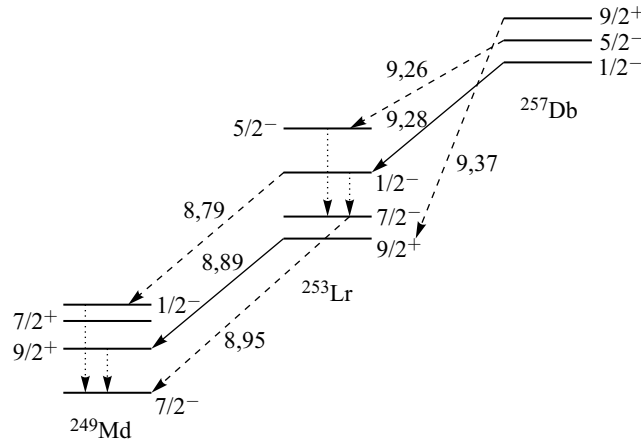


Рис. 29. Предложенная схема  $\alpha$ -распада  $^{257}\text{Db}$  на основе рассчитанных одноквазипротонных спектров (см. рис. 28). Штриховые стрелки указывают на  $\alpha$ -распады, конкурирующие с  $\gamma$ -переходами

Для  $^{253}\text{Lr}$  наши вычисления предсказывают, что основное состояние  $9/2^+[624]$  почти вырождено с состоянием  $7/2^- [514]$  и уровни  $1/2^- [521]$  и  $5/2^- [512]$  лежат ниже значения энергии возбуждения 80 кэВ. Мы не наблюдаем рассчитанных уровней в интервале от 0,1 до 0,6 МэВ (см. рис. 28). Для  $\alpha$ -распада из основного состояния ядра  $^{253}\text{Lr}$  мы получаем  $Q_\alpha = 8,89$  МэВ и  $T_\alpha = 0,95$  с, в то время как экспериментальные значения для состояния  $^{253}\text{Lr}(2)$   $Q_\alpha^{\text{exp}} = (8,918 \pm 0,020)$  МэВ и  $T_\alpha = 0,44$  в [82]. Если разность значений энергии между конфигурациями  $9/2^+[624]$  и  $7/2^- [514]$  составляет меньше чем 0,02 кэВ (нельзя провести вычисления с такой точностью), то  $E1$ -переход из уровня  $7/2^- [514]$  длится больше чем 1 с. В этом случае конфигурация  $7/2^- [514]$  должна быть изомером. Альфа-распад из этого состояния был бы идентифицирован с  $Q_\alpha = 8,95$  МэВ и  $T_\alpha = 0,63$  с. В ядре  $^{253}\text{Lr}$   $\alpha$ -распад из изомерного состояния  $1/2^- [521]$  в то же состояние ядра  $^{249}\text{Md}$  может произойти с  $Q_\alpha = 8,79$  МэВ и  $T_\alpha = 1,9$  с, что, возможно, является слишком долгим процессом, чтобы исключить распад из состояния  $1/2^- [521]$  в основное состояние через внутренние переходы. Это изомерное состояние можно связать с экспериментально обнаруженным изомером  $^{253}\text{Lr}(1)$  ( $Q_\alpha^{\text{exp}} = (8,850 \pm 0,020)$  МэВ и  $T_\alpha = 0,7$  с [82]). Расчетное заселение изомерного состояния  $1/2^- [521]$  относительно основного состояния равно 0,52, что находится в хорошем согласии с экспериментальными отношениями интенсивностей  $I(^{253}\text{Lr}(1))/I(^{253}\text{Lr}(2)) = 0,41 \pm 0,11$  и  $0,50 \pm 0,04$ , полученными в реакции  $^{209}\text{Bi}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{253}\text{Lr}$  и при  $\alpha$ -распаде ядра  $^{257}\text{Db}$  соответственно.

Поскольку  $\alpha$ -распад из возможного изомера  $1/2^- [521]$  в ядре  $^{249}\text{Md}$  происходит за время  $T_\alpha = 213$  с, то  $\gamma$ -переход из этого состояния в основное

состояние  $7/2^- [514]$  будет доминировать. В эксперименте [82] этот  $\alpha$ -распад не был найден. Таким образом, для ядра  $^{249}\text{Md}$   $\alpha$ -распад может наблюдаться только из основного состояния с  $Q_\alpha = 7,99$  МэВ и  $T_\alpha = 130$  с. В эксперименте [83, 84] измерено значение  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 8,16$  МэВ, соответствующее  $T_\alpha = 35$  с в наших вычислениях.

**4.2. Спектр ядра  $^{255}\text{Lr}$ .** На рис. 30 видно, что одноквазипротонный спектр ядра  $^{255}\text{Lr}$  сжат около основного состояния подобно одноквазипротонному спектру ядра  $^{253}\text{Lr}$ . Порядок уровней совпадает с тем, что и в ядре  $^{253}\text{Lr}$ . В интервале от 0,1 до 0,5 МэВ нет рассчитанных уровней. Экспериментально найденное возбужденное состояние при 0,037 МэВ [89] было идентифицировано как  $7/2^- [514]$ . Согласно нашим вычислениям это состояние может быть связано с уровнем  $1/2^- [521]$  (рис. 30). В то время как в [89, 90] уровень  $1/2^- [521]$  был приписан основному состоянию, в [80] нижайшая вращательная полоса построена на состоянии  $9/2^+ [624]$ . В наших расчетах, как и в [44], уровень  $9/2^+ [624]$  соответствует основному состоянию. Поскольку состояния  $7/2^- [514]$  и  $9/2^+ [624]$  являются почти вырожденными (различие приблизительно 3 кэВ в наших вычислениях) и  $E1$ -переход между ними подавлен, конфигурация  $7/2^- [514]$ , как ожидается, будет изомером. Следует обратить внимание на то, что в литературе изомер-изомерное

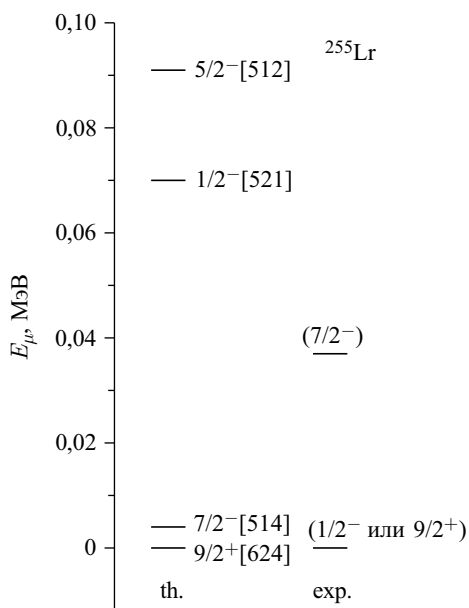


Рис. 30. Вычисленные (th.) значения энергии низлежащих одноквазипротонных состояний ядра  $^{255}\text{Lr}$ . Предварительные обозначения экспериментальных состояний (exp.) взяты из [80, 89]

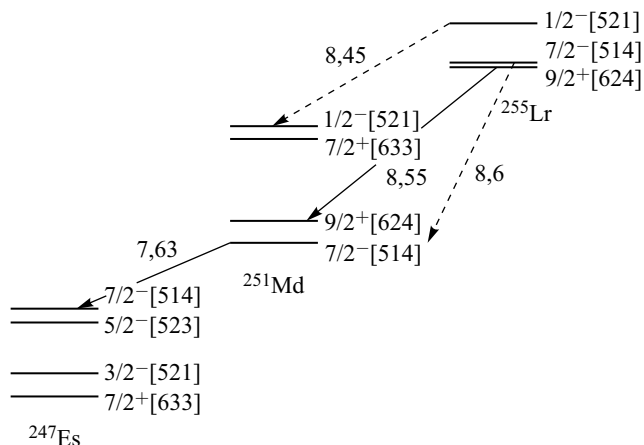


Рис. 31. Предложенная схема  $\alpha$ -распада ядра  $^{255}\text{Lg}$  на основе рассчитанных одноквазипротонных спектров (см. рис. 30)

состояние с малым спином (высоким спином) над основным состоянием с высоким спином (малым спином), т. е.  $\Delta K \geq 3$ . Классическим примером является изомерное состояние  $1/2^- [521]$  ядра  $^{255}\text{Lg}$ . Схема благоприятных  $\alpha$ -распадов ядер  $^{255}\text{Lg}$  и  $^{251}\text{Md}$  представлена на рис. 31. Значения  $Q_\alpha$ , указанные на рис. 31, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [89]. В отличие от ядра  $^{255}\text{Lg}$  разность значений энергии между состояниями  $7/2^- [514]$  и  $9/2^+ [624]$  ядра  $^{251}\text{Md}$  становится приблизительно 50 кэВ, и конфигурация  $7/2^- [514]$  уже не может быть изомером. В ядре  $^{251}\text{Md}$   $\alpha$ -распад изомера  $1/2^- [521]$  требует больше времени, чем  $\gamma$ -переходы на нижайшие уровни.

Экспериментально наблюдаемые два  $\gamma$ -кванта с энергией 243 и 293 кэВ в ядре  $^{247}\text{Es}$  [89] могут быть объяснены следующим образом: сначала  $M1$ -переход  $7/2^- [514] \rightarrow 5/2^- [523]$  (приблизительно 50 кэВ) и затем переход в состоянии  $3/2^- [521]$  (293 кэВ  $\gamma$ -квант) или переход на уровень  $5/2^-$  вращательной полосы, построенной на состоянии  $3/2^- [521]$  (243 кэВ  $\gamma$ -квант). Можно ожидать  $M1$ -переход  $5/2^- \rightarrow 3/2^- [521]$  с энергией приблизительно 50 кэВ между состояниями вращательной полосы. Действительно,  $\gamma$ -квант с энергией 243 кэВ был обнаружен в совпадении с сильноконвертируемым переходом в 50 кэВ [89]. Кроме того, вычисления приводят к отношению интенсивностей  $T(M1, 293)/T(M1, 243) = 4,1$ . Таким образом, экспериментальное значение  $4,4 \pm 2,0$  [89] показывает, что переходы 243 и 293 кэВ имеют  $M1$ -характер.

**4.3. Спектры изотопов Es и Md.** На рис. 32 и 33 представлены рассчитанные низколежащие одноквазипротонные состояния изотопов Es и Md, а также имеющиеся экспериментальные данные. Основное состояние  $7/2^- [514]$  не-

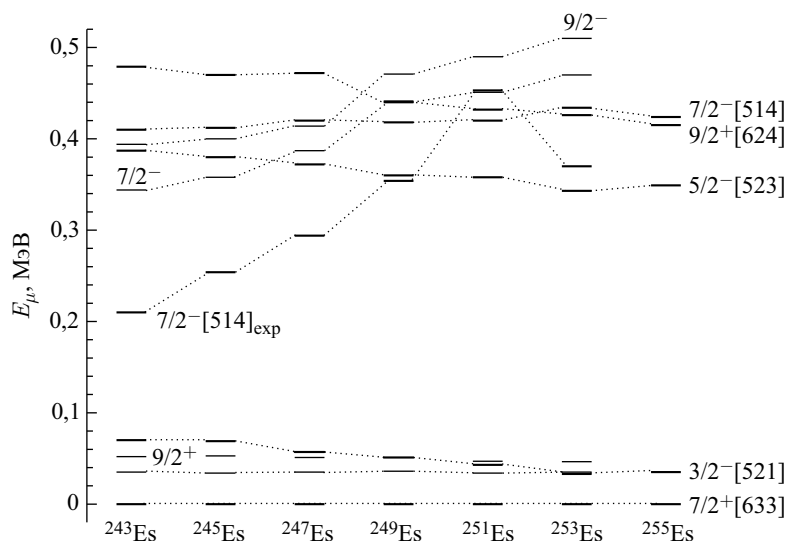


Рис. 32. Вычисленные (толстые сплошные линии) значения энергии низлежащих одноквазипротонных состояний указанных изотопов Es. Состояния  $9/2^+$ ,  $7/2^-$  и  $9/2^-$  вращательной полосы, построенной на состоянии  $7/2^+[633]$ , отмечены тонкими сплошными линиями. Показаны экспериментальные значения энергии состояний  $7/2^-[514]$  (толстые сплошные линии) и вращательных состояний  $9/2^+$  (тонкие сплошные линии, не соединенные пунктирными линиями) [83, 84]

четных изотопов Md согласуется с экспериментами [75, 83, 84, 91]. В [40, 141] и [44] уровни  $1/2^-[521]$  и  $7/2^-[514]$  приписаны основным состояниям рассмотренных изотопов Md соответственно. Мы присваиваем  $7/2^+[633]$  основному состоянию изотопов Es. С экспериментальной стороны основные состояния ядер  $^{249,253,255}\text{Es}$  и  $^{243,245,247,251}\text{Es}$  были присвоены  $7/2^+[633]$  и  $3/2^-[521]$  соответственно. В изотопах Es  $M2$ -переходы между состояниями  $3/2^-[521]$  и  $7/2^+[633]$  могут произойти за  $T_\gamma \approx 0,4$  мс, т. е. состояние  $3/2^-$  можно рассматривать как изомерное. Как и изотоническая зависимость в четных по  $Z$  ядрах, изотопическая зависимость энергии одноквазичастичного состояния с определенным  $K^\pi$  является довольно гладкой. Однако экспериментальная энергия состояния  $7/2^-[514]$  имеет более сильную изотопическую зависимость. Для нескольких изотопов Es значения энергии состояний  $9/2^+$ ,  $7/2^-$  и  $9/2^-$  вращательной полосы, построенной на состоянии  $7/2^+[633]$ , были вычислены в рамках кластерного формализма [142]. Следует отметить хорошее описание экспериментальных вращательных состояний  $9/2^+$  (см. рис. 32). Изотопическая зависимость энергии вращательного состояния  $7/2^-$  является более сильной, чем изотопическая зависимость энергии одноквазипротонного состояния  $7/2^-[514]$ .

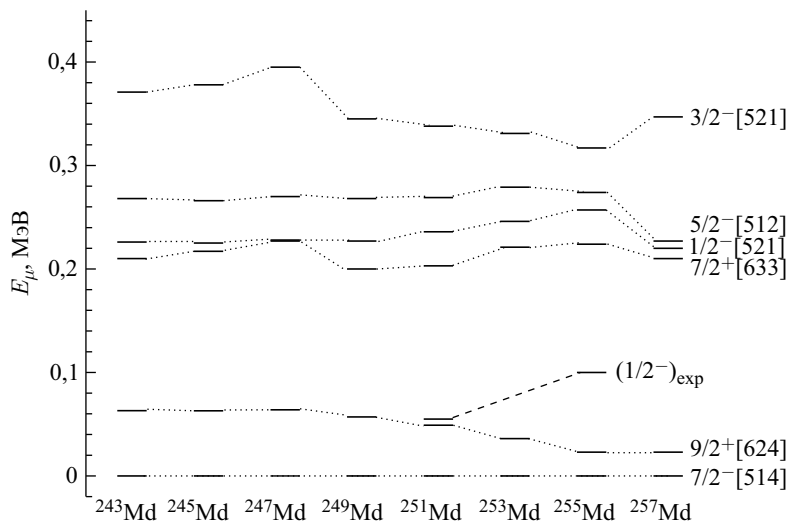


Рис. 33. Вычисленные значения энергии низколежащих одноквазипротонных состояний указанных изотопов Md. Показаны экспериментальные [117] возбужденные состояния  $^{251,255}\text{Md}$  с предварительно присвоенными квантовыми числами. Для  $^{255}\text{Md}$  приблизительно известна энергия первого возбужденного состояния

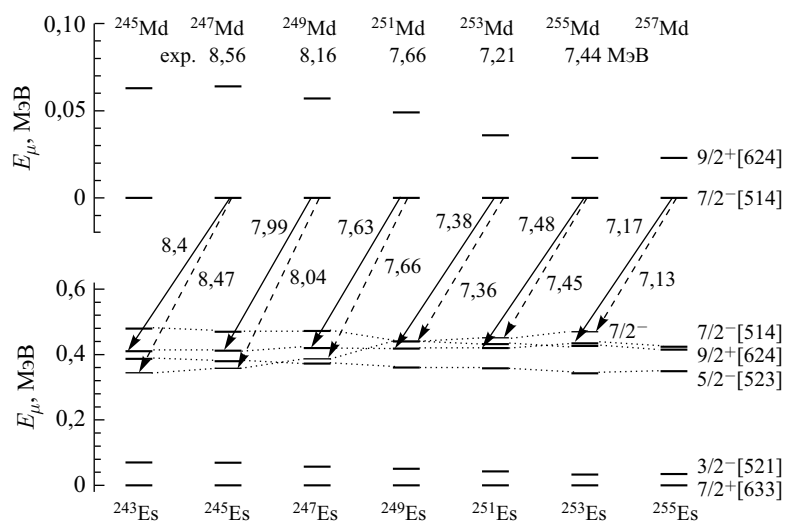


Рис. 34. Предложенная схема  $\alpha$ -распадов из основных состояний указанных изотопов Md. Альфа-распады на уровни  $7/2^-$  вращательных полос, построенных на состояниях  $3/2^- [521]$ , показаны штриховыми стрелками. Рассчитанные значения  $Q_\alpha$  (показаны около соответствующих стрелок) сравниваются с экспериментальными данными [83, 84]



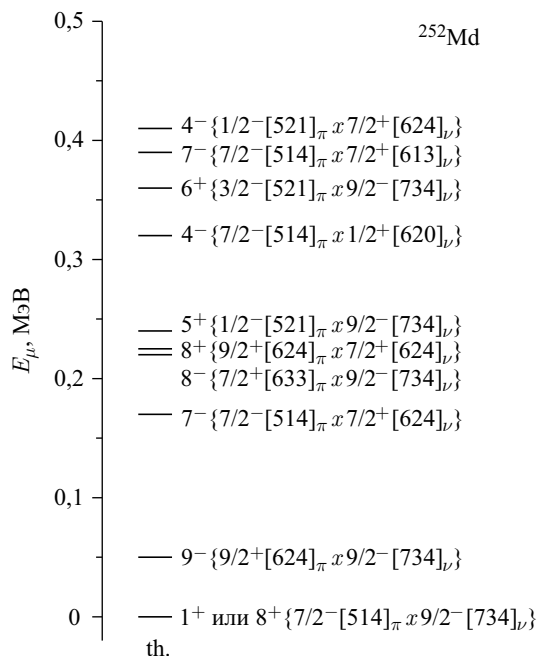


Рис. 35. Рассчитанные значения энергии низколежащих двухквартичных состояний с  $K \geq 4$  ядра  $^{252}\text{Md}$ . Указана структура каждого состояния

На рис. 34 значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распадов из основного состояния изотопов Md сравниваются с экспериментальными данными [83,84]. В пределах точности нашего вычисления рассчитанные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментом. Значения  $Q_\alpha$ , соответствующие  $\alpha$ -распадам на вращательные состояния  $7/2^-$ , также представлены на рис. 34. В ядрах  $^{243,245,247}\text{Es}$  вращательное состояние  $7/2^-$  ниже состояния  $7/2^- [514]$ .

Для нечетно-нечетного ядра  $^{252}\text{Md}$  вычисленный двухквартичный спектр представлен на рис. 35. Мы рассматриваем состояния с  $K \geq 4$ . У каждого из этих состояний есть дублет с меньшим значением  $K$ . Видно, что в этом ядре изомерные состояния не могут существовать при  $E_\mu \geq 50$  кэВ из-за сильных  $E1$ -переходов в основное состояние.

### 5. АНАЛИЗ СВОЙСТВ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С $Z \geq 105$

Характерные энергии возбуждения составных ядер в реакциях горячего слияния составляют около 30–40 МэВ, и переход составного ядра в основное состояние происходит путем эмиссии 3–4 нейтронов. При такой энергии возбуждения оболочечные эффекты еще играют заметную роль и вероятно

ность выживания продуктов испарения больше, чем в реакциях слияния с  $E^* \geq 50$  МэВ. Реакции горячего слияния с использованием пучка  $^{48}\text{Ca}$  уступают реакциям холодного слияния по выживаемости составного ядра, но выигрывают по сечению слияния. Асимметрия масс и зарядов ядер во входном канале реакции приводит к уменьшению кулоновского отталкивания ядер ( $Z_1 \times Z_2$ ), т. е. к увеличению вероятности полного слияния. Для асимметричных реакций с участием  $^{48}\text{Ca}$  вероятность слияния на несколько порядков больше, чем для более симметричных реакций холодного слияния. В среднем ядра, синтезированные в реакциях горячего слияния, имеют более высокие барьеры деления и меньшие значения энергии отделения нейтрона, что и дает им шанс на выживание в процессе испарения нейтронов.

Предсказанные свойства сверхтяжелых ядер указывают на то, что следующее магическое ядро после  $^{208}\text{Pb}$  будет при  $Z \geq 120$ . Ожидается, что для синтеза таких ядер нужно использовать реакции слияния ядер изотопов актинидов с ионами тяжелее, чем  $^{48}\text{Ca}$ , например с ионами  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ . Необходимо исследовать зависимость рассчитанных сечений образования и периодов полураспада новых сверхтяжелых ядер от предсказания положения замкнутой протонной оболочки. Следует оценить перспективу использования реакций полного слияния с актинидными мишенями для получения новых сверхтяжелых ядер. Для планируемых экспериментов полезно оценить сечения образования испарительных остатков и время жизни неизвестных ядер с  $Z = 120$ , полученных в реакциях полного слияния  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ .

С предсказаниями микроскопическо-макроскопической модели [44] реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$  могут привести к ядрам с  $Z = 120$  с максимальными сечениями 1,2 и 0,2 фб соответственно в  $4n$ -испарительном канале [143]. Если верны предсказания феноменологической модели [144], где протонная оболочка ожидается при  $Z = 126$ , то реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$  должны привести к получению ядер с  $Z = 120$  с сечениями порядка 550 фб ( $3n$ -испарительный канал) и 40 фб ( $4n$ -испарительный канал) соответственно [143]. Таким образом, структура сверхтяжелых элементов сильно влияет на сечения образования испарительных остатков с  $Z \geq 120$  в реакциях полного слияния с актинидными мишенями. Поскольку ядерные модели содержат некоторое число параметров, которые фиксируются для наилучшего описания известных ядер, их предсказательная способность может быть меньше для ядер, удаленных от хорошо изученной области.

Одночастичные спектры, получаемые при помощи TCSM, используются для нахождения оболочечной и парной поправок, а также квазичастичного спектра. Для сверхтяжелого ядра абсолютное значение оболочечной поправки в основном состоянии приблизительно равно высоте барьера деления. Механизм, который фактически определяет влияние оболочечных эффектов на полный период полураспада сверхтяжелых ядер, прост. В ядре существует барьер деления (зависимость энергии основного состояния от параметра удли-

нения), высота которого определяется жидкокапельной и микроскопической компонентами. Но для ядер с  $Z > 100$  жидкокапельный барьер почти исчезает и ядро макроскопически оказывается неустойчивым по отношению к делению. Однако было установлено, что оболочечная структура ядра оказывает существенное влияние на его стабильность из-за наличия существенной оболочечной компоненты барьера деления для ядер с  $Z \geq 100$  [146]. Жидкокапельная часть потенциальной энергии слабо меняется в зависимости от деформации ядра около основного состояния.

**5.1. Энергия связи ядра.** Для вычисления энергии связи ядра можно использовать следующее выражение [147]:

$$B(Z, A) = U(Z, A, \lambda_{gs}, \beta_{gs}) - a_v \left( 1 - a_s \left( \frac{N - Z}{A} \right)^2 \right) A + \\ + W \left| \frac{N - Z}{A} \right| + \delta + c[(N - Z) - 58], \quad (15)$$

где  $a_s = 1,778$ ; вигнеровская константа  $W = 30$  МэВ;  $c = 0,25$  МэВ в выражении энергии зарядовой асимметрии и средняя энергия спаривания  $\delta = 4,8/N^{1/3} + 4,8/Z^{1/3}$ ,  $4,8/N^{1/3}$ ,  $4,8/Z^{1/3}$  и  $0$  МэВ для нечетных  $Z$  и  $N$ , для четных  $Z$  и нечетных  $N$ , нечетных  $Z$  и четных  $N$ , четных  $Z$  и  $N$  соответственно. Мы обнаружили, что лучшее согласие между расчетными и экспериментальными данными для тяжелых ядер достигается, если мы принимаем  $a_v$  в виде

$$a_v = 15,715 - \frac{0,0127}{1 + \exp \left[ \frac{(N - Z) - 52,5}{0,58} \right]} - \frac{0,00512}{1 + \exp \left[ \frac{61 - (N - Z)}{0,58} \right]}.$$

Значения  $a_v$  равны  $15,715$  МэВ для  $54 \leq N - Z \leq 61$  и  $15,703$  МэВ для  $N - Z < 52$ . Дополнительная зависимость  $a_v$  от  $N - Z$ , вероятно, компенсирует эффекты, которые не учитываются в выражении (15) по сравнению с аналогичным выражением в [44]. Отметим, что в литературе существуют разные выражения для  $B(Z, A)$  [148]. Попытка модификации жидкокапельной части  $B(Z, A)$  была сделана, например, в работе [149], чтобы улучшить описание ядер, далеких от региона известных ядер. Отметим, что введенные зависимости от  $N - Z$  не влияют на значения  $Q_\alpha$  ядер в  $\alpha$ -распадных цепочках, так как все эти ядра имеют одинаковый изоспин.

Период полураспада  $T_\alpha$  и энергия  $\alpha$ -переходов между основными состояниями ядер  $Q_\alpha$  вычисляются по формулам (13) и (14) соответственно.

**5.2. Ожидаемые свойства сверхтяжелых ядер.** Вычисленные значения дефекта массы  $M_{th}$ , энергии отделения нейтрона  $S_n$ , оболочечной поправки  $\delta E_{sh}$  и  $Q_\alpha$  представлены в табл. 5 для ядер с  $105 \leq Z \leq 126$ . Здесь

рассмотрены изотопы только тех сверхтяжелых ядер, которые могут быть получены в реакциях полного слияния с доступными мишенями и пучками. На рис. 36 представлены вычисленные значения  $Q_\alpha$ . Как видим, они находятся в хорошем согласии с существующими экспериментальными данными  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  [12–14, 20, 23, 26]. Отклонение расчета от эксперимента не превышает 0,3 МэВ.

**Таблица 5.** Значения дефекта массы  $M_{\text{th}}$ , энергии отделения нейтрона  $S_n$ , оболочечной поправки  $\delta E_{\text{sh}}$ ,  $Q_\alpha$ , вычисленные в рамках модифицированной TCSM, и экспериментальное значение  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  [12–14, 20, 23] ядер с числами протонов  $Z$  и нейтронов  $N$  ( $A = N + Z$ )

$N$	$A$	$M_{\text{th}}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{\text{sh}}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{\text{exp}}$ , МэВ
$Z = 105$						
155	260	103,62		4,82		
156	261	104,19	7,5	4,53		
157	262	106,35	5,91	5,07		
158	263	107,06	7,36	4,93		
159	264	109,27	5,86	5,39		
160	265	110,15	7,19	5,12		
161	266	112,61	5,61	4,59		
162	267	113,63	7,05	4,6		
163	268	116,54	5,16	4,12		
164	269	117,95	6,66	4,12		
165	270	121,20	4,82	4,54		
$Z = 106$						
156	262	107,38		4,56		
157	263	109,27	6,18	4,86		
158	264	110,26	7,08	4,61		
159	265	112,32	6,01	5,39		
160	266	113,39	7,0	4,31		
161	267	115,52	5,94	4,59		
162	268	116,80	6,79	4,41		
163	269	119,20	5,67	4,11		
164	270	120,77	6,50	4,43		
165	271	123,48	5,36	4,38		
$Z = 107$						
157	264	115,72		6,20	9,676	
158	265	115,98	7,81	6,07	9,366	9,45
159	266	117,85	6,2	6,22	9,076	9,22
160	267	118,49	7,43	5,96	9,006	8,96
161	268	120,54	6,02	5,8	8,846	
162	269	121,24	7,37	5,48	8,866	
163	270	123,98	5,33	5,38	8,946	9,06

Продолжение табл. 5

$N$	$A$	$M_{th}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{sh}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{exp}$ , МэВ
164	271	125,08	6,97	5,24	9,026	
165	272	127,92	5,23	5,26	8,956	9,15
166	273	129,25	6,74	5,24	8,876	
167	274	132,38	4,94	5,53	8,756	8,93
$Z = 108$						
158	266	120,01		5,47	10,206	10,35
159	267	121,67	6,41	6,16	9,976	10,04
160	268	122,34	7,41	5,94	9,656	
161	269	124,15	6,26	6,03	9,406	9,29
162	270	125,0	7,22	5,54	9,186	9,02, 9,30
163	271	127,31	5,76	5,46	9,366	9,44
164	272	128,61	6,77	5,31	9,386	
165	273	131,15	5,53	5,36	9,476	9,73
166	274	132,59	6,63	5,15	9,395	
167	275	135,21	5,45	5,52	9,256	9,44
$Z = 109$						
161	270	130,5		5,33	10,226	10,18
162	271	130,98	7,59	4,44	10,066	
163	272	133,28	5,77	4,91	10,316	
164	273	134,3	7,05	4,77	10,636	
165	274	136,63	5,74	5,49	10,226	9,90
166	275	137,78	6,92	5,47	10,276	10,48
167	276	140,37	5,48	5,15	10,026	9,85
168	277	141,7	6,74	5,12	10,025	
169	278	144,47	5,3	5,1	9,666	9,69
170	279	146,18	6,36	4,69		
$Z = 110$						
161	271	135,05		4,60	10,955	10,93
162	272	135,67	7,45	4,70	10,905	
163	273	137,84	5,9	4,60	11,266	11,367
164	274	138,5	7,41	4,50	11,076	
165	275	140,74	5,83	5,1	11,006	
166	276	141,67	7,14	5,07	10,636	
167	277	143,97	5,77	4,71	10,396	10,72
168	278	145,03	7,01	4,78	10,015	
169	279	147,48	5,62	5,51	9,845	9,84
170	280	148,68	6,87	5,4		
171	281	151,24	5,51	6,45		
$Z = 111$						
165	276	147,40		5,04	11,695	
166	277	148,22	7,25	5,01	11,495	

Продолжение табл. 5

$N$	$A$	$M_{th}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{sh}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{exp}$ , МэВ
167	278	149,84	6,45	5,02	10,785	10,85
168	279	150,77	7,141	5,1	10,665	10,52
169	280	152,79	6,05	6,09	9,995	9,87
170	281	154,03	6,83	5,42	9,906	
171	282	156,24	5,86	6,78	9,345	9,13
$Z = 112$						
167	279	154,49		5,2	11,32	
168	280	155,28	7,28	5,6	11,185	
169	281	157,07	6,28	6,0	10,675	10,46
170	282	157,98	7,16	6,1	10,525	
171	283	159,83	6,22	6,4	9,925	9,67
172	284	160,87	7,03	5,4	9,765	
173	285	163,09	5,85	6,6	9,425	9,31
174	286	164,49	6,67	7,0		
$Z = 113$						
167	280	161,22		6,1	11,395	
168	281	161,72	7,57	6,1	11,076	
169	282	162,9	6,89	7,2	10,636	10,78
170	283	163,55	7,42	6,53	10,357	10,26
171	284	165,24	6,38	7,82	10,025	10,11
172	285	166,45	6,86	7,2	9,995	9,88
173	286	168,53	5,99	8,0	9,865	9,77
$Z = 114$						
170	284	168,41		6,8	10,705	
171	285	170,01	6,47	6,9	10,515	10,54
172	286	170,78	7,30	7,2	10,375	10,33
173	287	172,56	6,29	6,9	10,305	10,16
174	288	173,62	7,01	6,9	10,325	10,08
175	289	175,62	6,071	7,0	10,105	9,96
176	290	176,81	6,881	6,3	9,895	
177	291	179,1	5,78	8,6		
178	292	180,44	6,73	8,8		
$Z = 115$						
168	283	173,70		5,5		
169	284	174,80	6,97	7,41	11,155	
170	285	175,10	7,78	7,4	10,96	
171	286	176,275	6,9	7,88	10,95	
172	287	176,892	7,45	7,65	10,917	10,74
173	288	178,528	6,44	7,45	10,863	10,61
174	289	179,506	7,09	7,42	10,631	10,50
175	290	181,3	6,277	7,72	10,345	10,09
176	291	182,45	6,92	7,23		

Продолжение табл. 5

$N$	$A$	$M_{th}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{sh}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{exp}$ , МэВ
$Z = 116$						
171	287	181,0		7,8		
172	288	181,7	7,32	7,8	10,92	
173	289	183,29	6,53	6,8	10,85	
174	290	184,1	7,26	6,3	10,895	11,00
175	291	185,73	6,44	6,5	10,75	10,89
176	292	186,816	6,99	6,5	10,77	10,80
177	293	188,55	6,34	8,1	10,51	10,69
178	294	189,67	6,95	7,5	10,435	
179	295	191,45	6,29	8,3	9,925	
180	296	192,75	6,77	8,3	9,885	
$Z = 117$						
172	289	189,574		7,15	12,049	
173	290	190,505	7,14	7,70	11,805	
174	291	191,05	7,53	7,72	11,733	
175	292	192,3	6,82	8,1	11,347	
176	293	193,15	7,22	7,8	11,219	11,18
177	294	194,5	6,72	7,6	10,775	10,96
178	295	195,4	7,17	7,6	10,525	
179	296	196,8	6,67	7,8		
180	297	197,85	7,02	7,8		
$Z = 118$						
173	291	195,6		8,4	12,18	
174	292	196,15	7,52	7,8	12,025	
175	293	197,4	6,82	7,7	11,685	
176	294	198,05	7,42	6,9	11,525	11,81
177	295	199,4	6,72	7,3	11,245	
178	296	200,25	7,22	7,5	11,009	
179	297	201,85	6,47	7,8	10,875	
180	298	202,8	7,12	8,0	10,705	
$Z = 119$						
174	293	204,39		8,31	12,39	
175	294	205,13	7,33	8,52	12,2	
176	295	205,45	7,75	8,5	11,975	
177	296	206,4	7,12	8,87	11,675	
178	297	206,85	7,62	9,16	11,275	
179	298	207,9	7,02	8,75	10,975	
180	299	208,55	7,42	9,03	10,725	
181	300	209,8	6,82	9,9	10,575	
182	301	210,75	7,12	10	10,475	
183	302	212,3	6,52	10,2		

Продолжение табл. 5

$N$	$A$	$M_{th}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{sh}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{exp}$ , МэВ
$Z = 120$						
174	294	209,4		8,1		
175	295	210,1	7,37	8,4	12,075	
176	296	210,35	7,82	8,4	11,775	
177	297	211,35	7,07	9,1	11,525	
178	298	211,8	7,62	8,8	11,325	
179	299	213,05	6,82	9,1	11,225	
180	300	213,76	7,361	9,2	11,085	
181	301	215,15	6,68	10,1	10,975	
182	302	216,05	7,17	10,1	10,825	
$Z = 121$						
174	295	218,55		5,0		
175	296	218,96	7,66	6,26		
176	297	218,86	8,17	6,41	12,045	
177	298	219,42	7,51	7,13	11,865	
178	299	219,5	7,99	7,1	11,675	
179	300	220,37	7,20	8,2	11,545	
180	301	220,68	7,76	8,2	11,405	
181	302	221,6	7,15	9,53	11,275	
182	303	222,18	7,49	9,78	11,2	
183	304	223,38	6,87	10,63	11,155	
184	305	224,33	7,12	10,56	11,155	
$Z = 122$						
176	298	226,16		5,83	14,335	
177	299	226,59	7,64	7,1	14,065	
178	300	226,39	8,27	7,0	13,615	
179	301	226,98	7,48	8,2	13,205	
180	302	226,98	8,07	8,1	12,755	
181	303	227,69	7,36	9,4	12,215	
182	304	228,16	7,6	9,1	11,975	
183	305	228,92	7,31	10,6	11,345	
184	306	229,55	7,44	10,5	11,075	
185	307	231,36	6,26	9,6		
186	308	232,76	6,67	9,5		
$Z = 123$						
176	299	235,35		4,5	14,375	
177	300	235,48	7,94	6,62	14,095	
178	301	235,06	8,49	6,2	13,775	
179	302	235,32	7,81	7,7	13,475	
180	303	235,16	8,23	7,5	13,235	
181	304	235,46	7,77	9,3	12,665	



Окончание табл. 5

$N$	$A$	$M_{th}$ , МэВ	$S_n$ , МэВ	$-\delta E_{sh}$ , МэВ	$Q_\alpha$ , МэВ	$Q_\alpha^{exp}$ , МэВ
182	305	235,61	7,92	9,3	12,505	
183	306	236,21	7,47	11,5	12,185	
184	307	236,68	7,6	11,4	12,075	
185	308	238,29	6,46	10,6	12,485	
186	309	239,64	6,72	10,6	12,885	
$Z = 124$						
178	302	242,68		6,3	14,095	
179	303	242,69	8,06	7,3	13,675	
180	304	242,31	8,45	7,7	13,495	
181	305	242,4	7,98	9,6	12,995	
182	306	242,24	8,23	9,6	12,835	
183	307	242,65	7,66	11,5	12,536	
184	308	242,95	7,77	11,3	12,365	
185	309	244,5	6,52	10,4	13,155	
186	310	245,49	7,08	10,6	13,515	
187	311	247,39	6,17	10,1	13,605	
188	312	248,71	6,75	9,9	13,525	
$Z = 125$						
180	305	251,1		5,9	13,615	
181	306	250,96	8,21	8,0	13,215	
182	307	250,59	8,44	8,43	13,005	
183	308	250,77	7,89	10,36	12,885	
184	309	250,72	8,12	10,4	12,685	
185	310	252,17	6,62	9,87	13,535	
186	311	253,29	6,95	10,0	14,185	
187	312	255,42	5,94	9,54	14,705	
188	313	256,94	6,55	9,53	14,875	
$Z = 126$						
182	308	258,06		7,87	13,325	
183	309	258,03	8,1	10,36	13,205	
184	310	257,75	8,35	10,36	13,085	
185	311	258,91	6,91	9,88	13,835	
186	312	259,73	7,25	9,89	14,355	
187	313	261,37	6,43	9,7	14,445	

Замкнутая подболочка при  $N = 162$  проявляется в наших расчетах, как и в работах [40, 44, 45]. Оболочечные эффекты при  $Z = 114$  и  $N = 172-176$  обеспечивают достаточно слабую зависимость  $Q_\alpha$  от  $N$ . Сильная роль оболочки при  $N = 184$  отражается в хорошо наблюдаемом минимуме  $Q_\alpha$ . Для сравнения значения  $Q_\alpha$ , предсказанные в рамках микроскопическо-макроскопической [44] и феноменологической [144] моделей, приведены на рис. 37

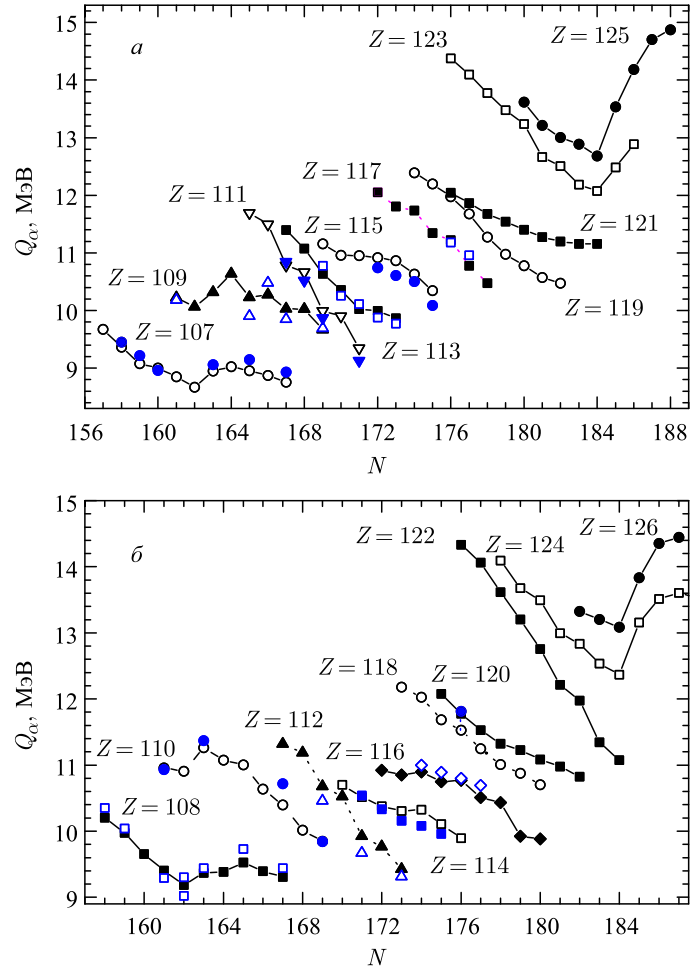


Рис. 36. Вычисленные значения энергии  $\alpha$ -распадов (символы, соединенные линиями) сравниваются с экспериментальными данными (символы, не соединенные линиями) [12–14, 20, 23, 26] для четных по  $Z$  (б) и нечетных по  $Z$  (а) ядер с  $107 \leq Z \leq 126$

и 38 соответственно. В наших расчетах зависимость  $Q_\alpha$  от  $N$  слабее при  $N = 172–176$  по сравнению с результатами работ [40, 44, 45]. Слабые оболочечные эффекты при  $N = 184$  и  $Z = 120–126$  [40] видны на рис. 37. Сильные оболочечные эффекты при  $N = 162$  и  $172–176$  не наблюдаются в расчетах феноменологической модели [144]. Однако, как и в наших вычислениях, виден сильный оболочечный эффект при  $N = 184$  (см. рис. 38).

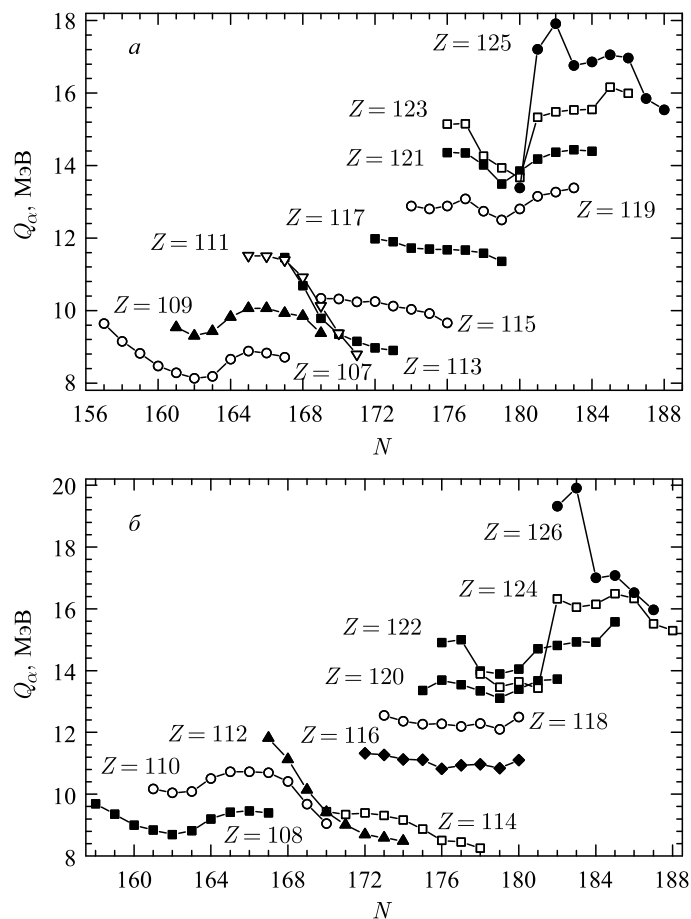


Рис. 37. Вычисленные значения энергии  $\alpha$ -распадов (символы, соединенные линиями) в рамках микроскопическо-макроскопической модели [44] для четных по  $Z$  (б) и нечетных по  $Z$  (а) ядер с  $107 \leq Z \leq 126$

Оболочечные поправки ответственны за выживаемость сверхтяжелых ядер. Высота барьера деления  $B_f$  приблизительно определяется абсолютной величиной оболочечной поправки в основном состоянии для ядер с  $Z > 100$ . В результате  $B_f$  существенно зависит от числа протонов и нейтронов в составном ядре, особенно от того, насколько близки они к магическим числам. При фиксированном зарядовом числе предсказанные значения энергии отделения нейтрона  $B_n$  неуклонно уменьшаются с увеличением  $N$  для ядер с  $N \geq 170$ . Значения  $B_n$ , предсказанные в рамках различных моделей, варьируются в пределе 0,5 МэВ. Оболочечные эффекты или барьеры деления  $B_f$

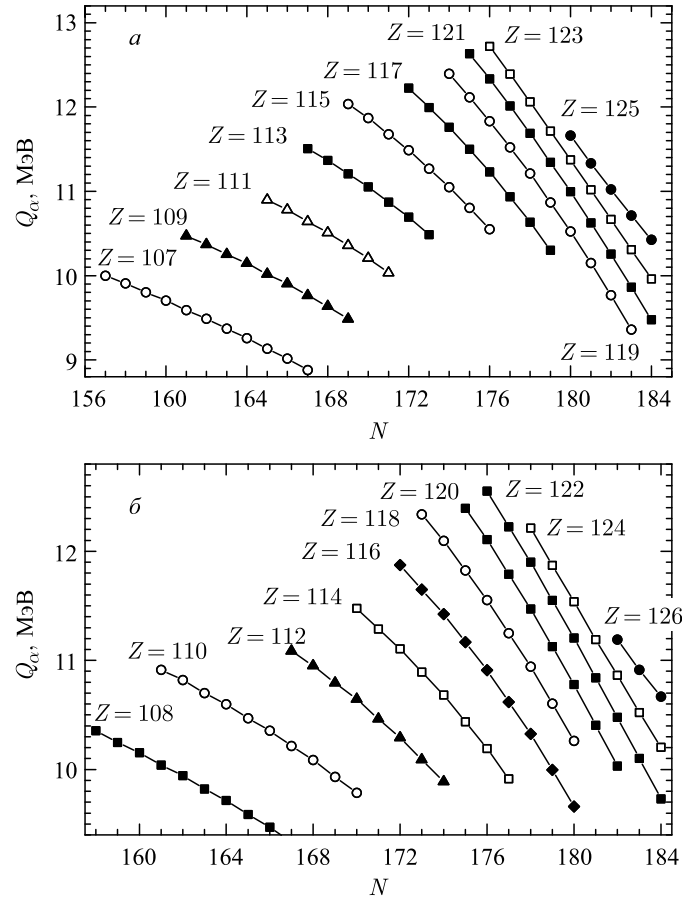


Рис. 38. Вычисленные значения энергии  $\alpha$ -распадов (символы, соединенные линиями) в рамках феноменологической модели [144] для четных по  $Z$  (б) и нечетных по  $Z$  (а) ядер с  $107 \leq Z \leq 126$

меняются сильнее в зависимости от модели. Отметим, что вероятность выживаемости составного ядра достаточно сильно зависит от величины  $B_f - B_n$  (рис. 39–41).

Микроскопическо-макроскопическая модель [44] предсказывает замкнутую протонную оболочку при  $Z = 114$  (см. рис. 40) и возрастание величины барьера деления при приближении  $N$  к 178–180. При заданном числе нейтронов и  $Z > 114$  высота барьера деления уменьшается с ростом отклонения  $Z$  от 114.

Вместо магического числа  $Z = 114$  феноменологическая модель [144] предполагает замкнутую протонную оболочку при  $Z = 126$ . В этой мо-

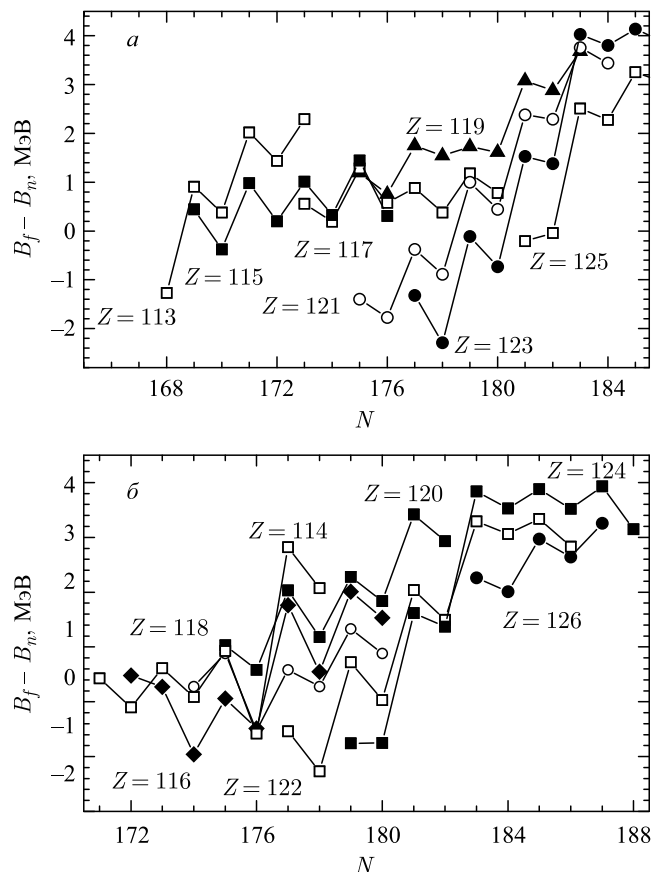


Рис. 39. Изотопная зависимость величины  $B_f - B_n$  ( $B_f$  и  $B_n$  взяты из табл. 5). Барьер деления  $B_f$  считается равным абсолютному значению оболочечной поправки в основном состоянии ядра. Результаты для изотопов, связанных с указанными нечетными  $Z$  (а) и четными  $Z$  (б), представлены символами, соединенными линиями

дели барьеры деления не даны. Вычитая из энергии связи, рассчитанной в работе [144], жидкокапельную энергию связи, вычисленную по модифицированной TCSM [101, 102, 115], мы извлекли величину оболочечной поправки или  $B_f$ . На рис. 41 хорошо видны возрастание величины барьера деления при  $Z > 114$  и появление замкнутой оболочки при  $N = 184$ .

Результаты наших вычислений величины  $B_f - B_n$  как функции  $N$  представлены на рис. 39. Хотя наш микроскопическо-макроскопический подход предсказывает подоболочку при  $Z = 114$ , оболочечные эффекты при  $Z = 120-126$  проявляются сильнее. На рис. 39 величина барьера деления воз-

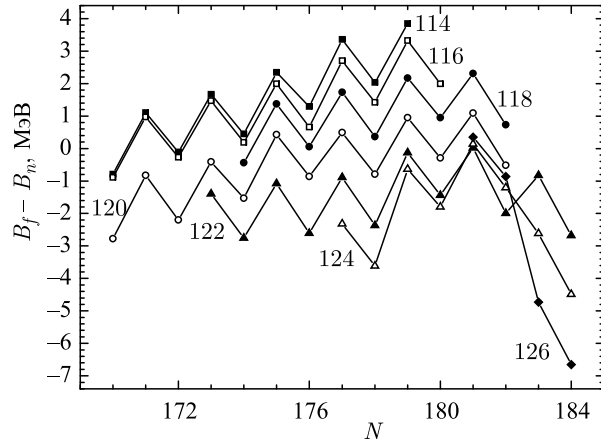


Рис. 40. То же, что и на рис. 39, но  $B_f$  и  $B_n$  для четных по  $Z$  ядер взяты из массовой таблицы [44]

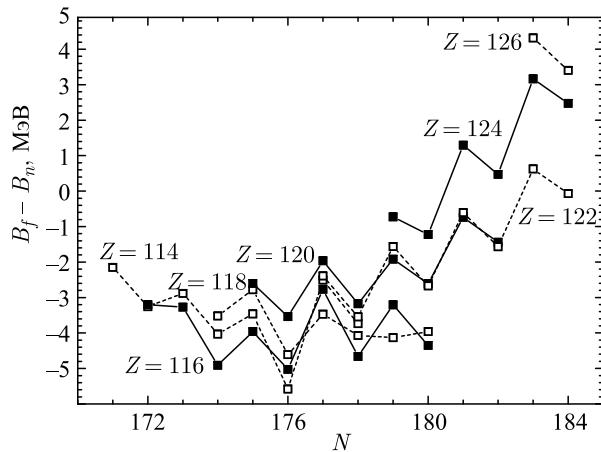


Рис. 41. То же, что и на рис. 39, но для четных по  $Z$  ядер из массовой таблицы [144]

растет при приближении  $N$  к 184, в то время как для ядер с  $Z = 120$ –126 значения  $Q_\alpha$  минимальны при  $Z = 120$  (см. рис. 36), а барьеры деления имеют достаточно большие значения (см. рис. 39). Ожидается, что ядра с  $Z = 120$  и  $N = 180$ –184 будут более стабильными, чем ядра с  $Z = 114$  и  $N = 176$ –178. Заметим, что в релятивистской модели среднего поля [53] замкнутая протонная оболочка ожидается при  $Z = 120$ .

На рис. 42 представлены рассчитанные значения энергии нижайших двух-квазипротонных состояний ядер  $\alpha$ -распадных цепочек сверхтяжелых ядер

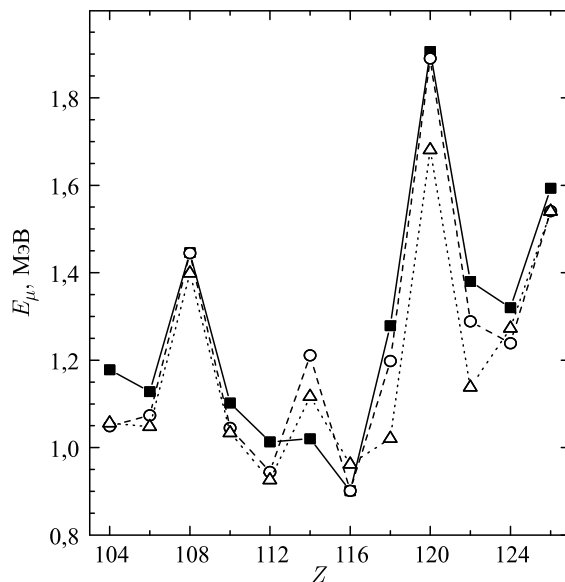


Рис. 42. Вычисленные значения энергии нижайших двухквазипротонных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадных цепочек ядер  $^{308}_{126}$  (■),  $^{310}_{126}$  (○) и  $^{312}_{126}$  (△)

$^{308,310,312}_{126}$ . В то время как у ядер с  $110 \leq Z \leq 118$  значения энергии первых двухквазипротонных состояний меньше 1,21 МэВ, в ядрах с  $Z = 120$  и  $Z = 126$  значения энергии нижайших двухквазипротонных состояний составляют 1,68 и 1,91 МэВ соответственно. Это означает, что существует большая щель в протонном одночастичном спектре ядер с  $Z = 120$  и  $Z = 126$ . Таким образом, эффекты протонной оболочки становятся сильнее при  $Z$  больше, чем  $Z = 114$ .

## 6. СЕЧЕНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ОСТАТКОВ

В модели ДЯС сечение образования испарительного остатка в  $xn$ -испарительном канале вычисляется по формуле [58–61, 65, 68, 150–152]:

$$\sigma_{xn}(E_{cm}) = \sum_J \sigma_c(E_{cm}, J) P_{CN}(E_{cm}, J) W_{xn}(E_{cm}, J). \quad (16)$$

Сечение захвата  $\sigma_c(E_{cm}, J)$  определяется переходом сталкивающихся ядер через кулоновский барьер и образованием ДЯС, когда кинетическая энергия выше барьера превращается в энергию возбуждения ДЯС, а также угловой

момент  $J$  относительного движения перераспределяется в ДЯС. Для рассматриваемых реакций максимальные испарительные остатки будут при  $E_{cm}$ , при которых столкновения для всех ориентаций деформированных ядер становятся возможными.

Вероятность полного слияния  $P_{CN}(E_{cm}, J)$  зависит от конкуренции между полным слиянием и квазиделением после этапа захвата. Эта конкуренция может сильно уменьшить значение  $\sigma_{xn}(E_{cm})$ . В интересующих нас реакциях значения  $P_{CN}(E_{cm}, J)$  меньше  $10^{-2}$ . Вероятность выживания  $W_{xn}$  учитывает девозбуждение составного ядра за счет эмиссии  $x$  нейтронов и  $\gamma$ -квантов в конкуренции с процессом деления. Детальные описания методов вычислений  $\sigma_c$ ,  $P_{CN}$  и  $W_{xn}$  даются в работах [58–61, 65, 68, 150–152]. Погрешности сечений в наших расчетах находятся в пределах фактора 2–4. Различия в предсказаниях свойств сверхтяжелых ядер в разных моделях вызывают дополнительные неопределенности в вычисленных сечениях испарительных остатков для ядер с  $Z > 118$  [143]. Более того, разница между величинами барьеров деления, предсказанными в разных моделях, может быть существенно большой, около 2–3 МэВ. Из-за этого сечение образования 120-го элемента, вычисленное с использованием предсказаний свойств ядер из работы [144], более чем в 100 раз превышает сечения, рассчитанные с использованием предсказаний из работ [65, 143] и [44].

Микроскопическо-макроскопические модели [40, 44, 45] и феноменологическая модель [144] позволяют получить значения  $Q$  реакций, барьеров деления и энергии отделения нейтрона, которые необходимы для вычисления сечений испарительных остатков. Вычислены значения  $Q$  для реакций полного слияния  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe} + ^{226}\text{Ra}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Bk}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ . На рис. 43 и 44 видно, что с использованием различных массовых таблиц для меньших значений  $Z$  наши результаты ближе к результатам, полученным с помощью массовой таблицы [40, 45]. Для больших значений  $Z$  значения  $Q$  приближаются к результатам, полученным в микроскопическо-макроскопической модели [44]. Таким образом, неопределенность в значении  $Q$  приводит к неопределенности энергии возбуждения составного ядра порядка энергии отделения нейтрона, 5–7 МэВ.

Используя предсказания свойств ядер из табл. 5, мы вычислили сечения испарительных остатков в реакциях  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$  (рис. 45). По сравнению с нашими предсказанными сечениями, полученными на основе массовой таблицы [44] (рис. 46), величина  $\sigma_{xn}$  убывает медленнее с ростом  $Z$ . Сильный оболочечный эффект, обнаруженный для ядер с  $Z > 118$ , приводит к большей вероятности выживания и, соответственно, большему значению  $\sigma_{xn}$ . Для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$  экспериментальные значения  $\sigma_{3n}$  составляют около 0,5–2,5, 1, 0,5 пб [12] соответственно. Таким образом, разница между вычисленными и экспери-



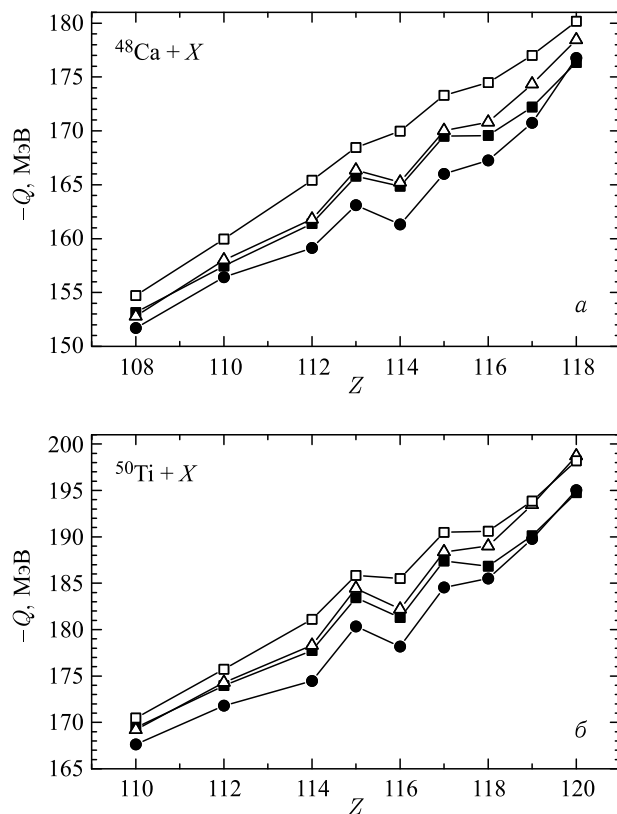


Рис. 43. Значения  $Q$  реакций полного слияния с налетающими ядрами  $^{48}\text{Ca}$  (а) и  $^{50}\text{Ti}$  (б), рассчитанные с дефектами масс составных ядер  $Z$  из табл. 5 (■) и работ [44] (●), [40,45] (△), [144] (□)

ментальными значениями  $\sigma_{xn}$  находится в пределах экспериментальной и теоретической неопределенностей. Хорошее описание существующих данных позволяет нам быть уверенными в предсказаниях для реакций с налетающими ядрами тяжелее, чем  $^{48}\text{Ca}$ .

С использованием пучков ядра  $^{50}\text{Ti}$  значение  $\sigma_{xn}$  для ядер с  $Z = 114-118$  ожидается в 5–10 раз меньше, чем для тех же ядер, полученных в реакциях с пучками ядра  $^{48}\text{Ca}$ . Главной причиной этого эффекта является уменьшение вероятности слияния  $P_{\text{CN}}$  с уменьшением массовой асимметрии во входном канале реакции. С пучками  $^{50}\text{Ti}$  ядро  $^{295}_{120}$  может быть получено с расчетным сечением 23 фб. В реакции  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$  составное ядро имеет на три нейтрона больше, чем в реакции  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ . Поэтому убывание  $P_{\text{CN}}$  частично компенсируется возрастанием  $W_{xn}$  и ядро  $^{298}_{120}$  может быть по-

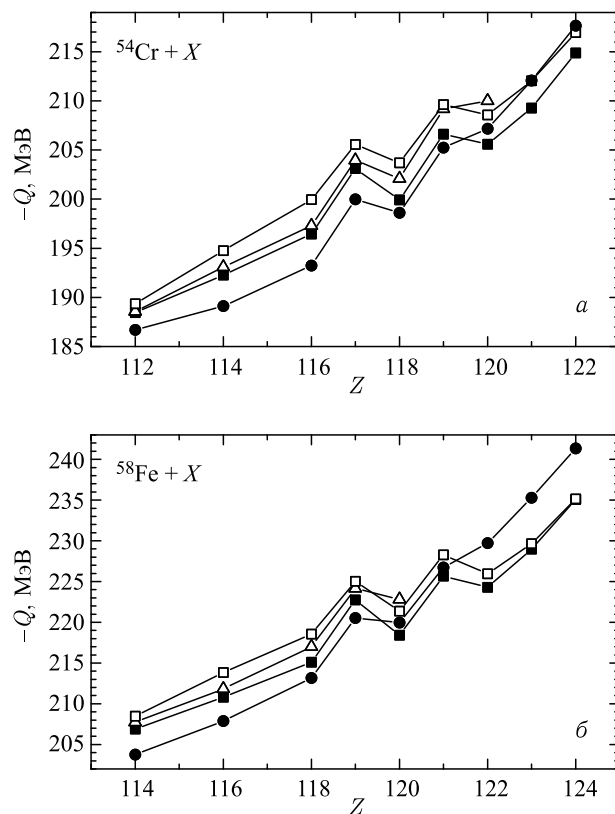


Рис. 44. То же, что и на рис. 43, но для реакций с налетающими ядрами  $^{54}\text{Cr}$  (а) и  $^{58}\text{Fe}$  (б)

лучено с сечением порядка 10 фб. Для синтеза ядер с  $Z = 122-126$  в реакциях с пучками ядра  $^{64}\text{Ni}$  должны приводить к относительно большим сечениям — 1–8 фб.

Сечения образования испарительных остатков в максимумах функций возбуждения и соответствующие оптимальные значения энергии возбуждения вычислены на основе массовой таблицы [44] и представлены на рис. 46 для реакций  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ . Значения  $\sigma_{xn}$  убывают на два–три порядка с возрастанием атомного номера мишени от 92 до 98. Главной причиной уменьшения  $\sigma_{xn}$  с ростом  $Z$  составного ядра является сильное уменьшение вероятности слияния  $P_{\text{CN}}$ . Канал квазиделения становится более доминирующим относительно канала полного слияния с возрастанием  $Z_1 \times Z_2$ . Только в реакциях с налетающими ядрами  $^{50}\text{Ti}$  и  $^{54}\text{Cr}$  ожидаются сечения образования ядер с  $Z = 114, 116$

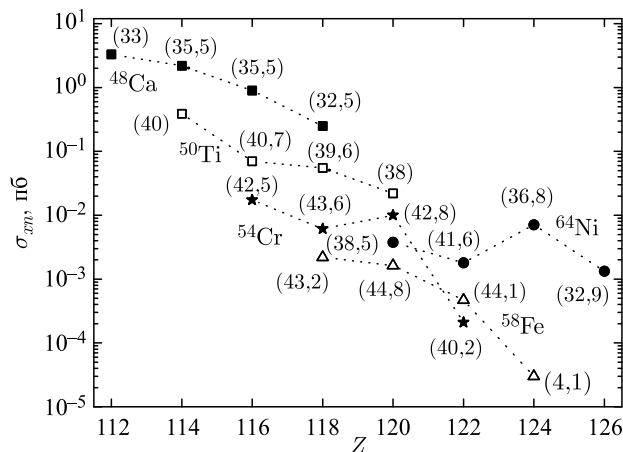


Рис. 45. Рассчитанные максимальные сечения образования испарительных остатков с атомным номером  $Z$  в реакциях полного слияния  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ ,  $^{244}\text{Pu}$ ,  $^{248}\text{Cm}$ ,  $^{249}\text{Cf}$ . Сечения образования сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях с указанным налетающим ядром, обозначены одинаковыми символами, соединенными пунктирными линиями. В расчетах использованы наши предсказания свойств сверхтяжелых ядер из табл. 5. В скобках около символов приведены значения энергии возбуждения соответствующих составных ядер

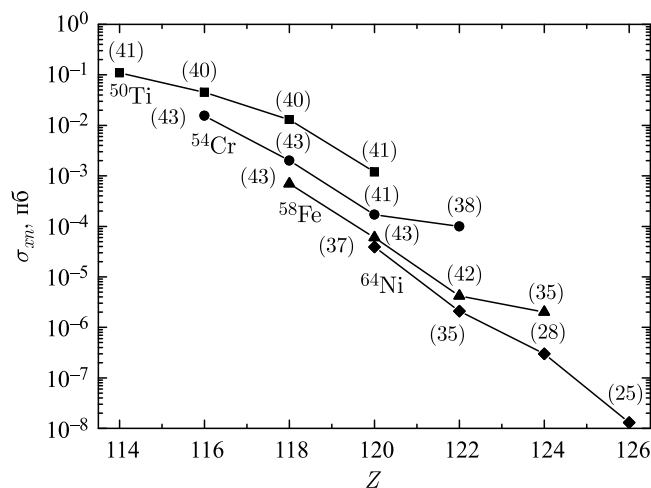


Рис. 46. То же, что и на рис. 45, но в расчетах использованы предсказания свойств сверхтяжелых ядер из массовой таблицы [44]. Сечения образования сверхтяжелых ядер, полученных в реакциях с указанным налетающим ядром, обозначены одинаковыми символами, соединенными сплошными линиями

и 118, которые еще могут быть достигнуты на существующих экспериментальных установках.

**Выводы.** Полученные расчеты показали достаточно сильные оболочечные эффекты у ядер с  $Z = 120-126$  и  $N = 184$ . Оболочечные эффекты при  $Z = 114$  слабее, чем при  $Z = 120-126$ . Таким образом, наши микроскопическо-макроскопические расчеты качественно приводят к тем же результатам, что и модели самосогласованного среднего поля. Большие оболочечные эффекты у ядер с  $Z = 120-126$  приводят к большим барьерам деления и большей стабильности ядер относительно  $\alpha$ -распада и спонтанного деления. Если наши предсказания структуры сверхтяжелых ядер верны, то в реакциях  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$  можно синтезировать ядро с  $Z = 120$  с сечениями 23 и 10 фб соответственно. Мы предсказали, что для ядра с  $Z = 120$  и  $N = 175-179$  ожидаются значения  $Q_\alpha = 12,1-11,2$  МэВ и времена жизни 1,7 мс–0,16 с. Значения  $Q_\alpha$  находятся в неплохом согласии с предсказаниями, полученными в работе [144], и примерно на 2 МэВ меньше, чем в [40, 44, 45]. По предсказаниям работ [40, 41, 44, 45, 153] периоды полураспада  $T_\alpha$  должны принимать значения во временном интервале 1–20 мкс. Поэтому экспериментальное измерение  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  для хотя бы одного изотопа  $Z = 120$  элемента позволило бы нам выбрать реалистическую оболочечную модель для сверхтяжелых ядер с  $Z > 118$ . Такая идентификация будет интересна для выбора соответствующего оптимального набора параметров в микроскопических расчетах. Отметим, что сравнение максимумов экспериментальных и расчетных функций возбуждения позволит оценить возможности предсказаний различных моделей слияния.

## 7. АЛЬФА-РАСПАДНЫЕ ЦЕПОЧКИ ЯДЕР, СОДЕРЖАЩИЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ Fl, Lv, 117 И 120

Рассмотрим теперь  $\alpha$ -распады с учетом квазичастичных структур материнского и дочернего ядер и возможные изомерные ядерные состояния. Проанализируем  $\alpha$ -распадные цепочки, содержащие сверхтяжелые элементы Fl, Lv, 117 и 120. Последнее ядро  $\alpha$ -распадной цепочки распадается посредством спонтанного деления, которое происходит в случае, когда каналы  $\alpha$ -распада подавлены из-за малой величины  $Q_\alpha$  или из-за структурных эффектов в дочернем ядре.

**7.1. Цепочки  $\alpha$ -распада, содержащие изотопы Fl.** На рис. 47 представлены вычисленные одноквази нейтронные спектры ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{287}\text{Fl}$ . В реакции полного слияния может быть заселено изомерное состояние  $13/2^- [716]$ . Это состояние может распасться на ротационные уровни, построенные на квазичастичном состоянии  $5/2^- [732]$  или  $3/2^- [761]$ . Рассчитанное время  $\alpha$ -распада из этого изомерного состояния — около 0,18 с [154]. Хотя такие долгоживущие изомерные состояния в ядрах

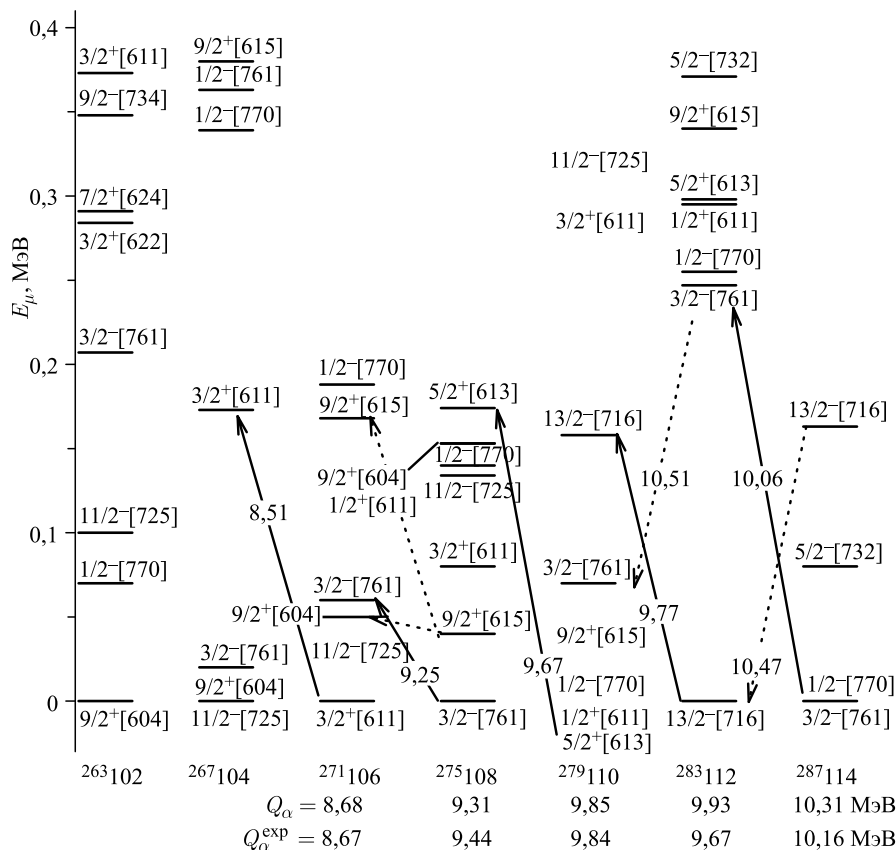


Рис. 47. Вычисленные значения энергии низколежащих одноквази нейтронных состояний в ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{287}\text{Fl}$ , а также значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распада между основными состояниями ядер. Возможные  $\alpha$ -распады обозначены линиями, соединяющими соответствующие состояния. Экспериментальные значения  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  взяты из [12]

с  $Z > 110$  экспериментально пока еще не наблюдались,  $\alpha$ -распады из этого изомера исключать нельзя.

Деформации ядер с  $Z \geq 108$  (рис. 47) достаточно малы, и квазичастичные состояния имеют сложную структуру. Например, низколежащие состояния  $3/2^-$  ядер  $^{283}\text{Sn}$  и  $^{287}\text{Fl}$  имеют около 20% примеси  $3/2^- [732]$ . На рис. 47 нильссоновские квантовые числа представлены для компонент с наибольшим весом. Альфа-распад из основного состояния элемента  $^{287}\text{Fl}$  заселяет изомерное состояние  $3/2^- [761]$  в ядре  $^{283}\text{Sn}$ . Поскольку время данного  $\alpha$ -распада 0,45 с, более вероятен  $\gamma$ -переход из изомерного в основное состояние.

В ядре  $^{283}\text{Cn}$   $\alpha$ -распад из основного состояния, по оценкам, займет 3,23 с, как и в эксперименте [12]. В ядре  $^{279}\text{Ds}$  мы не обнаружили низколежащих изомерных состояний. Время  $\alpha$ -распада из основного состояния этого ядра — 1,34 с для  $Q_\alpha = 9,67$  МэВ или 0,45 с для  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 9,84$  МэВ. Вычисленные периоды полураспада  $T_{\text{sf}}$  спонтанного деления ядер  $^{278,280}\text{Ds}$  — 56 и 12 мс соответственно [39]. Используя 34 мс с фактором запрета 10 для ядра  $^{279}\text{Ds}$  из-за нечетного  $N$ , получаем 0,34 с, что близко к экспериментальному значению 0,2 с [12]. Таким образом, для ядра  $^{279}\text{Ds}$   $T_{\text{sf}} < T_\alpha$  и относительная вероятность спонтанного деления выше. Если  $\alpha$ -распад ядра  $^{279}\text{Ds}$  происходит, это приводит к заселению изомерного  $9/2^+[615]$  и основного состояний ядра  $^{275}\text{Hs}$ .

Время  $\alpha$ -распада возможного изомерного состояния  $9/2^+[615]$  ядра  $^{275}\text{Hs}$  больше 5,9 с при  $Q_\alpha < 9,21$  МэВ. Для  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 9,44$  МэВ получаем  $T_\alpha = 1,44$  с. Как видно на рис. 47, мы недооцениваем  $Q_\alpha$  для  $^{275}\text{Hs}$ . В итоге,  $\alpha$ -распад из основного состояния ядра  $^{275}\text{Hs}$  приводит к заселению основного состояния дочернего ядра. Однако  $\alpha$ -распад из изомерного состояния, вероятно, заселит изомерное состояние  $11/2^- [725]$  ядра  $^{271}\text{Sg}$ . Для ядра  $^{275}\text{Hs}$   $T_{\text{sf}} \approx 29$  с, т. е.  $T_\alpha < T_{\text{sf}}$ .

Процессу  $\alpha$ -распада из основного состояния ядра  $^{271}\text{Sg}$  препятствует то, что состояние  $3/2^+[611]$  в дочернем ядре  $^{267}\text{Rf}$  находится слишком высоко. В этом случае  $Q_\alpha = 8,5$  МэВ и  $T_\alpha = 4,7$  мин. Альфа-распад ядра  $^{271}\text{Sg}$  из изомерного состояния  $11/2^- [725]$  имеет следующие характеристики:  $Q_\alpha = 8,64$  МэВ и  $T_\alpha \approx 1$  мин. Если оценка  $T_{\text{sf}} = 5$  мин верна, то спонтанное деление будет конкурировать с  $\alpha$ -распадом из основного состояния. Поскольку у изомерного состояния большое  $K$ , спонтанное деление из него менее вероятно, чем из основного состояния. Заселение состояния  $11/2^- [725]$  ядра  $^{271}\text{Sg}$  может служить указанием на  $\alpha$ -распад из изомерного состояния  $9/2^+[615]$  ядра  $^{275}\text{Hs}$ . Поскольку спонтанное деление является основной модой распада  $^{267}\text{Rf}$ , то  $\alpha$ -распадная цепочка должна заканчиваться на этом ядре.

Вычисленные одноквазичастичные спектры ядер в  $\alpha$ -распадной цепочке элемента  $^{293}\text{Lv}$  изображены на рис. 48. Альфа-распад из основного состояния ядра  $^{293}\text{Lv}$  происходит в состояние  $5/2^+[613]$  ядра  $^{289}\text{Fl}$ . Альфа-распад из изомерного состояния  $11/2^- [705]$  при энергии 0,4 МэВ маловероятен из-за довольно короткого времени жизни данного изомера по отношению к  $\gamma$ -распаду и квазичастичной структуре дочернего ядра. Альфа-распад из основного состояния ядра  $^{289}\text{Fl}$  происходит в возбужденное состояние  $1/2^+[611]$  ядра  $^{285}\text{Cn}$  при энергии 0,3 МэВ, а затем происходит переход в основное состояние посредством  $\gamma$ -распада. Заселение изомерного состояния  $13/2^- [716]$  в  $^{285}\text{Cn}$  невозможно при  $\alpha$ -распаде ядра  $^{293}\text{Lv}$ .

В результате  $\alpha$ -распада ядра  $^{285}\text{Cn}$  заселяется состояние  $1/2^- [770]$  в  $^{281}\text{Ds}$  с дальнейшим  $\gamma$ -переходом в возможное изомерное состояние  $1/2^+[611]$ ,

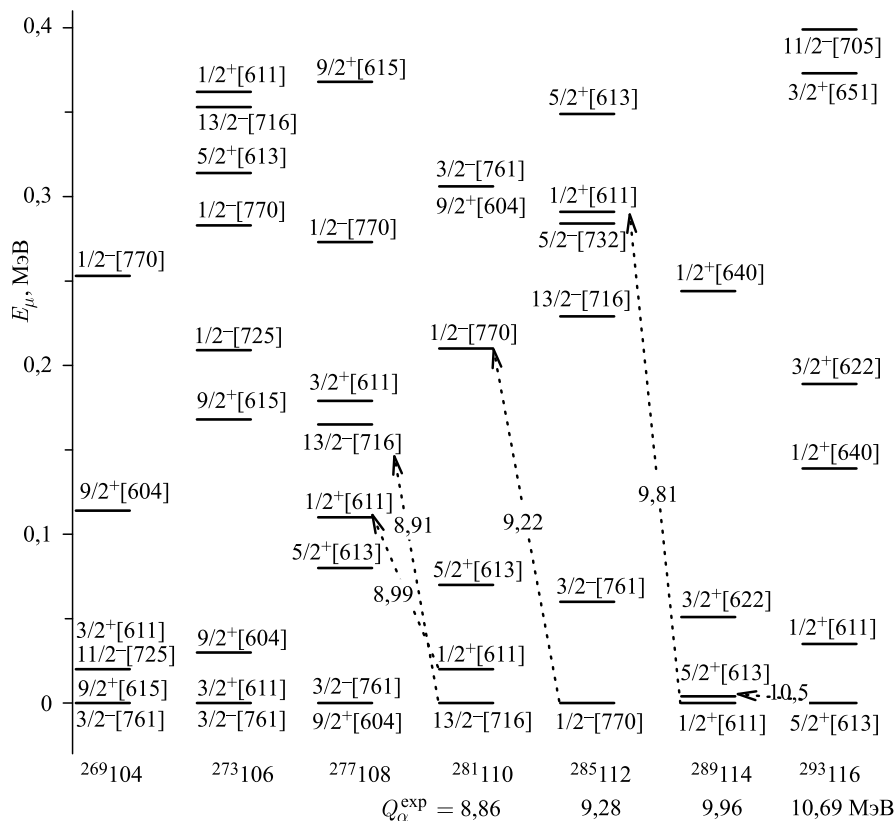


Рис. 48. То же, что и на рис. 47, но для  $\alpha$ -распадной цепочки ядра  $^{293}\text{Lv}$ . Возможные  $\alpha$ -распады обозначены пунктирными линиями, соединяющими соответствующие состояния. Экспериментальные значения  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  взяты из работ [12, 21, 22]

близкое по значению энергии к основному состоянию. Это состояние может жить довольно долго и влиять на конкуренцию между каналами  $\alpha$ -распада и спонтанного деления. Как показано на рис. 48, значения энергии указанных распадов близки к своим экспериментальным значениям.

Для ядра  $^{285}\text{Sn}$  значение  $T_{\text{sf}}$ , с учетом данных из [39], намного больше, чем вычисленное значение  $T_{\alpha} = 30$  с. Однако для ядра  $^{281}\text{Ds}$   $T_{\text{sf}} = 11,1$  с [12], что намного меньше, чем расчетное значение  $T_{\alpha} = 140$  с, соответственно,  $\alpha$ -распадная цепочка ядра  $^{293}\text{Lv}$ , скорее всего, прервется на этом ядре. Как уже упоминалось, в случае с очень малой вероятностью заселяется основное состояние  $13/2^- [716]$  ядра  $^{281}\text{Ds}$ . Ожидается, что спонтанное деление  $^{281}\text{Ds}$  будет происходить быстрее из изомерного состояния  $1/2^+ [611]$ . Относительная вероятность  $\alpha$ -распада ядра  $^{281}\text{Ds}$  будет, по оценкам, менее 8%. В ра-

боте [12] сообщается лишь о спонтанном делении ядра  $^{281}\text{Ds}$ . Возможно, что  $\alpha$ -распад ядра  $^{281}\text{Ds}$ , который наблюдался в работе [21], связан с распадом из основного состояния. Последнее заселялось с малой вероятностью в некоторых  $\alpha$ -распадных цепочках  $^{289}\text{Fl}$ . Основным каналом распада ядер  $^{277}\text{Hs}$ ,  $^{273}\text{Sg}$  и  $^{261}\text{Rf}$  является спонтанное деление. В этих ядрах одноквaziчастичные состояния  $9/2^+$  и  $3/2^-$  близки по значениям энергии и спонтанное деление может происходить из обоих состояний, но с разными значениями  $T_{sf}$ .

Вычисленные двухквaziчастичные спектры ядер в  $\alpha$ -распадных цепочках элементов  $^{286,288}\text{Fl}$  представлены на рис. 49 и 50 соответственно. Альфа-распады низколежащих изомерных состояний, если они заселены, в такие же состояния дочерних ядер невозможны, так как последние имеют достаточно высокие энергии. Поэтому заселение двухквaziчастичного изомерного состояния может привести к задержке  $\alpha$ -распада по отношению к  $\alpha$ -рас-

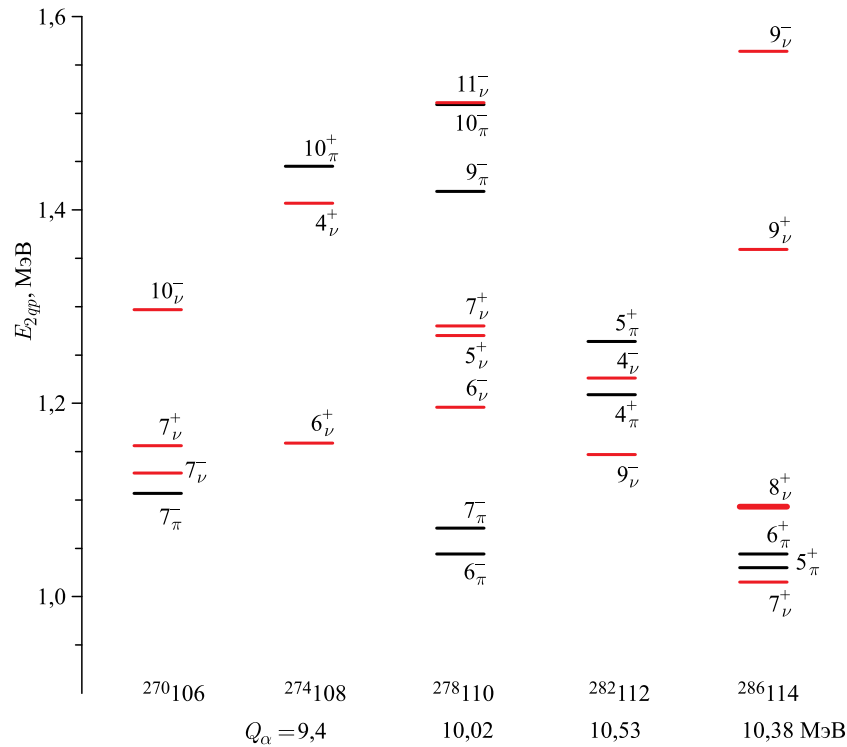


Рис. 49. Вычисленные значения энергии низколежащих двухквaziчастичных состояний в ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{286}\text{Fl}$ , а также значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распада между основными состояниями ядер. Экспериментальное значение  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 10,33$  МэВ известно только для ядра  $^{286}\text{Fl}$  [12]



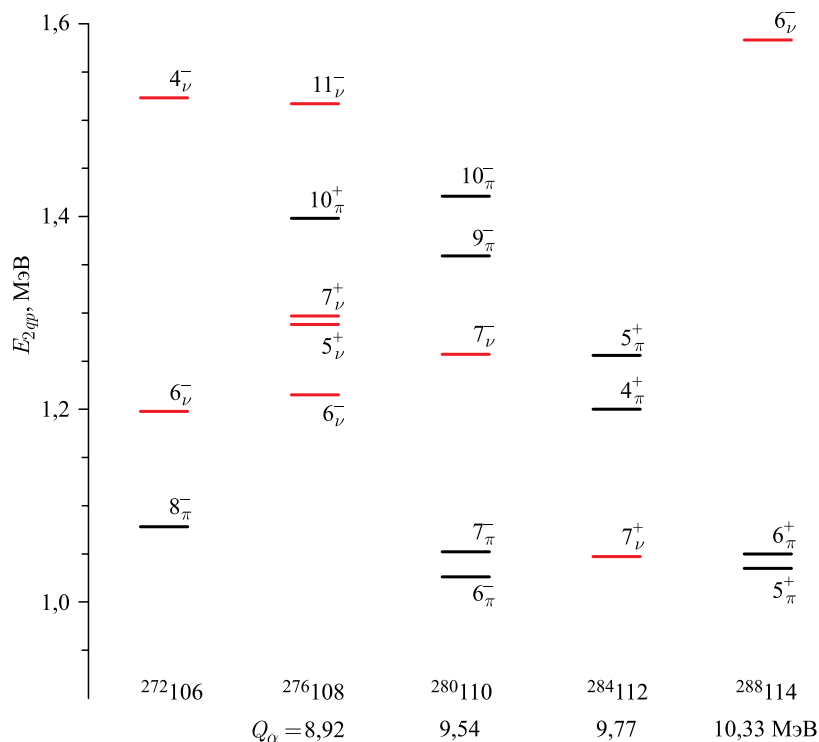


Рис. 50. То же, что и на рис. 49, но для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{288}\text{Fl}$ . Экспериментальное значение  $Q_\alpha^{\text{exp}} = 10,08$  МэВ известно только для ядра  $^{288}\text{Fl}$  [12]

паду из основного состояния. Для ядра  $^{286}\text{Fl}$  с вычисленным  $Q_\alpha$  мы имеем  $T_\alpha = 0,32$  с, что сравнимо с  $T_{\text{sf}} = 1,5$  с, полученным в [39]. Таким образом, ядро  $^{286}\text{Fl}$  может испустить  $\alpha$ -частицу либо спонтанно поделиться.

Для ядра  $^{288}\text{Fl}$  в работе [39]  $T_{\text{sf}} = 35$  мин, мы оценили  $T_\alpha = 0,43$  с. Поскольку  $T_{\text{sf}} \gg T_\alpha$ , это ядро испускает  $\alpha$ -частицу. Для ядер  $^{282,284}\text{Sn}$  расчетные значения  $T_\alpha = 30$  мс и 3,23 с намного больше, чем наблюдаемые  $T_{\text{sf}} = 0,82$  и 97 мс соответственно [12]. Поэтому  $\alpha$ -распадные цепочки заканчиваются на ядрах  $^{282,284}\text{Sn}$  из-за их спонтанного деления. Отметим, что вычисленные значения  $Q_\alpha$  на рис. 49 и 50 близки к существующим экспериментальным данным.

**7.2. Элемент 117.** В работе [155] были рассмотрены свойства ядер в  $\alpha$ -распадных цепочках элементов  $^{293,294}_{117}$ . Проведенный позже эксперимент [13, 14] продемонстрировал хорошее согласие наблюдаемых и вычисленных значений энергии  $\alpha$ -распада для большинства ядер. Альфа-распадная цепочка элемента  $^{293}_{117}$  обрывается спонтанным делением ядра  $^{281}\text{Rg}$ . Однако

в соответствии с предсказаниями работы [155] ожидается, что ядро  $^{281}\text{Rg}$  испустит  $\alpha$ -частицу. Окончание  $\alpha$ -распадной цепочки на ядре  $^{281}\text{Rg}$  может быть вызвано меньшим значением  $Q_\alpha$ , чем было предсказано, или же затрудненным  $\alpha$ -распадом из-за структурных эффектов.

Используя вычисленные значения энергии связи ядер в основном состоянии (приведенные в табл. 5), были вычислены значения  $Q_\alpha$  для  $\alpha$ -распадов между основными состояниями. Для расчетов периодов полураспада  $T_\alpha$  с вычисленными  $Q_\alpha$  и одноквaziчастичными спектрами использовались соответствующие выражения (13) и (14).

На рис. 51 приведены вычисленные одноквaziпротонные спектры и возможные  $\alpha$ -распады из основных и изомерных состояний ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{291}117$ . У изотопов ядер с  $Z \leq 111$  на 10 нейтронов больше, чем в изотопах, рассмотренных в работах [101, 102, 115]. В результате изменение деформации ядер в основном состоянии является причиной перегруппировки некоторых квазичастичных уровней.

Вычисленные значения энергии  $\alpha$ -распадов ядер  $^{287}115$ ,  $^{283}113$  и  $^{279}\text{Rg}$  находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными (не отли-

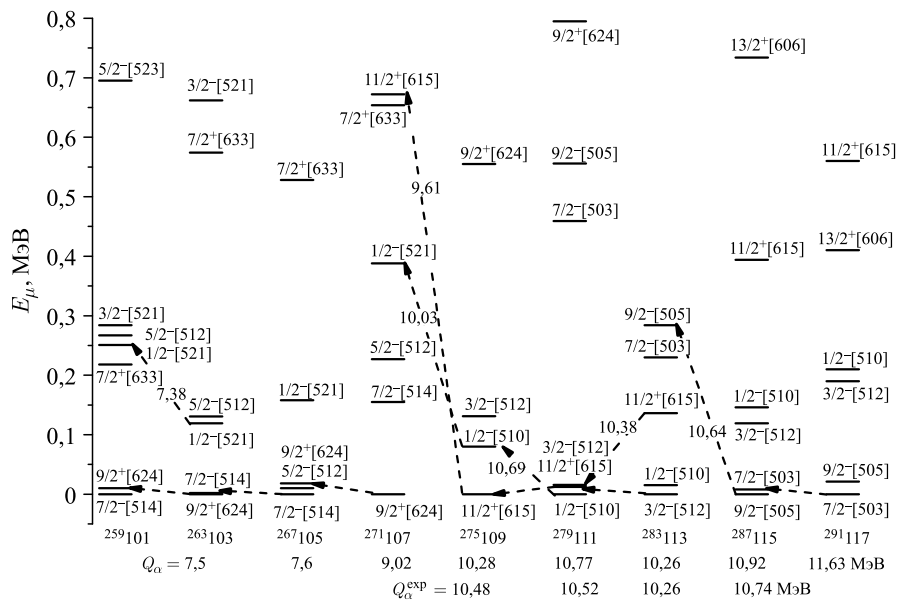


Рис. 51. Вычисленные низколежащие одноквaziпротонные состояния в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{291}117$ . Указаны вычисленные значения  $Q_\alpha$  между основными состояниями ядер. Возможные  $\alpha$ -распады обозначены стрелками. Экспериментальные значения  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  взяты из [12]

чаются больше, чем на 0,2 МэВ), полученными для  $\alpha$ -распадной цепочки ядра  $^{287}115$  [12]. Отметим, что  $\alpha$ -распад ядра  $^{271}\text{Bh}$  был пропущен в первом эксперименте. Для  $^{275}\text{Mt}$  значения  $Q_\alpha$  для  $K$ -разрешенных  $\alpha$ -переходов (рис. 51), по крайней мере, на 0,45 МэВ больше, чем значение  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  для распада между основными состояниями. Однако  $\alpha$ -распад из основного состояния на ротационные уровни, построенные на состоянии  $9/2^+[624]$  ядра  $^{271}\text{Bh}$ , не могут быть полностью исключены.

Как видно на рис. 51,  $\alpha$ -распад ядра  $^{287}115$  приводит к заселению состояния  $9/2^-[505]$ , а последующий  $\gamma$ -распад заселяет состояние  $11/2^+[615]$  или основное состояние (через состояние  $7/2^-[503]$ ). Если изомерное состояние  $11/2^+[615]$  ядра  $^{283}113$  живет дольше чем 7 мс, то может произойти  $\alpha$ -распад из изомера с  $Q_\alpha = 10,38$  МэВ. Альфа-распад ядра  $^{275}\text{Mt}$  будет затруднен, поскольку соответствующие одноквазичастичные состояния дочернего ядра расположены высоко по энергии. Периоды полураспада  $T_{\text{sf}}$  спонтанного деления соседних четно-четных ядер  $^{274}\text{Hs}$  и  $^{276}\text{Ds}$  оцениваются как 5,8 и 2,1 с соответственно [39]. Спонтанное деление ядра  $^{275}\text{Mt}$  требует времени более чем 2,1 с, а  $\alpha$ -распад протекает быстрее,  $T_\alpha < 1$  с при  $Q_\alpha = 9,61$  МэВ. Альфа-распад ядра  $^{275}\text{Mt}$  может заселить ротационное состояние  $11/2^+$  ядра  $^{271}\text{Bh}$ . В этом случае значение  $Q_\alpha$  может быть около 10,28 МэВ и  $T_\alpha > 15$  мс. Распад  $^{271}\text{Bh}$  в  $^{267}\text{Db}$  происходит за  $\sim 9,3$  с. Для  $\alpha$ -распада ядра  $^{267}\text{Db}$   $T_\alpha \approx 35$  ч, что очень долго по сравнению со временем спонтанного деления, которое занимает около 1 ч [12]. Поэтому  $\alpha$ -распадная цепочка элемента  $^{291}117$  или  $^{287}115$  завершается спонтанным делением ядра  $^{267}\text{Db}$ .

На рис. 52 представлены вычисленные одноквазипротонные спектры ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{293}117$  и отмечены возможные  $\alpha$ -распады из основных и изомерных состояний. В соответствии с нашими расчетами состояние  $1/2^-[510]$  ядра  $^{293}117$  может быть изомером. Если оно живет дольше 3 мс относительно  $\gamma$ -переходов, то становится возможным наблюдение  $\alpha$ -распада из этого состояния. Ядро  $^{289}115$  не имеет одноквазичастичных изомерных состояний и может испустить  $\alpha$ -частицу из основного состояния, заселяя состояние  $9/2^-[505]$  ядра  $^{285}113$ . В свою очередь,  $\gamma$ -переходы из состояния  $9/2^-[505]$  заселят основное и изомерное  $11/2^+[615]$  состояния. Ожидается, что время жизни изомерного состояния ядра  $^{285}113$  будет короче, чем время  $\alpha$ -распада ( $T_\alpha > 0,7$  с). Скорее всего  $\alpha$ -распад произойдет из основного состояния, заселяя состояние  $3/2^-[512]$  ядра  $^{281}\text{Rg}$ . За счет  $M1$ -перехода это ядро перейдет в основное состояние.

Альфа-распад ядра  $^{281}\text{Rg}$  может заселить изомерное состояние  $1/2^-[510]$  ядра  $^{277}\text{Mt}$ . Заселение нижайших состояний ядра  $^{277}\text{Mt}$  будет сильно затруднено, так как  $\Delta K > 4$ . Состояние  $1/2^-[510]$  имеет энергию 0,34 МэВ и более 10% примеси состояний  $1/2^-[521]$  и  $1/2^-[530]$ . Вычисленное значение  $Q_\alpha = 9,91$  МэВ  $\alpha$ -распада между основными состояниями на 0,46 МэВ

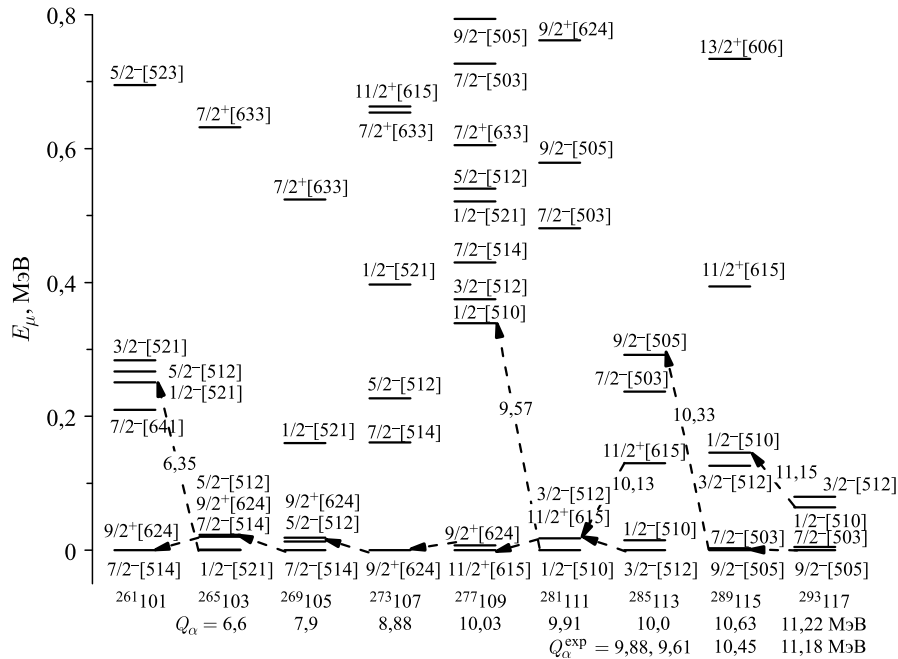


Рис. 52. То же, что и на рис. 51, но для  $\alpha$ -распада элемента  $^{293}_{117}$ . Экспериментальные значения  $Q_\alpha^{\text{exp}}$  взяты из [13, 14]

меньше, чем в работе [155]. Учитывая внутренние структуры состояний, можно оценить период полураспада  $T_\alpha = 8,1$  с для ядра  $^{281}\text{Rg}$ . Если бы состояние  $1/2^- [510]$  ядра  $^{277}\text{Mt}$  было на 0,25 МэВ выше по значению энергии, то  $T_\alpha = 44$  с. Экспериментальное значение периода полураспада  $T_{\text{sf}} = 26$  с [13, 14]. Периоды полураспада  $T_{\text{sf}}$  составляют около 4 и 11 с для соседних ядер  $^{283}\text{Sn}$  и  $^{281}\text{Ds}$  соответственно. Спины основного состояния этих ядер ( $N = 171$ ) равны  $1/2$ , как и в случае ядра  $^{281}\text{Rg}$  ( $N = 170$ ). С учетом погрешностей оценки  $T_\alpha$  и  $T_{\text{sf}}$  для ядра  $^{281}\text{Rg}$  сопоставимы, и обрывание  $\alpha$ -распадной цепочки на этом ядре кажется вполне возможным.

Для ядра  $^{282}\text{Rg}$  ожидается  $T_\alpha \approx 25$  с ( $Q_\alpha = 9,345$  МэВ [145]) и  $T_{\text{sf}} \approx 110$  с, что почти в 27 и 10 раз больше, чем  $T_{\text{sf}}$  для соседних четно-нечетных ядер  $^{283}\text{Sn}$  и  $^{281}\text{Ds}$  соответственно. Таким образом, ядро  $^{282}\text{Rg}$  подвержено  $\alpha$ -распаду. Такой же вывод сделан в работах [13, 14].

Используя значения энергии связи, энергии отделения нейтрона, оболочечной поправки, рассчитанные с помощью модифицированной TCSM [145], и модель ДЯС [58–61, 65, 150–152, 156], мы вычислили сечения испарительных остатков в максимумах функций возбуждения:  $\sigma_{3n} = 1,5$  пб,  $\sigma_{4n} = 0,2$  пб

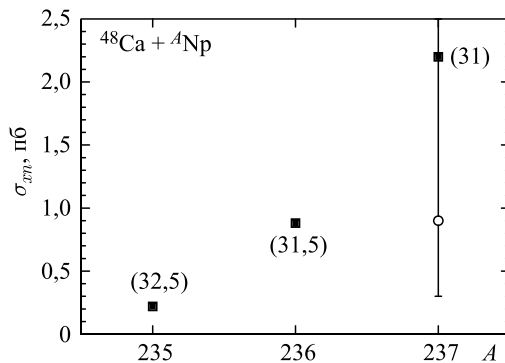


Рис. 53. Рассчитанные значения максимального сечения образования испарительного остатка в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Np}$  в зависимости от  $A$ . В скобках даны значения энергии возбуждения соответствующих составных ядер. Экспериментальное значение  $\sigma_{3n}$  взято из [11]

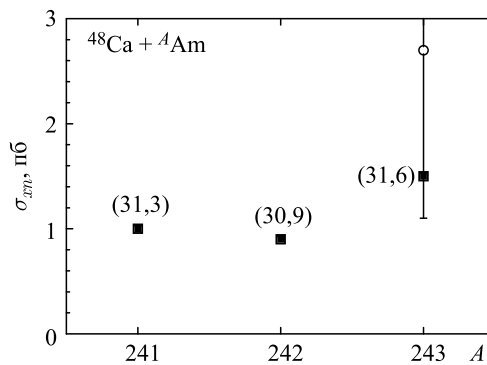


Рис. 54. То же, что и на рис. 53, но для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Am}$ . Экспериментальное значение  $\sigma_{3n}$  взято из [12]

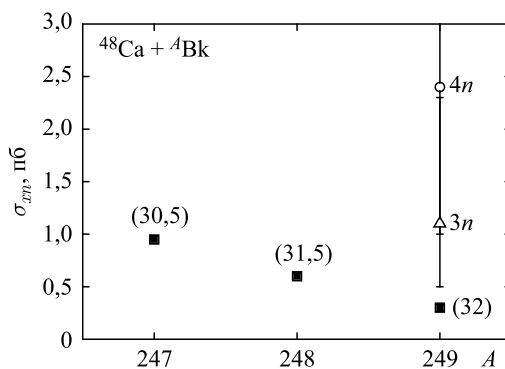


Рис. 55. То же, что и на рис. 53, но для реакции  $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Bk}$ . Экспериментальные значения  $\sigma_{3n,4n}$  взяты из [15]

и  $\sigma_{3n} = 0,3$  пб,  $\sigma_{4n} = 0,05$  пб для реакций  $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$  и  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$  соответственно. Зависимости сечений испарительных остатков от массового числа  $A$  ядра-мишени в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Np}$ ,  $^A\text{Am}$ ,  $^A\text{Bk}$  показаны на рис. 53–55. Достаточно хорошее согласие между вычисленными результатами и экспериментальными данными [9, 11, 12, 15] дополнительно подтверждает достоверность наших расчетов.

**7.3. Элемент 120.** Выше были приведены результаты расчетов для нечетных по  $Z$  ядер. Здесь же мы рассмотрим изотопы сверхтяжелых ядер с четными  $Z$ , которые могут быть получены в реакциях полного слияния с доступными мишенями и снарядами.

На рис. 56 и 57 представлены рассчитанные значения энергии двухквaziчастичных состояний для ядер  $\alpha$ -распадных цепочек элементов  $^{296,298}\text{120}$ . В то время как у ядер с  $Z \leq 118$  нижайшие двухквaziпротонные состояния

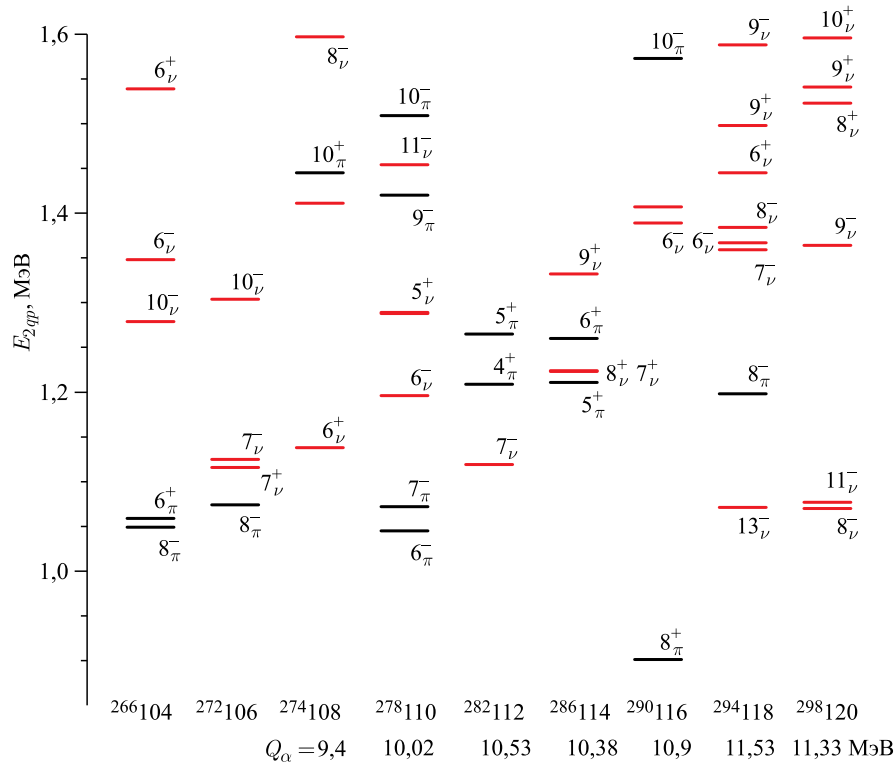


Рис. 56. Вычисленные значения энергии низколежащих двухквaziпротонных ( $\pi$ ) и двухквaziнейтронных ( $\nu$ ) состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{298}\text{120}$ . Указаны рассчитанные значения  $K$  и четности ядер,  $Q_\alpha$   $\alpha$ -распада между основными состояниями ядер

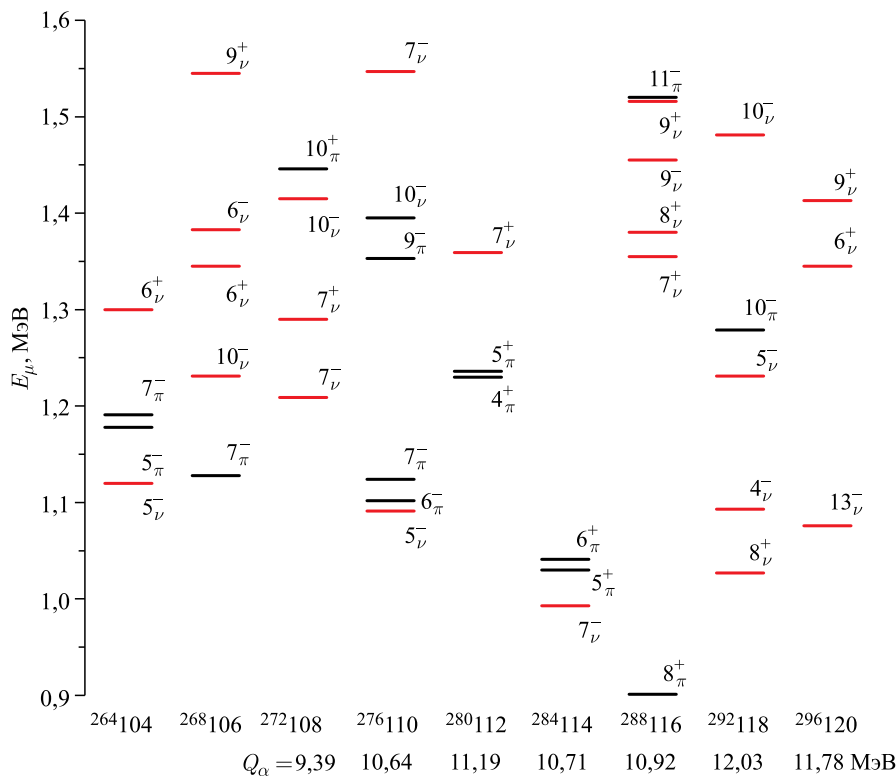


Рис. 57. То же, что и на рис. 56, но для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{296}_{120}$

имеют значения энергии меньше 1,2 МэВ, в ядрах  $^{296,298}_{120}$  они находятся на уровне 1,9 МэВ. Это соответствует большой щели в одночастичном протонном спектре. Таким образом, оболочечные эффекты становятся сильнее для ядер с  $Z > 114$ . Альфа-распадная цепочка, начинающаяся с элемента  $^{298}_{120}$ , вероятнее всего, закончится спонтанным делением ядра  $^{282}_{112}\text{Cn}$  [12], а цепочка, начинающаяся с элемента  $^{296}_{120}$ , — спонтанным делением  $^{284}_{112}\text{Fl}$ . Действительно,  $^{284}_{112}\text{Fl}$ , по оценкам, распадается посредством спонтанного деления за 0,012 с [39], в то время как для  $\alpha$ -распада данного ядра ожидается более длительный период полураспада — 0,045 с.

Мы проанализировали двухквaziчастичные изомерные состояния, которые получаются в наших расчетах. Состояния  $8^-_{\nu}\{15/2^-[707] \otimes 1/2^+[600]\}$  и  $11^-_{\nu}\{15/2^-[707] \otimes 7/2^+[604]\}$  ядра  $^{298}_{120}$ ,  $13^-_{\nu}\{11/2^+[606] \otimes 15/2^-[707]\}$  ядра  $^{294}_{118}$  и  $8^+_{\pi}\{7/2^-[503] \otimes 9/2^-[505]\}$  ядра  $^{290}_{120}\text{Lv}$  (см. рис. 56) могут трактоваться как изомеры. Если ядра в них будут жить достаточно долго ( $> 0,05$  с) по отношению к  $\gamma$ -распаду, то можно ожидать  $\alpha$ -распады из этих состояний.

Эти распады будут отличаться по периоду полураспада  $T_\alpha$  и энергии  $Q_\alpha$  от  $\alpha$ -распадов между основными состояниями ядер. Спонтанное деление из этих изомерных состояний, скорее всего, будет затруднено по сравнению со спонтанным делением из основного состояния. Нижайшими двухквaziчастичными изомерными состояниями для ядер  $^{296}120$ ,  $^{292}118$ ,  $^{288}Lv$  и  $^{284}Fl$  ожидаются  $13^-_{\nu}\{11/2^+[606] \otimes 15/2^-[707]\}$ ,  $8^+_{\nu}\{5/2^+[602] \otimes 11/2^+[6076]\}$ ,  $8^-_{\pi}\{7/2^-[503] \otimes 9/2^-[505]\}$  и  $7^-_{\nu}\{1/2^+[611] \otimes 13/2^-[716]\}$  соответственно (см. рис. 57).

Поскольку спонтанное деление нечетных ядер затруднено, ожидается, что  $\alpha$ -распадные цепочки элементов  $^{295,297,299}120$  будут длинными, оканчивающимися, по крайней мере, на ядре Rf [12]. На рис. 58–60 представлены вычисленные одноквaziчастичные спектры ядер  $\alpha$ -распадных цепочек элементов  $^{295,297,299}120$ . Также указаны возможные  $\alpha$ -распады. Как видно на рис. 60,  $\alpha$ -распад ядра  $^{291}Lv$  затруднен, так как соответствующие уровни в дочернем ядре расположены высоко по энергии.

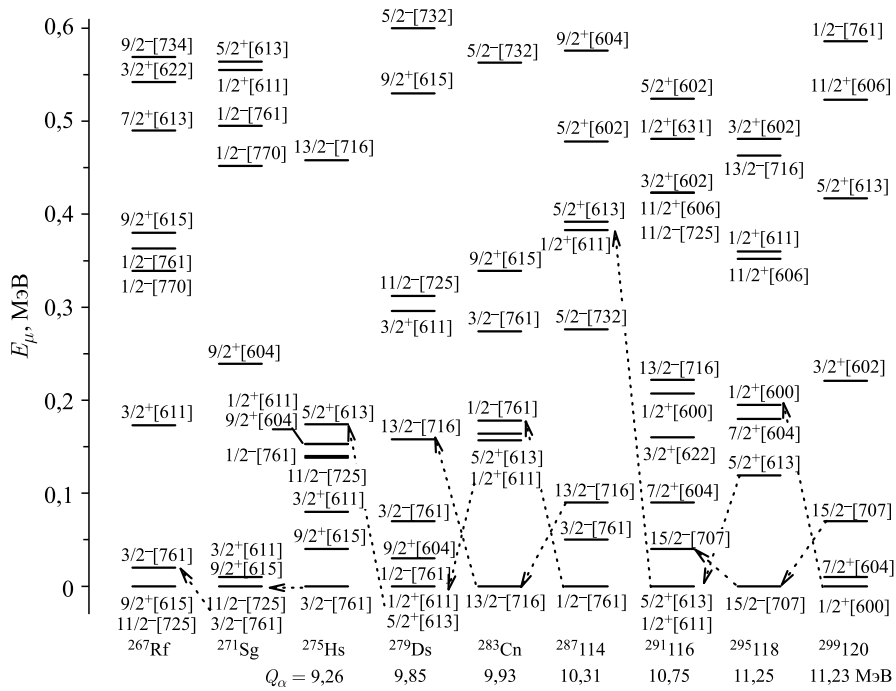


Рис. 58. Вычисленные значения энергии низколежащих одноквaziнейтронных состояний в указанных ядрах  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{299}120$ . Для состояний указаны нильssonовские асимптотические квантовые числа и рассчитанные значения  $Q_\alpha$   $\alpha$ -распада между основными состояниями ядер. Возможные  $\alpha$ -распады обозначены стрелками



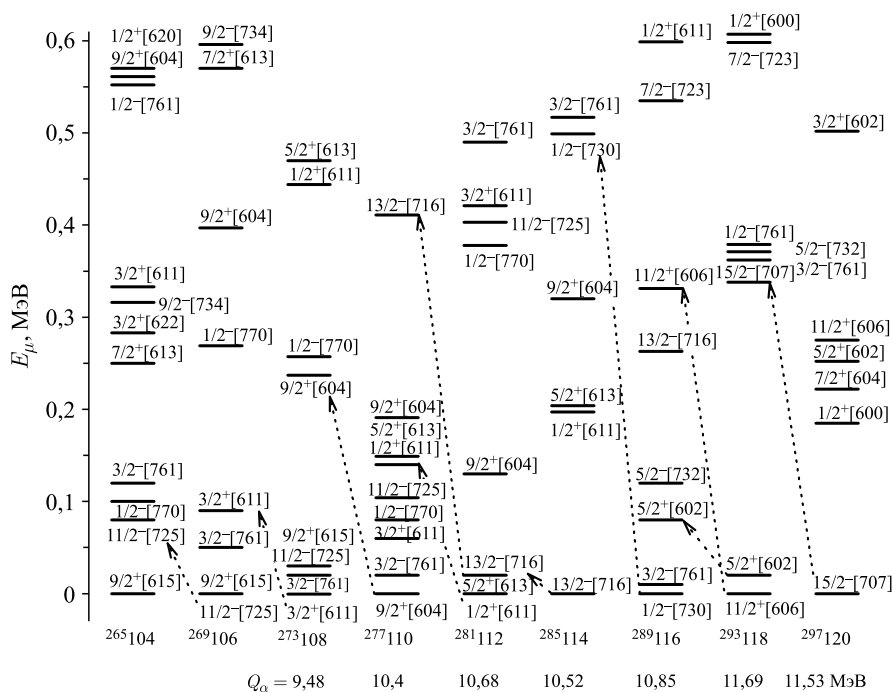


Рис. 59. То же, что и на рис. 58, но для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{297}_{120}$

Поскольку на рис. 58–60 ядра с  $Z > 108$  слабо деформированы, квази-частичные состояния располагаются довольно плотно около основного состояния, что способствует появлению изомерных состояний. Эти изомерные состояния могут заселяться посредством  $\alpha$ -распада. Если изомеры живут достаточно долго относительно времени  $\gamma$ -распада, то из них возможно наблюдение  $\alpha$ -распада. Как следует из расчетов, для ядер  $^{295,297,299}_{120}$  и  $^{295}_{118}$   $T_{\alpha}$   $\alpha$ -распада изомерного состояния больше, чем  $T_{\alpha}$   $\alpha$ -распада основного состояния.

Используя модель ДЯС и наши предсказания ядерных свойств (см. табл. 5), мы рассчитали сечения образования испарительных остатков в реакциях  $^{48}\text{Ca} + ^A\text{Cf}$ ,  $^{50}\text{Ti} + ^A\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^A\text{Cm}$  (рис. 61–63). Как и в работе [65], изотопическая зависимость  $\sigma_{xn}$  в рассматриваемом узком интервале массовых чисел  $A$  довольно слабая. Действительно, значения  $\sigma_{xn}$  почти одинаковые, когда в качестве мишеней используются  $^{246}\text{Cm}$  ( $Q = -208,07$  МэВ) и  $^{248}\text{Cm}$ . Можно сделать вывод, что существует определенный узкий интервал массовых чисел ядра-мишени, где произведение  $P_{\text{CN}}W_{xn}$  изменяется слабо [65].

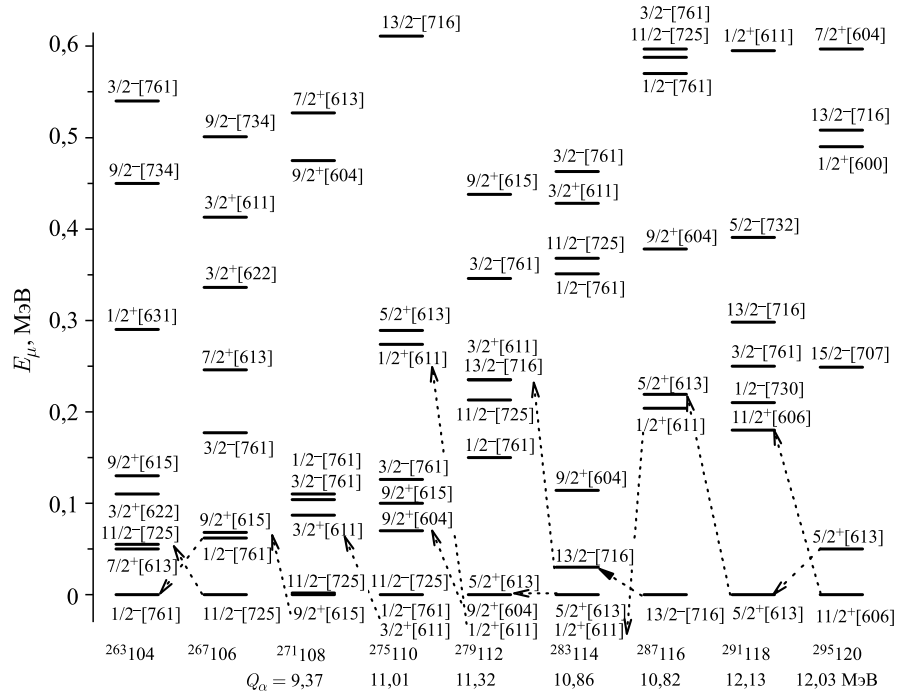


Рис. 60. То же, что и на рис. 58, но для ядер  $\alpha$ -распадной цепочки элемента  $^{295}_{120}$

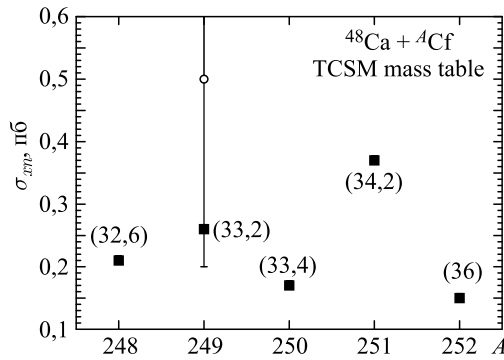


Рис. 61. Рассчитанные значения максимального сечения образования испарительного остатка в реакциях  $^{48}\text{Ca} + {}^A\text{Cf}$  в зависимости от  $A$ . В скобках даны значения энергии возбуждения соответствующих составных ядер. Экспериментальное значение  $\sigma_{3n}$  взято из [9]

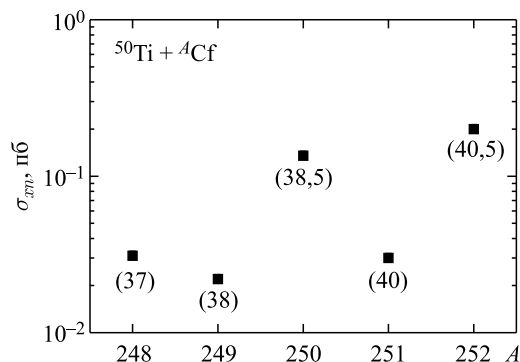


Рис. 62. То же что и на рис. 61, но для реакций  $^{50}\text{Ti} + {}^A\text{Cf}$ . В вычислениях использованы дефекты масс основного состояния  $M_{\text{th}} = 211,8, 213,05, 213,76, 215,15$  и  $216,05$  МэВ для ядер  $^{298}120, ^{299}120, ^{300}120, ^{301}120$  и  $^{302}120$  соответственно

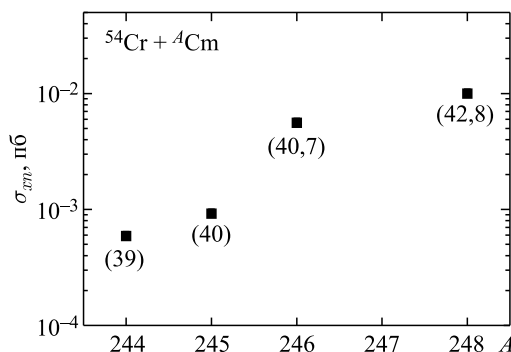


Рис. 63. То же, что и на рис. 61, но для реакций  $^{54}\text{Cr} + {}^A\text{Cm}$

**Выводы.** Рассчитанные значения  $Q_\alpha$  находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями  $Q_\alpha^{\text{exp}}$ . На основе полученных одноквази-частичных спектров и энергии  $\alpha$ -распадов можно определить ядро, на котором, вероятно, обрывается  $\alpha$ -распадная цепочка. Хотя найденные значения  $T_\alpha$  оказались достаточно большими для  $\alpha$ -распадов из одноквази-частичных изомерных состояний ядер  $^{287}\text{Fl}, ^{283}\text{Cn}$  и  $^{281}\text{Ds}$ , нельзя исключить возможность таких распадов. Показано, что  $\alpha$ -распад ядра  $^{281}\text{Ds}$  может наблюдаться лишь из основного состояния, которое заселяется с малой вероятностью в  $\alpha$ -распадных цепочках элемента  $^{289}\text{Fl}$ . Минимум  $Q_\alpha$  для ядра  $^{286}\text{Fl}$  указывает на существование нейтронной подоболочки при  $N = 172$ . В других  $\alpha$ -распадных цепочках не наблюдаются минимумы по  $Q_\alpha$  при  $Z = 114$ , что, вероятнее всего, указывает на более сильный оболочечный эффект при  $Z \geq 120$  в наших расчетах. Последнее находится в согласии с тем, что предсказывают самосогласованные микроскопические расчеты [157].

Используя вычисленные одноквазипротонные спектры и энергию  $\alpha$ -распадов, можно объяснить, почему  $\alpha$ -распадные цепочки элементов  $^{291}_{117}$  или  $^{287}_{115}$  оканчиваются спонтанным делением  $^{267}_{115}\text{Db}$ . Показано, что в  $\alpha$ -распадной цепочке элемента  $^{293}_{117}$   $\alpha$ -распаду  $^{281}_{117}\text{Rg}$  препятствуют структурные эффекты и ядро  $^{281}_{117}\text{Rg}$  делится спонтанно. В дополнение нами были предсказаны изомерные состояния сверхтяжелых ядер с нечетными  $Z$ .

Сильные оболочечные эффекты хорошо видны в ядрах с  $Z = 120-126$ . Полученные свойства сверхтяжелых ядер ясно показывают, что следующее магическое ядро после  $^{208}_{82}\text{Pb}$ , вероятно, будет при  $Z \geq 120$ . Но необходимо подчеркнуть, что этот вывод зависит от используемой модели. Из наших расчетов следует, что у ядер с  $Z = 120$  и  $N = 178-182$  значение  $Q_\alpha$  будет порядка 11,3 МэВ и время жизни более чем 90 мс.

## 8. ПЛОТНОСТЬ ЯДЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ

Рассмотрим внутренние плотности уровней сверхтяжелых ядер из  $\alpha$ -распадных цепочек элементов  $^{296,298,300}_{120}$  с использованием одночастичных спектров модифицированной TCSM. Изучим роль оболочечных эффектов и эффектов спаривания в поведении плотности уровней, а также их затухание с увеличением энергии возбуждения.

**8.1. Вычисление внутренней плотности уровней.** Для вычисления ядерной одночастичной плотности уровней можно использовать полумикроскопический подход [158, 159] или статистические выражения, полученные в работах [160, 161]. Используя метод седловой точки, внутреннюю плотность уровней  $\rho(U)$  возбужденного ядра, содержащего  $Z$  протонов и  $N$  нейтронов, можно записать в виде

$$\rho = \frac{\exp[S(\beta_0, \lambda_Z, \lambda_N)]}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{D}}, \quad (17)$$

где  $U$  — энергия возбуждения ядра;  $S$  — энтропия;  $\beta_0 = T^{-1}$  — величина, обратная термодинамической температуре;  $\lambda_Z$  и  $\lambda_N$  — химические потенциалы для протонов и нейтронов соответственно;  $D$  — детерминант матрицы, содержащей вторые производные энтропии

$$D = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 S}{\partial \beta_0^2} & \frac{\partial^2 S}{\partial \beta_0 \partial \mu_Z} & \frac{\partial^2 S}{\partial \beta_0 \partial \mu_N} \\ \frac{\partial^2 S}{\partial \beta_0 \partial \mu_Z} & \frac{\partial^2 S}{\partial \mu_Z^2} & 0 \\ \frac{\partial^2 S}{\partial \beta_0 \partial \mu_N} & 0 & \frac{\partial^2 S}{\partial \mu_N^2} \end{vmatrix} \quad (18)$$

с  $\mu_k = \beta_0 \lambda_k$  ( $k = N, Z$ ).

В модели сверхтекучего ядра [160, 161] энтропия  $S$  выражается как

$$S = 2 \sum_{k=Z,N} \sum_{\nu} \left\{ \ln [1 + \exp(-\beta_0 E_{k\nu})] + \frac{\beta_0 E_{k\nu}}{1 + \exp(\beta_0 E_{k\nu})} \right\}, \quad (19)$$

где протонные  $k = Z$  и нейтронные  $k = N$  квазичастичные энергии  $E_{k\nu} = \sqrt{(\varepsilon_{k\nu} - \lambda_k)^2 + \Delta_k^2}$  вычислялись с использованием одночастичных уровней ТСМ. Энергия Ферми  $\lambda_k$  ( $k = Z, N$ ) и корреляционные функции  $\Delta_k$  ( $k = N, Z$ ) вычислялись при условии термодинамического равновесия ядра. При заданной температуре  $T$  значения  $\lambda_k$  и  $\Delta_k$  находились решением системы уравнений

$$\begin{aligned} Z &= \sum_{\nu} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{Z\nu} - \lambda_Z}{E_{Z\nu}} \tanh \left[ \frac{1}{2} \beta_0 E_{Z\nu} \right] \right), \\ N &= \sum_{\nu} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{N\nu} - \lambda_N}{E_{N\nu}} \tanh \left[ \frac{1}{2} \beta_0 E_{N\nu} \right] \right), \\ \frac{2}{G_Z} &= \sum_{\nu} \frac{\tanh [\beta_0 E_{Z\nu}/2]}{E_{Z\nu}}, \\ \frac{2}{G_N} &= \sum_{\nu} \frac{\tanh [\beta_0 E_{N\nu}/2]}{E_{N\nu}}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $G_Z$  и  $G_N$  — константы парного взаимодействия. В (20) суммирование производится по одночастичным уровням.

Полная энергия  $E_{Z,N}$  и энергия возбуждения  $U$  ядра при температуре  $T$  вычислялись следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{Z,N}(T) &= \sum_{k=Z,N} \left\{ \sum_{\nu} \varepsilon_{k\nu} \left( 1 - \frac{\varepsilon_{k\nu} - \lambda_k}{E_{k\nu}} \tanh \frac{1}{2} \beta_0 E_{k\nu} \right) - \frac{\Delta_k^2}{G_k} \right\}, \\ U &= E_{Z,N}(T) - E_{Z,N}(0). \end{aligned} \quad (21)$$

В наших вычислениях были использованы 88 протонных уровней и 121 нейтронный уровень. Для рассмотренных сверхтяжелых элементов число заполненных уровней изменялось от 50 до 65 и от 78 до 95 для протонов и нейтронов соответственно. Значения параметров  $G_Z$  и  $G_N$ , связанные с числом использованных уровней в (20) и (21), подбирались таким образом, чтобы вычисленные значения энергии спаривания

$$\begin{aligned} P_N(Z, N) &= \frac{1}{2} \{ 2E_{Z,N-1}(0) - E_{Z,N}(0) - E_{Z,N-2}(0) \}, \\ P_Z(Z, N) &= \frac{1}{2} \{ 2E_{Z-1,N}(0) - E_{Z,N}(0) - E_{Z-2,N}(0) \} \end{aligned} \quad (22)$$

равнялись их экспериментальным значениям для известных ядер. При вычислении полной энергии нечетных ядер был учтен эффект блокировки [92]. Эффект блокировки учитывает влияние неспаренной частицы на свойства ядра. Если на каком-либо дважды вырожденном уровне среднего поля находится один нуклон, то этот уровень исключается из рассмотрения в гамилтониане, поскольку заполнение уровней проводится парами нуклонов.

Подобранные значения  $G_N$  и  $G_Z$  отличаются от тех, что использовались ранее в наших расчетах по TCSM, потому что в (20) используется большее число одночастичных состояний. Для рассмотренного числа протонных и нейтронных одночастичных уровней можно предложить следующую параметризацию констант спаривания  $G_{\frac{N}{Z}} \approx \left( (19,5 \mp 7,5) \frac{N-Z}{A} \right) A^{-1}$  МэВ для нейтронов (верхний знак) и протонов (нижний знак), в результате чего  $G_N A \approx 17$  МэВ и  $G_Z A \approx 22$  МэВ. Вычисленные значения энергетических щелей  $\Delta_Z$  и  $\Delta_N$  находятся в хорошем согласии со значениями  $\Delta_Z^{\text{TCSM}}$  и  $\Delta_N^{\text{TCSM}}$ , полученными из наших предыдущих расчетов (табл. 6). Поэтому для сверхтяжелых элементов с неизвестными значениями энергии спаривания значения  $G_N$  и  $G_Z$  были выбраны таким образом, чтобы воспроизвести значения энергетических щелей, полученных в предыдущих расчетах по TCSM [147].

Таблица 6. Сравнение значений энергетических щелей  $\Delta_N$  и  $\Delta_Z$ , вычисленных с помощью (20) при  $T = 0$ , со значениями, полученными в TCSM

A	Z	$\Delta_N$ , МэВ	$\Delta_N^{\text{TCSM}}$ , МэВ	$\Delta_Z$ , МэВ	$\Delta_Z^{\text{TCSM}}$ , МэВ
162	66	1,031	1,030	1,014	1,010
166	68	1,037	1,040	0,970	1,060
228	88	0,950	0,951	1,033	1,036
190	76	0,960	0,960	0,883	0,880
196	78	0,902	0,900	0,860	0,860
200	80	0,839	0,840	0,698	0,700
228	90	1,007	1,006	1,111	1,100
230	90	1,045	1,050	1,151	1,150

Энергетические щели, полученные из (20), являются убывающими функциями от температуры. При  $T > T_{\text{cr}}$  эффекты сверхтекучести в ядрах исчезают и  $\Delta_k = 0$  ( $k = Z, N$ ). В этом случае все термодинамические характеристики являются теми же, что и для системы невзаимодействующих частиц [162]. В рассматриваемой области ядер критические температуры  $T_{\text{cr},N}$  и  $T_{\text{cr},Z}$  для нейтронной и протонной подсистем изменяются от 0,23 до 0,37 МэВ, что соответствует энергии возбуждения  $U \approx 3-7$  МэВ.

**8.2. Сравнение рассчитанных и экспериментальных плотностей уровней.** Плотность уровней, полученная при помощи (17)–(21), представляет

плотность  $\rho(U)$  внутренних состояний. Для сравнения рассчитанных плотностей уровней с экспериментальными данными необходимо принять во внимание увеличение плотности уровней из-за существования коллективных вращательных и колебательных состояний. В адиабатическом приближении полная плотность уровней выражается следующим образом:

$$\rho_{\text{tot}}(U) = K_{\text{vib}}(U)K_{\text{rot}}(U)\rho(U), \quad (23)$$

где вращательный

$$K_{\text{rot}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер,} \\ \mathfrak{S}_{\perp} T & \text{для деформированных ядер} \end{cases} \quad (24)$$

и колебательный

$$K_{\text{vib}} = \exp [0,0555A^{2/3}T^{4/3}] \quad (25)$$

факторы усиления рассчитывались так же, как и в [163]. В (24)  $\mathfrak{S}_{\perp} = \mathfrak{S}_{rb}$  — твердотельный момент инерции относительно оси, перпендикулярной оси симметрии. Момент инерции рассчитывался с учетом квадрупольного  $\beta_{02}$  и гексадекапольного  $\beta_{04}$  параметров деформации, полученных в TCSM. Как известно, феноменологические коллективные факторы усиления приводят к плотностям уровней, которые похожи на те, что получены при использовании комбинаторного метода, учитывающего все возможные уровни [164].

Измеренная плотность уровней  $\rho_m$  связана с полной плотностью уровней как

$$\rho_m \approx \frac{\rho_{\text{tot}}}{\sqrt{2\pi\sigma^2}}, \quad (26)$$

где параметр обрезания спина  $\sigma^2 = (0,4mR^2T)/\hbar^2$  оценивается так же, как и в работе [163]. Здесь  $m$  — масса нуклона и  $R = 1,2A^{1/3}$  фм.

На рис. 64 представлены плотности уровней  $\rho_m(U)$  для сильно деформированных ядер  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{166}\text{Er}$  вместе с экспериментальными данными [165]. Для  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{246}\text{Cm}$  параметры плотности уровней, извлеченные

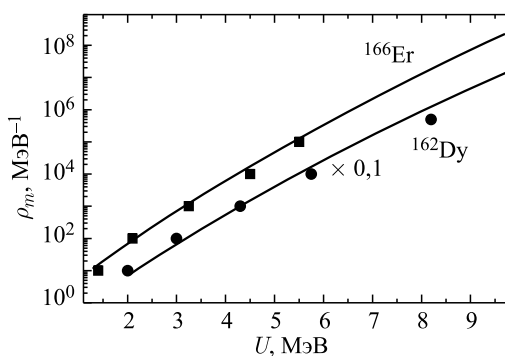


Рис. 64. Вычисленные плотности уровней  $\rho_m$  в ядрах  $^{162}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Er}$  как функции энергии возбуждения (линии) сравниваются с экспериментальными данными (символы) из [165]. Для ядра  $^{162}\text{Dy}$  экспериментальные и теоретические результаты умножены на фактор 0,1

из измеренных плотностей уровней [163], имеют следующие значения: 17,38, 19,58, 19,0 и 19,64 МэВ<sup>-1</sup> соответственно. В наших расчетах мы получили 16,9, 20,76, 21,1 и 20,26 МэВ<sup>-1</sup> соответственно. Видно хорошее согласие с экспериментальными данными, что дает уверенность в правильности предсказаний  $\rho(U)$  для сверхтяжелых элементов.

**8.3. Внутренняя плотность уровней в сверхтяжелых ядрах.** Внутренняя плотность ядра сильно зависит от ее оболочечной структуры. Для магических или «почти магических» ядер плотность уровней меньше, чем для других ядер при тех же значениях энергии возбуждения. В ядрах с заполненными оболочками этот эффект связан с большой разницей значений энергии между основным и нижайшими возбужденными состояниями. Таким образом, неравномерность одночастичного спектра отвечает за оболочечные поправки и особенности внутренней плотности уровней.

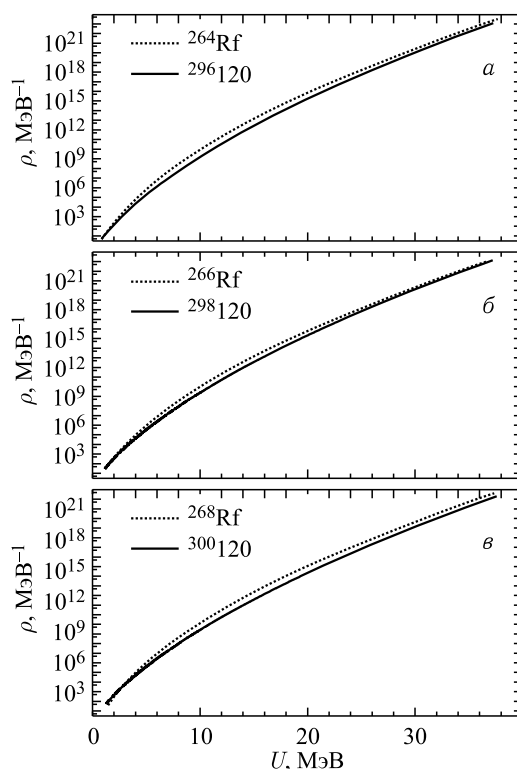


Рис. 65. Вычисленные внутренние плотности уровней ядер  $^{264}\text{Rf}$  и  $^{296}_{120}$  (а),  $^{266}\text{Rf}$  и  $^{298}_{120}$  (б),  $^{268}\text{Rf}$  и  $^{300}_{120}$  (в) как функции энергии возбуждения. Результаты для изотопов Rf и ядер с  $Z = 120$  представлены пунктирными и сплошными линиями соответственно



Вычисленные внутренние плотности уровней представлены на рис. 65 для некоторых ядер  $\alpha$ -распадных цепочек элементов  $^{296,298,300}_{120}$ . Сплошные линии соответствуют изотопам  $^{296,298,300}_{120}$  и иллюстрируют поведение плотности уровней в ядрах с довольно сильной оболочечной поправкой, пунктирные линии — для изотопов  $^{264,266,268}_{104}\text{Rf}$ , где значения энергии оболочечной поправки небольшие. Как видно, при небольших значениях энергии возбуждения, порядка 10–30 МэВ, плотности уровней в изотопах с  $Z = 120$  меньше на один порядок, чем в изотопах  $Z = 104$  из-за меньшей плотности одночастичных состояний около поверхности Ферми. При малых значениях энергии возбуждения  $U < 10$  МэВ эффекты спаривания проявляются сильнее в ядрах с более слабыми оболочечными эффектами. Поэтому плотности уровней с сильными и слабыми оболочечными эффектами становятся сравнимыми, что и видно на рис. 65. При более высоких значениях энергии возбуждения оболочечные эффекты ослабевают и плотности уровней всех сверхтяжелых элементов становятся одинаковыми.

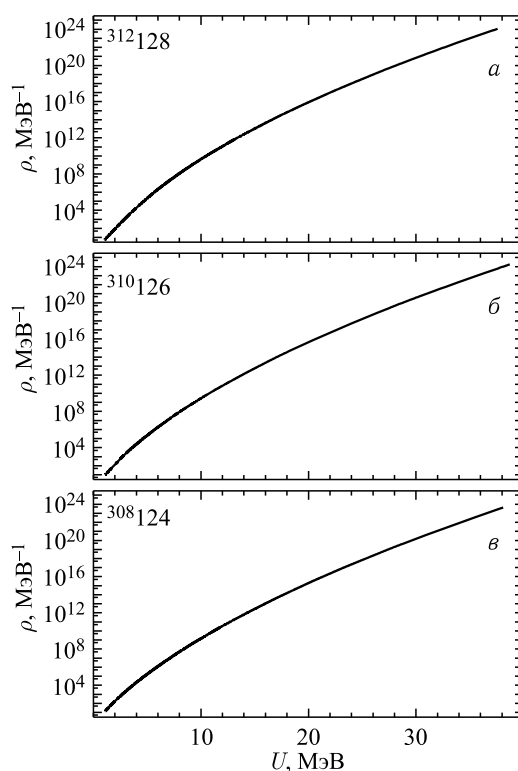


Рис. 66. То же, что и на рис. 65, но для изотопов с  $N = 184$ :  $^{312}_{128}$  (а),  $^{310}_{126}$  (б),  $^{308}_{124}$  (в)

Похожие эффекты, как для изотопов ядер с  $Z = 120$ , найдены для изотопов с  $N = 184$  (рис. 66). Наши вычисления указывают на существование замкнутой нейтронной оболочки  $N = 184$ , что согласуется со всеми предыдущими расчетами в рамках различных моделей.

**8.4. Параметр плотности уровней.** Используя связь между энергией возбуждения  $U$  и энтропией  $S$ ,

$$a = S^2/(4U), \quad (27)$$

можно вычислить параметр плотности уровней  $a$ . На рис. 67 представлены параметры плотности уровней  $a$  для ядер  $^{264,266,268}\text{Rf}$  и  $^{296,298,300}\text{120}$ . Для всех ядер  $a(U)$  плавно переходит к своему асимптотическому значению с возрастанием  $U$  [166–168]. Рост  $a$  быстрее для изотопов Rf, имеющих меньшие оболочечные поправки.

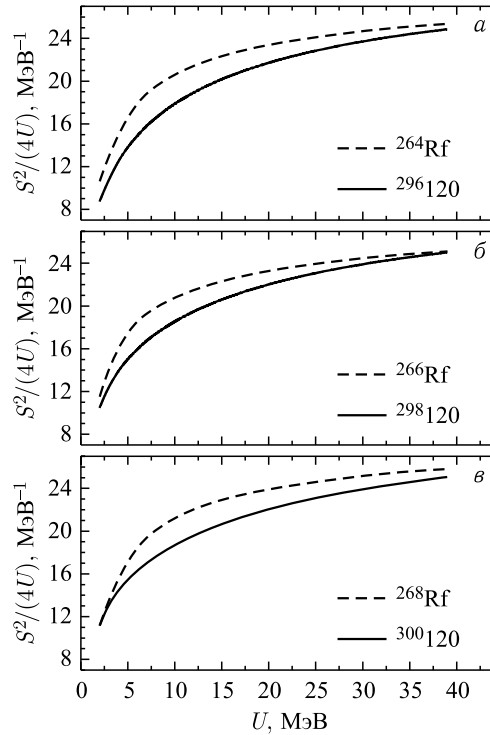


Рис. 67. Параметры плотности уровней  $a = S^2/(4U)$ , вычисленные при помощи (20) и (21), как функции  $U$  для ядер  $^{264}\text{Rf}$  и  $^{296}\text{120}$  (а),  $^{266}\text{Rf}$  и  $^{298}\text{120}$  (б),  $^{268}\text{Rf}$  и  $^{300}\text{120}$  (в). Результаты представлены для изотопов Rf и ядер с  $Z = 120$  штриховой и сплошной линиями соответственно

Число ядерных уровней и, соответственно, асимптотическое значение  $a$  обычно увеличивается с ростом массового числа  $A$  ядра. Однако при  $U = 39$  МэВ  $a(^{266}\text{Rf})$  немного меньше, чем  $a(^{264}\text{Rf})$ , потому что в ядре  $^{266}\text{Rf}$  заполнена нейтронная оболочка  $N = 162$ . Таким образом, оболочечная структура слегка изменяет глобальную зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения и массового числа ядра.

Нами было найдено, что наилучшее согласие между внутренними плотностями уровней, вычисленными в рамках сверхтекущей модели и модели ферми-газа, где

$$\rho_{\text{FG}}(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12a^{1/4}U^{5/4}} \exp 2\sqrt{aU}, \quad (28)$$

достигается, если в (28) использовать параметр плотности уровней (27), а  $S$  и  $U$  вычислять с помощью (19) и (21) соответственно. Отметим, что при использовании уравнений (17)–(21) не нужно делать сдвиг по энергии возбуждения, как в феноменологическом подходе. Плотности уровней  $\rho(U)$  и  $\rho_{\text{FG}}(U)$  для ядер  $^{264}\text{Rf}$  и  $^{308}_{124}$ , вычисленные с помощью (17)–(21) и (28) соответственно, представлены на рис. 68, *а, б*. На графиках видно хорошее согласие между этими двумя вычислениями. Таким образом, модель ферми-газа с па-

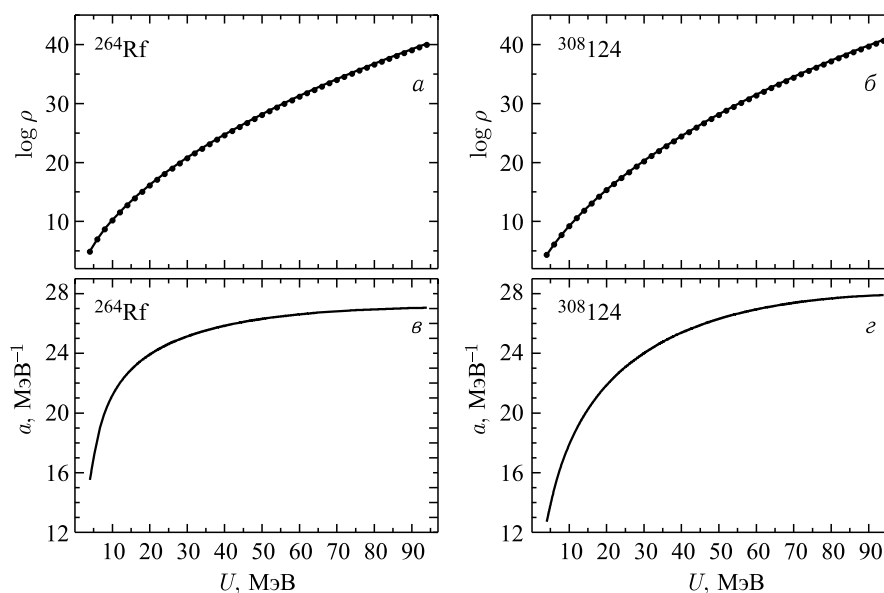


Рис. 68. Сравнение значений плотности уровней, вычисленных при помощи сверхтекущей модели (символы) и выражения (28) (сплошные линии) для ядер  $^{264}\text{Rf}$  (*а*) и  $^{308}_{124}$  (*б*). Параметры плотности уровней  $a$ , вычисленные при помощи (27), как функции  $U$  для ядер  $^{264}\text{Rf}$  (*в*) и  $^{308}_{124}$  (*з*)

раметром  $a$  из (27) подходит для вычисления внутренних плотностей уровней в сверхтяжелых ядрах.

Параметр плотности уровней  $a$  (27) также приведен на рис. 68, *в, г* для ядер  $^{264}\text{Rf}$  и  $^{308}\text{124}$ . Значение  $a$ , которое отражает степень возбуждения системы, возрастает с энергией возбуждения и достигает некоторого асимптотического значения  $\bar{a}$ , когда оболочечные эффекты сильно ослабевают. Для ядра  $^{264}\text{Rf}$  с маленькой оболочечной поправкой асимптотическое значение  $\bar{a}$  наступает быстрее, чем в случае ядра  $^{308}\text{124}$  с большой оболочечной поправкой. В ядре  $^{308}\text{124}$  заполнена нейтронная и почти заполнена протонная оболочки.

**8.5. Зависимость параметра плотности от величины оболочечной поправки.** Параметры плотности  $a$  для ядер с  $Z \geq 100$  также интересны для

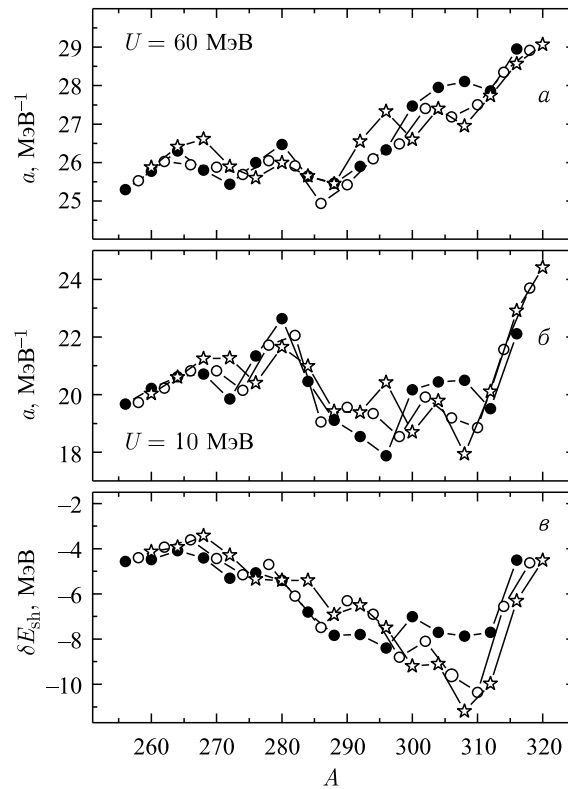


Рис. 69. Вычисленные оболочечные поправки основного состояния  $\delta E_{\text{sh}}$  (*в*), параметры плотности уровней  $a$  (27) при  $U = 10$  (*б*) и 60 МэВ (*а*) как функции массового числа  $A$ . Отмечены ядра  $\alpha$ -распадных цепочек, содержащих элементы  $^{296}\text{120}$  (●),  $^{298}\text{120}$  (○),  $^{300}\text{120}$  (☆)

рассмотрения положения следующей заполненной протонной оболочки после  $Z = 82$ . Рассмотрим зависимость  $a$  от  $A$ ,  $Z$  и  $N$  для  $\alpha$ -распадных цепочек, содержащих ядра  $^{296,298,300}_{120}$ , которые могут быть синтезированы в ближайшем будущем с использованием доступных мишеней и пучков. Результаты приведены на рис. 69. Для основного состояния этих ядер вычисленные параметры деформации, эквивалентные параметрам мультипольной деформации, а также оболочечные поправки  $\delta E_{sh}$  приведены в табл. 7.

Таблица 7. Вычисленные значения параметров деформации TCSM  $\lambda$  и  $\beta$ , эквивалентных параметрам мультипольной деформации  $\beta_{02}$  и  $\beta_{04}$ , и оболочечной поправки  $\delta E_{sh}$  для основного состояния ядра

$A$	$Z$	$\lambda$	$\beta$	$\beta_{02}$	$\beta_{04}$	$\delta E_{sh}$ , МэВ
256	100	1,18	1,28	0,257	0,025	-4,56
260	102	1,18	1,28	0,257	0,025	-4,48
264	104	1,18	1,28	0,257	0,025	-4,09
268	106	1,16	1,16	0,256	0,000	-4,41
272	108	1,14	1,06	0,252	-0,022	-5,31
276	110	1,10	0,96	0,211	-0,044	-5,07
280	112	1,06	0,84	0,176	-0,074	-5,60
284	114	1,06	0,86	0,168	-0,067	-6,80
288	116	1,04	0,82	0,142	-0,076	-7,84
292	118	1,04	0,86	0,127	-0,062	-7,80
296	120	1,02	0,88	0,078	-0,048	-8,40
300	122	1,02	0,94	0,058	-0,028	-7,01
304	124	1,00	0,92	0,023	-0,026	-7,70
308	126	0,98	0,92	-0,018	-0,016	-7,87
312	128	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-7,70
316	130	0,98	0,92	-0,018	-0,016	-4,51
258	100	1,18	1,28	0,257	0,025	-4,40
262	102	1,18	1,28	0,257	0,025	-3,94
266	104	1,18	1,22	0,273	0,012	-3,61
270	106	1,16	1,14	0,262	-0,004	-4,43
274	108	1,14	1,06	0,252	-0,022	-5,15
278	110	1,10	0,96	0,211	-0,044	-4,78
282	112	1,06	0,84	0,176	-0,074	-6,10
286	114	1,04	0,78	0,158	-0,090	-7,20
290	116	0,92	0,88	-0,132	0,006	-6,30
294	118	1,04	0,88	0,119	-0,055	-6,90
298	120	1,02	0,90	0,071	-0,041	-8,80
302	122	1,00	0,90	0,030	-0,033	-8,10
306	124	0,98	0,88	-0,006	-0,031	-9,60
310	126	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-10,36
314	128	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-6,55
318	130	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-4,62

Окончание табл. 7

$A$	$Z$	$\lambda$	$\beta$	$\beta_{02}$	$\beta_{04}$	$\delta E_{sh}$ , МэВ
260	100	1,18	1,28	0,257	0,025	-4,13
264	102	1,18	1,28	0,257	0,025	-3,93
268	104	1,16	1,22	0,239	0,014	-3,42
272	106	1,14	1,08	0,245	-0,017	-4,29
276	108	1,12	1,00	0,235	-0,036	-5,35
280	110	1,10	0,96	0,211	-0,044	-5,40
284	112	1,08	0,90	0,193	-0,059	-5,40
288	114	1,06	0,86	0,168	-0,067	-6,92
292	116	0,94	0,90	-0,095	-0,001	-6,50
296	118	1,02	0,94	0,058	-0,028	-7,50
300	120	1,00	0,88	0,036	-0,040	-9,20
304	122	1,00	0,92	0,023	-0,026	-9,10
308	124	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-11,30
312	126	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-9,98
316	128	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-6,31
320	130	0,98	0,90	-0,012	-0,023	-4,52

Как уже было продемонстрировано на рис. 67–69, поведение параметра плотности уровней  $a$  при низкой энергии возбуждения сильно зависит от оболочечной структуры соответствующего ядра. На рис. 69 представлены зависимости оболочечной поправки  $\delta E_{sh}$  ( $\vartheta$ ) и параметра плотности уровней  $a$  ( $\beta$ ) от  $A$ . Используемые значения  $\delta E_{sh}$  взяты из табл. 5. Можно видеть тесную взаимосвязь этих зависимостей. Наибольшие отрицательные оболочечные поправки приводят к снижению величины  $a$  по отношению к соседним ядрам. При  $Z = 108$  и  $120$  наблюдается минимум  $a$  во всех трех цепочках. Это отражает достаточно сильный эффект протонной оболочки при  $Z = 108$  и  $120$ . При  $Z = 120$  минимум  $a$  наиболее глубокий. Подобное поведение  $a$  наблюдается около  $Z = 82$ . Таким образом, это отражает факт, что протонная оболочка ожидается при  $Z = 120$ . Подоболочка при  $Z = 114$  также проявляется, но оболочечные эффекты слабее, чем при  $Z = 120$ . Для ядер с  $Z = 124$ – $128$  минимумы  $a$  обусловлены нейтронной оболочкой при  $N = 184$ . Протонные и нейтронные оболочечные эффекты еще более очевидны для протонного ( $a_Z$ ) и нейтронного ( $a_N$ ) параметров плотности уровней на рис. 70. Поскольку термодинамическое равновесие предполагается для каждого значения энергии возбуждения, параметр плотности уровней  $a$  можно записать в виде

$$a = \frac{S_N^2}{4U_N} + \frac{S_Z^2}{4U_Z} = a_N + a_Z, \quad (29)$$

где  $S_N(S_Z)$  и  $U_N(U_Z)$  — энтропия и энергия возбуждения нейтронной (протонной) подсистемы.

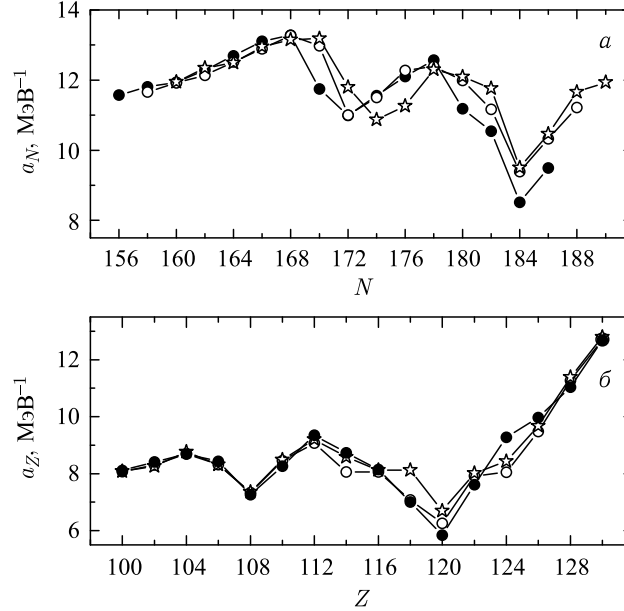


Рис. 70. Вычисленные параметры плотности уровней  $a_N$  и  $a_Z$  ( $U = 10$  МэВ) как функции числа нейтронов  $N$  (а) и числа протонов  $Z$  (б) соответственно. Отмечены ядра  $\alpha$ -распадных цепочек, содержащих элементы  $^{296}\text{120}$  (●),  $^{298}\text{120}$  (○),  $^{300}\text{120}$  (☆)

При малых значениях энергии возбуждения ( $U = 10$  МэВ) можно использовать параметризацию  $a \approx A/(12-14)$  МэВ для ядер с  $Z < 116$  и  $a \approx A/(14-17)$  МэВ для ядер с  $Z > 116$ . При больших значениях энергии возбуждения ( $U = 60$  МэВ) связь между  $\delta E_{\text{sh}}$  и  $a$  нарушается. Как показано на рис. 69, зависимость параметра плотности уровней  $a$  от  $A$  становится достаточно плавной с увеличением  $U$ .

На основе изучения зависимостей  $a$  от  $\delta E_{\text{sh}}$  и  $U$  мы пришли к заключению, что в расчетах можно использовать следующую параметризацию [166] параметра плотности уровней:

$$a(A, U) = \tilde{a}(A) \left[ 1 + \frac{1 - \exp\{-U/E'_D\}}{U} \delta E_{\text{sh}} \right], \quad (30)$$

где асимптотический параметр плотности уровней  $\tilde{a}(A)$ , зависящий от  $A$ , определяет  $a$  при больших возбуждениях, когда оболочечные эффекты исчезают. Анализируя параметры плотности уровней (27), мы нашли значение параметра затухания  $E'_D = 27$  МэВ оболочечных эффектов в ядре с увеличением энергии возбуждения. Затухание оболочечных эффектов в модели

ферми-газа учитывается в микроскопической части барьера деления. Соответствующий асимптотический параметр плотности уровней  $\tilde{a}(A)$  может быть параметризован при помощи следующей функции [166]:

$$\tilde{a}(A) = \alpha A + \gamma A^2, \quad (31)$$

где константы  $\alpha = 0,118 \text{ МэВ}^{-1}$  и  $\gamma = -0,53 \cdot 10^{-4} \text{ МэВ}^{-1}$  находятся методом наименьших квадратов. Эти значения близки к результатам, представленным в [166].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью модели слияния извлечены из экспериментальных данных вероятности выживания сверхтяжелых составных ядер. Показано, что энергия оболочечной поправки основного состояния ядра растет с увеличением атомного номера  $Z$  от 114 до 118 и, соответственно, следующая магическая протонная оболочка после  $Z = 82$  имеет  $Z \geq 120$ .

На основе модифицированной двухцентральной оболочечной модели предсказаны изотопические тенденции  $K$ -изомерных состояний сверхтяжелых ядер. Впервые предсказаны  $\alpha$ -распадные цепочки, проходящие через изомерные состояния.

В рамках модифицированной двухцентральной оболочечной модели проанализированы свойства изотопов сверхтяжелых элементов с  $100 < Z < 130$ , которые могут быть получены в реакциях полного слияния с имеющимися мишенями и пучками. Для ряда сверхтяжелых элементов вычислены значения энергии связи ядра, дефекта массы, энергии отделения нейтрона и оболочечные поправки для основного состояния ядра. Ожидается, что в реакциях  $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$  и  $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$  сечения образования испарительных остатков будут 23 и 10 фб соответственно.

Исследованы одно- и двухквартичные состояния в  $\alpha$ -распадных цепочках нечетно-четных, четно-нечетных и четно-четных ядер. Для исследуемых ядер получены значения периодов полураспада и энергии вылета  $\alpha$ -частиц. Проанализированы возможные обрывания  $\alpha$ -распадных цепочек спонтанным делением. Предсказаны высокоспиновые  $K$ -изомеры в ядрах рассмотренных  $\alpha$ -распадных цепочек. Исследованы свойства нескольких ядер из  $\alpha$ -распадных цепочек, содержащие изотопы Hs. Изучены  $\alpha$ -распады из двухквартичных состояний. Эти  $\alpha$ -распады можно наблюдать, если значение  $T_\alpha$  меньше, чем время жизни  $K$ -изомера по отношению к  $\gamma$ -эмиссии. Рассчитанные значения энергии  $\alpha$ -распадов находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися экспериментальными данными.

Кроме минимума основного состояния, дополнительные мелкие минимумы были обнаружены на поверхности потенциальной энергии нескольких



ядер. Эти минимумы соответствуют параметрам деформации, близких к их значениям для основного состояния. В этих дополнительных мелких минимумах ядро не может быть достаточно долго, чтобы наблюдать  $\gamma$ -переходы. Тем не менее,  $\alpha$ -распады могут заселить эти минимумы в дочернем ядре, если они достаточно близки по значению энергии к основному состоянию. Существующие данные недостаточны для окончательного вывода о том, что дополнительные мелкие потенциальные минимумы, найденные в нескольких ядрах, имеют физический смысл. Заметим, что увеличение сил спаривания приводит к исчезновению этих минимумов.

Микроскопически вычислены внутренние плотности уровней ядер на основе одночастичного спектра модифицированной TCSM. Метод расчета опробован на ядрах, для которых существуют экспериментальные данные. Параметры плотности уровней вычислены для ядер  $\alpha$ -распадных цепочек, содержащих элементы  $^{296}120$ ,  $^{298}120$  и  $^{300}120$ . Изучены зависимости параметра плотности уровней от оболочечной поправки сверхтяжелых ядер, эффектов спаривания и энергии возбуждения. Коэффициент затухания оболочечных эффектов с увеличением энергии возбуждения найден равным 27 МэВ. Получены следующие аппроксимации для сверхтяжелых ядер: параметр плотности уровней равен приблизительно  $A/(12-14)$  МэВ для  $Z < 116$  и  $A/(14-17)$  МэВ для  $Z > 116$  при значениях энергии возбуждения, соответствующих 3–5 нейтронным испарительным каналам.

Полученные в ходе работы свойства сверхтяжелых ядер ясно указывают на сильные оболочечные эффекты при  $N = 184$  и  $Z = 120-126$ , что находится в согласии с предсказаниями самосогласованных микроскопических моделей.

**Благодарности.** Выражаем благодарность В. В. Волкову, Ю. Ц. Оганесяну, Л. А. Малову, А. К. Насирову, В. В. Саргсяну, А. Собичевскому, С. Хайнц, С. Хофману, Е. А. Черепанову, В. Шайду и Т. М. Шнейдману за полезные обсуждения результатов работы и сотрудничество. Работа выполнена при поддержке РФФИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Search for New Isotopes of Element 112 by Irradiation of  $^{238}\text{U}$  with  $^{48}\text{Ca}$  // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 5. P. 63–68.
2. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in the  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 83. P. 3154.
3. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Superheavy Nuclei in the  $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$  Reaction:  $^{288}114$  // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 62. P. 041604(R).
4. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Observation of the Decay of  $^{292}116$  // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 011301(R).

5. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Experiments on the Synthesis of Element 115 in the Reaction  $^{243}\text{Am} (^{48}\text{Ca}, xn)^{115-x} 291$  // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 021601.
6. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Measurements of Cross Sections for the Fusion-Evaporation Reactions  $^{244}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, xn)^{292-x} 114$  and  $^{245}\text{Cm} (^{48}\text{Ca}, xn)^{293-x} 116$  // *Ibid.* P. 054607.
7. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Measurements of Cross Sections and Decay Properties of the Isotopes of Elements 112, 114, and 116 Produced in the Fusion Reactions  $^{233,238}\text{U} ^{242}\text{Pu}$ , and  $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  // *Ibid.* V. 70. P. 064609.
8. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of Elements 115 and 113 in the Reaction  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$  // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 034611.
9. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of the Isotopes of Elements 118 and 116 in the  $^{249}\text{Cf}$  and  $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$  Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 044602.
10. *Oganessian Yu. Ts.* Synthesis and Decay Properties of Superheavy Elements // *Pure Appl. Chem.* 2006. V. 78. P. 889.
11. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of the Isotope  $^{282} 113$  in the  $^{237}\text{Np} + ^{48}\text{Ca}$  Fusion Reaction // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. P. 011601(R).
12. *Oganessian Yu. Ts.* Heaviest Nuclei from  $^{48}\text{Ca}$ -Induced Reactions // *J. Phys. G.* 2007. V. 34. P. R165.
13. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Synthesis of a New Element with Atomic Number  $Z = 117$  // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 142502.
14. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Investigation of the  $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$  Reaction Products Previously Observed in the Experiments on Elements 113, 115, and 117 // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 87. P. 014302.
15. *Oganessian Yu. Ts. et al.* Experimental Studies of the  $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$  Reaction Including Decay Properties and Excitation Function for Isotopes of Element 117, and Discovery of the New Isotope  $^{277}\text{Mt}$  // *Ibid.* P. 054621.
16. *Loveland W. et al.* Search for the Production of Element 112 in the  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  Reaction // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 66. P. 044617.
17. *Gregorich K. E. et al.* Attempt to Confirm Superheavy Element Production in the  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$  Reaction // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 72. P. 014605.
18. *Yakushev A. B. et al.* Chemical Identification and Properties of Element 112 // *Radiochim. Acta.* 2003. V. 91. P. 433.
19. *Eichler R. et al.* Chemical Characterization of Element 112 // *Nature.* 2007. V. 447. P. 72–75.
20. *Hofmann S. et al.* The Reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286} 112$  Studied at the GSI-SHIP // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 32. P. 251–260.
21. *Düllmann Ch. et al.* Production and Decay of Element 114: High Cross Sections and the New Nucleus  $^{277}\text{Hs}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 252701.
22. *Gates J. M. et al.* First Superheavy Element Experiments at the GSI Recoil Separator TASCA: The Production and Decay of Element 114 in the  $^{244}\text{Pu} (^{48}\text{Ca}, 3-4n)$  Reaction // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 054618.
23. *Stavsetra L. et al.* Independent Verification of Element 114 Production in the  $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$  Reaction // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 103. P. 132502.

24. *Khuyagbaatar J.M. et al.*  $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$  Fusion Reaction Leading to Element  $Z = 117$ : Long-Lived  $\alpha$ -Decaying  $^{270}\text{Db}$  and Discovery of  $^{266}\text{Lr}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 172501.
25. *Hofmann S.* Superheavy Elements // *Lect. Notes Phys.* 2009. V. 764. P. 203.
26. *Hofmann S. et al.* The Reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{296}116^*$  Studied at the GSI-SHIP // *Eur. Phys. J. A.* 2012. V. 48. P. 62.
27. *Morita K. et al.* SHE Research at RIKEN/GARIS // Intern. Symp. "Super Heavy Nuclei", Texas, USA, 2015. P. 8.
28. *Morimoto K. et al.* Superheavy Element Research at RIKEN // *EPJ Web of Conf.* 2015 (in press).
29. *Sobiczewski A., Gareev F.A., Kalinkin B.N.* Closed Shells for  $Z > 82$  and  $N > 126$  in a Diffuse Potential Well // *Phys. Lett.* 1966. V. 22. P. 500–502.
30. *Myers W.D., Swiatecki W.J.* Nuclear Masses and Deformations // *Nucl. Phys.* 1966. V. 81. P. 1–58.
31. *Meldner H.* Predictions of New Magic Regions and Masses for Superheavy Nuclei from Calculations with Realistic Shell-Model Single-Particle Hamiltonians // *Ark. Fys.* 1967. V. 36. P. 593–600.
32. *Nilsson S.G. et al.* On the Spontaneous Fission of Nuclei with  $Z$  near 114 and  $N$  near 184 // *Nucl. Phys. A.* 1968. V. 115. P. 545–562.
33. *Mosel U., Greiner W.* On the Stability of Superheavy Nuclei against Fission // *Z. Phys. A.* 1969. V. 222. P. 261–282.
34. *Fiset F.O., Nix R.J.* Calculation of Half-Lives for Superheavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1972. V. 193. P. 647–671.
35. *Möller P., Nilsson S.G., Nix R.J.* Calculated Ground-State Properties of Heavy Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1974. V. 229. P. 292–319.
36. *Randrup J. et al.* Spontaneous-Fission Half-Lives for Even Nuclei with  $Z \geq 92$  // *Phys. Rev. C.* 1976. V. 13. P. 229–239.
37. *Möller P., Nix R.J.* Stability of Heavy and Superheavy Elements // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1994. V. 20. P. 1681–1747.
38. *Sobiczewski A.* Progress in Theoretical Understanding of Properties of Heaviest Nuclei // *Phys. Part. Nucl.* 1994. V. 25. P. 295–311.
39. *Smolanczuk R., Skalski J., Sobiczewski A.* Spontaneous-Fission Half-Lives of Deformed Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 52. P. 1871–1880.
40. *Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A.* Sensitivity of Calculated Properties of Superheavy Nuclei to Various Changes // *Acta Phys. Polon. B.* 2001. V. 32. P. 691–697; Fission Properties of Superheavy Nuclei // *Acta Phys. Polon. B.* 2003. V. 34. P. 2141–2145.
41. *Parkhomenko O. et al.* Nucleon Separation Energies for Heaviest Nuclei // *Ibid.* P. 2153–2158.
42. *Sobiczewski A., Pomorski K.* Description of Structure and Properties of Superheavy Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2007. V. 58. P. 292–349.
43. *Möller P., Nix R.J.* Nuclear Masses from a Unified Macroscopic-Microscopic Mode // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1988. V. 39. P. 213–223.

44. *Möller P. et al.* Nuclear Ground-State Masses and Deformations // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1995. V. 59. P. 185–381.
45. *Muntian I. et al.* Properties of Heaviest Nuclei // *Acta Phys. Polon. B.* 2003. V. 34. P. 2073–2082;  
*Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A.* Calculated Masses of Heaviest Nuclei // *Phys. At. Nucl.* 2003. V. 66. P. 1015–1019.
46. *Parkhomenko A., Sobiczewski A.* Phenomenological Formula for  $\alpha$ -Decay Half-Lives of Heaviest Nuclei // *Acta Phys. Polon. B.* 2005. V. 36. P. 3095–3108.
47. *Wang N., Lin M.* Nuclear Mass Predictions with a Radial Basis Function Approach // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 051303(R).
48. *Rutz K. et al.* Superheavy Nuclei in Self-Consistent Nuclear Calculations // *Phys. Rev. C.* 1997. V. 56. P. 238.
49. *Decharge J. et al.* Superheavy and Hyperheavy Nuclei in the Form of Bubbles or Semi-Bubbles // *Phys. Lett. B.* 1999. V. 451. P. 275–282.
50. *Bender M. et al.* Shell Structure of Superheavy Nuclei in Self-Consistent Mean-Field Models // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 60. P. 034304.
51. *Kruppa A. T. et al.* Shell Corrections of Superheavy Nuclei in Self-Consistent Calculations // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 034313.
52. *Bender M., Nazarewicz W., Reinhard P. G.* Shell Stabilization of Super- and Hyperheavy Nuclei without Magic Gaps // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 515. P. 42–48.
53. *Reinhard P. G.* The Relativistic Mean-Field Description of Nuclei and Nuclear Dynamics // *Rep. Prog. Phys.* 1989. V. 52. P. 439–514.
54. *Ring P.* Relativistic Mean Field Theory in Finite Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1996. V. 37. P. 193–263.
55. *Cwiok S. et al.* Shell Structure of the Superheavy Elements // *Nucl. Phys. A.* 1996. V. 611. P. 211–246.
56. *Bender M., Heenen P. H., Reinhard P. G.* Self-Consistent Mean-Field Models for Nuclear Structure // *Rev. Mod. Phys.* 2003. V. 75. P. 121–180.
57. *Gridnev K. A. et al.* Model of Binding Alpha-Particles and Applications to Superheavy Elements // *Eur. Phys. J. A.* 2005. V. 25. P. 609–610.
58. *Волков В. В.* Глубоконеупругие передачи и полное слияние сложных ядер. Новый подход к процессу слияния ядер // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1986. Т. 50. С. 1879.
59. *Antonenko N. V. et al.* Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Reactions between Massive Nuclei. The Fusion Barrier // *Phys. Lett. B.* 1993. V. 319. P. 425; Compound Nucleus Formation in Reactions between Massive Nuclei: Fusion Barrier // *Phys. Rev. C.* 1995. V. 51. P. 2635.
60. *Adamian G. G. et al.* Problems in Description of Fusion of Heavy Nuclei in the Two-Center Shell Model Approach // *Nucl. Phys. A.* 1999. V. 646. P. 29–52.
61. *Волков В. В.* Процесс полного слияния атомных ядер. Слияние ядер в рамках концепции двойной ядерной системы // *ЭЧАЯ.* 2004. Т. 35. С. 797–857.
62. *Jolos R. V., Muminov A. I., Nasirov A. K.* The Role of the Entrance Channel in the Fusion of Massive Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 1999. V. 4. P. 245–250.

63. *Cherepanov E. A.* The Analysis of Reactions Leading to Synthesis of Superheavy Elements within the Dinuclear System Concept. JINR Preprint E7-99-27. Dubna, 1999.
64. *Giardina G. G. et al.* Effect of the Entrance Channel on the Synthesis of Superheavy Elements // *Eur. Phys. J. A.* 2000. V. 8. P. 205.
65. *Zubov A. S. et al.* Survival Probability of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2002. V. 65. P. 024308; *Phys. At. Nucl.* 2003. V. 66. P. 218–232.
66. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Isotopic Trends in the Production of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. P. 011601(R); Unexpected Isotopic Trends in the Synthesis of Superheavy Nuclei // *Ibid.* P. 014607.
67. *Адамян Г. Г., Антоненко Н. В., Зубов А. С.* Двойные ядерные системы в реакциях полного слияния // *ЭЧАЯ.* 2014. Т. 45. С. 1532.
68. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Clustering Effects within the Dinuclear Model // *Lect. Notes Phys.* 2012. V. 848. P. 165.
69. *Feng Z. Q. et al.* Formation of Superheavy Nuclei in Cold Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 76. P. 044606.
70. *Huang M. et al.* Competing Fusion and Quasifission Reaction Mechanisms in the Production of Superheavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 82. P. 044614.
71. *Zhao E. G. et al.* The Isotopic and Nuclear Orientation Effects on the Production of Super-Heavy Elements // *Intern. J. Mod. Phys. E.* 2008. V. 17. P. 1937.
72. *Wang N. et al.* Theoretical Study of the Synthesis of Superheavy Nuclei with  $Z = 119$  and 120 in Heavy-Ion Reactions with Transuranium Targets // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 041601.
73. *Wang N., Zhao E. G., Scheid W.* Synthesis of Superheavy Nuclei with  $Z = 118$  in Hot Fusion Reactions // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89. P. 037601.
74. *Hofmann S., Münzenberg G.* The Discovery of the Heaviest Elements // *Rev. Mod. Phys.* 2000. V. 72. P. 733.
75. *Herzberg R.-D., Greenlees P. T.* In-Beam and Decay Spectroscopy of Transfermium Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2008. V. 61. P. 674–720.
76. *Haba H. et al.* Production and Decay Properties of the 1.9-s Isomeric State in  $^{261}\text{Rf}$  // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 034602.
77. *Haba H. et al.* Production of  $^{265}\text{Rf}$  in the  $^{248}\text{Cm}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{265}\text{Rf}$  Reaction and Decay Properties of Two Isomeric States in  $^{265}\text{Rf}$  // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 85. P. 024611.
78. *Greenlees P. T. et al.* High- $K$  Structure in  $^{250}\text{Fm}$  and the Deformed Shell Gaps at  $N = 152$  and  $Z = 100$  // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 021303(R).
79. *Sulignano B. et al.* Identification of a  $K$  Isomer in  $^{252}\text{No}$  // *Eur. Phys. J. A.* 2007. V. 33. P. 327–331.
80. *Jeppesen H. B. et al.* Multi-Quasiparticle States in  $^{256}\text{Rf}$  // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 79. P. 031303(R).
81. *Hessberger F. P. et al.* Alpha–Gamma Decay Studies of  $^{255}\text{Rf}$ ,  $^{251}\text{No}$  and  $^{247}\text{Fm}$  // *Eur. Phys. J. A.* 2006. V. 30. P. 561–569.

82. *Hessberger F. P. et al.* Alpha-Decay Properties of  $^{261}\text{Bh}$  // *Eur. Phys. J. A.* 2010. V. 43. P. 175–180.
83. *Hessberger F. P. et al.* Energy Systematics of Low-Lying Nilsson Levels in Odd-Mass Einsteinium Isotopes // *Eur. Phys. J. A.* 2005. V. 26. P. 233–239.
84. *Hessberger F. P. et al.* Decay Properties of Neutron-Deficient Isotopes of Elements from  $Z = 101$  to  $Z = 108$  // *Eur. Phys. J. A.* 2009. V. 41. P. 145–153.
85. *Asai M. et al.* Neutron One-Quasiparticle States in  $^{251}\text{Fm}$  Populated via the  $\alpha$ -Decay of  $^{255}\text{No}$  // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 83. P. 014315.
86. *Peterson D. et al.* Decay Modes of  $^{250}\text{No}$  // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 014316.
87. *Hessberger F. P. et al.* Spontaneous Fission and Alpha-Decay Properties of Neutron Deficient Isotopes  $^{257,253}104$  and  $^{258}106$  // *Z. Phys. A.* 1997. V. 359. P. 415–425.
88. *Hessberger F. P. et al.* Decay Properties of Neutron-Deficient Isotopes  $^{256,257}\text{Db}$ ,  $^{255}\text{Rf}$ ,  $^{252,253}\text{Lr}$  // *Eur. Phys. J. A.* 2001. V. 12. P. 57.
89. *Chatillon A. et al.* Spectroscopy and Single-Particle Structure of the Odd- $Z$  Heavy Elements  $^{255}\text{Lr}$ ,  $^{251}\text{Md}$  and  $^{247}\text{Es}$  // *Eur. Phys. J. A.* 2006. V. 30. P. 397–411.
90. *Ketelhut S. et al.*  $\gamma$ -Ray Spectroscopy at the Limits: First Observation of Rotational Bands in  $^{255}\text{Lr}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 212501.
91. *Ahmad I., Chasman R. R., Fields P. R.* Spectroscopic Studies beyond the  $N = 152$  Neutron Gap: Decay of  $^{255}_{101}\text{Md}$  and  $^{256}_{101}\text{Md}$  // *Phys. Rev. C.* 2000. V. 61. P. 044301.
92. *Soloviev V. G.* Theory of Complex Nuclei. Oxford: Pergamon Press, 1976.
93. *Ivanova S. P. et al.* Two-Quasiparticle and One-Phonon States for the Even-Even Deformed Nuclei in the Actinide Region // *Phys. Part. Nucl.* 1976. V. 7. P. 450.
94. *Soloviev V. G., Sushkov A. V., Shirikova N. Yu.* Description of Nonrotational States of  $^{250}\text{Cf}$  and  $^{256}\text{Fm}$  // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1991. V. 54. P. 748.
95. *Nilsson S. G., Ragnarsson I.* Shapes and Shells in Nuclear Structure. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.
96. *Lojewski Z., Pashkevich V. V., Cwiok S.* Excitation Effects on the Nuclear-Fission Process in the Heaviest Elements // *Nucl. Phys. A.* 1985. V. 436. P. 499–505.
97. *Maruhn J., Greiner W.* The Asymmetric Two-Center Shell Model // *Z. Phys. A.* 1972. V. 251. P. 431–457.
98. *Shirikova N. Yu. et al.* Structure of the Low-Lying States of the Odd-Neutron Nuclei with  $Z \approx 100$  // *Eur. Phys. J. A.* 2015. V. 51. P. 21.
99. *Bezbakh A. N. et al.* Quasiparticle Structure of Superheavy Nuclei along the  $\alpha$ -Decay Chain of  $^{288}115$  // *Phys. Rev. C.* 2015. V. 92. P. 014329.
100. *Adeev G. D., Gamalya I. A., Cherdantsev P. A.* Single-Nucleon States and Energy Surfaces of  $^{238}\text{U}$  in the Fission Process // *Yad. Fiz.* 1971. V. 12. P. 272–283.
101. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* High-Spin Isomers in Some of the Heaviest Nuclei: Spectra, Decays, and Population // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 024320.
102. *Adamian G. G. et al.* One-Quasiparticle States in Odd- $Z$  Heavy Nuclei // *Ibid.* V. 82. P. 054304.
103. *Adamian G. G. et al.* Behavior of One-Quasiparticle Levels in Odd Isotonic Chains of Heavy Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 024324.

104. Бете Г. Физика ядра. М.: Гостехтеориздат, 1948.
105. Игнатюк А. В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
106. Малышев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М.: Атомиздат, 1969.
107. Gilat J. Analytical Approximation of the Combinatorial Calculation of Nuclear Level Densities // Phys. Rev. C. 1970. V. 1. P. 1432.
108. Игнатюк А. В., Шубин Ю. Н. Влияние дискретной структуры одночастичного спектра на термодинамические функции ядер // ЯФ. 1968. Т. 8. С. 1135–1141.
109. Борзов И. Н., Гориели С. Микроскопические ядерные модели и ядерные данные для астрофизики // ЭЧАЯ. 2003. Т. 34. С. 1375.
110. Игнатюк А. В., Истеков К. К., Смиренин Г. Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер // ЯФ. 1979. Т. 29. С. 875–883.
111. Adamian G. G. et al. Effective Nucleus–Nucleus Potential for Calculation of Potential Energy of a Dinuclear System // Intern. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191–216.
112. Raman S., Nester C. W., Tikkanen P. Transition Probability from the Ground to the First-Excited  $2^+$  State of Even–Even Nuclides // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1–128.
113. Borcea C. et al. Recommended Values for Mass Excesses, Binding Energies, Beta-Minus Decay Energies, Proton and Neutron Separation Energies, and Alpha-Decay Energies in keV // Nucl. Phys. A. 1993. V. 565. P. 158.
114. Myers W. D., Swiatecki W. J. Nuclear Properties According to the Thomas–Fermi Model // Nucl. Phys. A. 1996. V. 601. P. 141–167.
115. Kuzmina A. N., Adamian G. G., Antonenko N. V. Impact of Nuclear Structure on Production and Identification of New Superheavy Nuclei // Eur. Phys. J. A. 2011. V. 47. P. 145.
116. Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W. Isotopic Dependence of Isomer States in Heavy Nuclei // Acta Phys. Polon. B. 2009. V. 40. P. 759–762; AIP Conf. Proc. 2009. V. 1165. P. 136–139.
117. <http://www.nndc.bnl.gov>
118. Hall H. L. et al.  $\beta$ -Delayed Fission from  $^{256}\text{Es}^m$  and the Level Scheme of Fm // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1866.
119. Kuklin S., Adamian G. G., Antonenko N. V. Spectroscopic Factors within the Dinuclear-System Model // Phys. At. Nucl. 2008. V. 71. P. 1756–1768.
120. Kuklin S. et al. Alpha-Decay Fine Structures of U Isotopes and Systematics for Isotopic Chains of Po and Rn // Eur. Phys. J. A. 2012. V. 48. P. 112.
121. Muntian I., Patyk Z., Sobiczewski A. Are Superheavy Nuclei around  $^{270}\text{Hs}$  Really Deformed? // Phys. Lett. B. 2001. V. 500. P. 241–246.
122. Hofmann S. et al. The New Isotope  $^{270}110$  and Its Decay Products  $^{266}\text{Hs}$  and  $^{262}\text{Sg}$  // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 5–10.
123. Gates J. M. et al. Synthesis of Rutherfordium Isotopes in the  $^{238}\text{U}(^{26}\text{Mg}, xn)^{264-x}\text{Rf}$  Reaction and Study of Their Decay Properties // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 034603.

124. *Shneidman T. M. et al.* Possible Alternative Parity Bands in the Heaviest Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 79. P. 034316.
125. *Ter-Akopian G. M. et al.* Synthesis of the New Neutron-Deficient Isotopes  $^{250}_{102}\text{Fm}$ ,  $^{242}_{102}\text{Fm}$ , and  $^{254}_{102}\text{Ku}$  // *Nucl. Phys. A.* 1975. V. 255. P. 509–522.
126. *Xu F. R. et al.* Enhanced Stability of Superheavy Nuclei due to High-Spin Isomerism // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. P. 252501.
127. *Zubov A. S. et al.* Survival Probabilities of Superheavy Nuclei Based on Recent Predictions of Nuclear Properties // *Eur. Phys. J. A.* 2005. V. 23. P. 249–256.
128. *Dvorak J. et al.* Doubly Magic Nucleus  $^{270}_{108}\text{Hs}_{162}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 242501.
129. *Dvorak J. et al.* Observation of the  $3n$  Evaporation Channel in the Complete Hot-Fusion Reaction  $^{26}\text{Mg} + ^{248}\text{Cm}$  Leading to the New Superheavy Nuclide  $^{271}\text{Hs}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 132503.
130. *Düllmann Ch. E., Türler A.*  $^{248}\text{Cm} (^{22}\text{Ne}, xn) ^{270-x}\text{Sg}$  Reaction and the Decay Properties of  $^{265}\text{Sg}$  Reexamined // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. P. 064320.
131. *Möller P. et al.* Heavy-Element Fission Barriers // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 79. P. 064304.
132. *Meng J. et al.* Possible Existence of Multiple Chiral Doublets in  $^{106}\text{Rh}$  // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 73. P. 037303;  
*Peng J. et al.* Search for Multiple Chiral Doublets in Rhodium Isotopes // *Ibid.* V. 77. P. 024309.
133. *Hofmann S. et al.* New Results on Elements 111 and 112 // *Eur. Phys. J. A.* 2002. V. 14. P. 147–157.
134. *Morita K. et al.* Experiment on Synthesis of an Isotope  $^{277}_{112}$  by  $^{208}\text{Pb} + ^{70}\text{Zn}$  Reaction // *J. Phys. Soc. Japan.* 2007. V. 76. P. 043201.
135. *Asai M. et al.* Experimental Identification of Spin-Parities and Single-Particle Configurations in  $^{257}\text{No}$  and Its  $\alpha$ -Decay Daughter  $^{253}\text{Fm}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 95. P. 102502.
136. *Lazarev Yu. A. et al.*  $\alpha$ -Decay of  $^{273}_{110}$ : Shell Closure at  $N = 162$  // *Phys. Rev. C.* 1996. V. 54. P. 620.
137. *Goriely S., Chamel N., Pearson J. M.* Skyrme–Hartree–Fock–Bogoliubov Nuclear Mass Formulas: Crossing the 0.6 MeV Accuracy Threshold with Microscopically Deduced Pairing // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 152503;  
<http://www-astro.ulb.ac.de/html/masses.html>
138. *Samanta C. et al.* Predictions of Alpha-Decay Half-Lives of Heavy and Superheavy Elements // *Nucl. Phys. A.* 2007. V. 789. P. 142.
139. *Chowdhury P. Roy, Samanta C., Basu D. N.* Nuclear Half-Lives for  $\alpha$ -Radioactivity of Elements with  $100 \leq Z \leq 130$  // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2008. V. 94. P. 781–806.
140. *Gareev F. A. et al.* Single-Particle Energies and Wave Functions for the Saxon–Woods Potential and the Levels of Odd- $A$  Nuclei in the Actinide Region // *Nucl. Phys. A.* 1971. V. 171. P. 134–164.



141. *Ćwiok S., Hofmann S., Nazarewicz W.* Shell Structure of the Heaviest Elements // Nucl. Phys. A. 1994. V. 573. P. 356–394.
142. *Shneidman T. M. et al.* Cluster Interpretation of Parity Splitting in Alternating Parity Bands // Phys. Lett. B. 2002. V. 526. P. 322–328; Cluster Interpretation of Properties of Alternating Parity Bands in Heavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 014313.
143. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Feature of Production of New Superheavy Nuclei in Actinide-Based Complete-Fusion Reactions // Eur. Phys. J. A. 2009. V. 41. P. 235–241.
144. *Liran S., Marinov A., Zeldes N.* Semiempirical Shell Model Masses with Magic Number  $Z = 126$  for Superheavy Elements // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 047301; Semiempirical Shell Model Masses with Magic Number  $Z = 126$  for Translead Elements with  $N \leq 126$  // Ibid. V. 63. P. 017302; Applications of Semiempirical Shell Model Masses Based on a Proton Magic Number  $Z = 126$  to Heavy and Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 024303; Semiempirical Shell Model Tabulated Masses for Translead Elements with Magic Proton Number  $Z = 126$ . arXiv:nuclth/0102055. 2001.
145. *Kuzmina A. N., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Structures of Nuclei in  $\alpha$ -Decay Chains of  $^{291,293}117$  // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 017302.
146. *Strutinsky V. M.* Shell Effects in Nuclear Masses and Deformation Energies // Nucl. Phys. A. 1967. V. 95. P. 420–442; “Shells” in Deformed Nuclei // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. P. 1.
147. *Kuzmina A. N. et al.* Influence of Proton Shell Closure on Production and Identification of New Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 014319.
148. *Royer G., Guilbaud M., Onillon A.* Macro-Microscopic Mass Formulae and Nuclear Mass Predictions // Nucl. Phys. A. 2010. V. 847. P. 24–41.
149. *Goyal S., Puri R. K.* Formation of Fragments in Heavy-Ion Collisions Using a Modified Clusterization Method // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 047601.
150. *Adamian G. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 633. P. 409–420; Competition between Complete Fusion and Quasi-Fission in Dinuclear System // Nuovo Cim. 1997. V. 110. P. 1143–1148.
151. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Scheid W.* Isotopic Dependence of Fusion Cross Sections in Reactions with Heavy Nuclei // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 24–38.
152. *Zubov A. S. et al.* Competition between Evaporation Channels in Neutron-Deficient Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014616.
153. *Parkhomenko A., Sobiczewski A.* Neutron One-Quasiparticle States of Heaviest Nuclei // Acta Phys. Polon. B. 2005. V. 36. P. 3115.
154. *Kuzmina A. N., Adamian G. G., Antonenko N. V.* Role of Quasiparticle Structure in  $\alpha$ -Decays of the Heaviest Nuclei // Phys. Rev. C. 2012. V. 85. P. 027308.
155. *Sobiczewski A.* Predictions for Nuclei of a New Element 117 // Acta Phys. Polon. B. 2010. V. 41. P. 157.
156. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Sargsyan V. V.* Stability of Superheavy Nuclei Produced in Actinide-Based Complete Fusion Reactions: Evidence for the Next Magic Proton Number at  $Z \geq 120$  // Phys. Rev. C. 2009. V. 79. P. 054608.

157. *Meng J. et al.* Relativistic Continuum Hartree–Bogoliubov Theory for Ground-State Properties of Exotic Nuclei // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2006. V. 57. P. 470–563.
158. *Малов Л. А., Соловьев В. Г.* Приближенное решение уравнений модели для описания фрагментации в деформированных ядрах // *ЯФ.* 1975. Т. 21. С. 502.
159. *Вдовин А. И. и др.* Полумикроскопическое описание плотности состояний сложных ядер // *ЭЧАЯ.* 1976. Т. 7. С. 952.
160. *Decowski P. et al.* On Superconductivity Effects in Nuclear Level Density // *Nucl. Phys. A.* 1968. V. 110. P. 129.
161. *Адеев Г. Д., Черданцев П. А.* Применение метода Струтинского для изучения оболочечных эффектов в плотности возбужденных состояний ядер // *ЯФ.* 1975. Т. 21. С. 491.
162. *Gambacurta D., Lacroix D., Sandulescu N.* Pairing and Specific Heat in Hot Nuclei // *Phys. Rev. C.* 2013. V. 88. P. 034324.
163. *Ijtinov A. S. et al.* Phenomenological Statistical Analysis of Level Densities, Decay Widths and Lifetimes of Excited Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1992. V. 543. P. 517–557.
164. *Goriely S., Hilaire S., Koning A. J.* Improved Microscopic Nuclear Level Densities within the Hartree–Fock–Bogoliubov Plus Combinatorial Method // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 064307.
165. *Melby E. et al.* Thermal and Electromagnetic Properties of  $^{166}\text{Er}$  and  $^{167}\text{Er}$  // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 044309.
166. *Игнатюк А. В., Смиренкин Г. П., Тишин А. С.* Феноменологическое описание энергетической зависимости параметра плотности уровней // *ЯФ.* 1975. Т. 21. С. 485–490.
167. *Shlomo S., Natowitz J. B.* Temperature and Mass Dependence of Level Density Parameter // *Phys. Rev. C.* 1991. V. 44. P. 2878.
168. *Bezback A. N. et al.* Microscopic-Macroscopic Method for Studying Single-Particle Level Density of Superheavy Nuclei // *J. Phys. Conf.* 2014. V. 503. P. 012011; Level Densities of Heaviest Nuclei // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 97.