

# ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ЯДЕР ПО ОТНОШЕНИЮ К СПОНТАННОМУ РАСПАДУ С ИСПУСКАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

*М. Ивашку*

Центральный институт физики, Бухарест

*И. Силиштеану*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор феноменологических и микроскопических подходов для описания времени жизни тяжелых ядер относительно спонтанного кластерного распада. Рассмотрены различные упрощенные модели и подробно излагается многоканальная микроскопическая модель. Обсуждаются вопросы, связанные с механизмом распада и влиянием ядерной структуры, и также с механизмом возбуждения фрагментов. Сделана попытка получить спектроскопическую информацию на основе общих микроскопических-макроскопических схем анализа. Основное внимание уделено изучению связи промежуточных структур с коллективными резонансами составного ядра. Проводится сравнение с экспериментальными данными и подробно обсуждаются важные характеристики кластерных распадов.

The review present general phenomenological and microscopical approaches to calculations of cluster decay rates. The corresponding models are presented and their important results for absolute or relative decay rates are compared with data. The most intricate problems related to the emission mechanism, nuclear structure and very narrow resonances of collective nature in the compound systems caused by the weak cluster and collective modes coupling are investigated in detail. The spectroscopic information is extracted from the microscopic-macroscopic analysis of cluster decay rates.

## ВВЕДЕНИЕ

Исследование спонтанных ядерных распадов является одной из важнейших областей ядерной физики, в которой в последнее время получены интересные результаты, существенно расширяющие наше традиционное представление об альфа-распаде (АР) и механизме спонтанного деления (СД) ядер. Достаточно отметить, что результатом последних обширных теоретических и экспериментальных исследований в этом направлении является открытие совершенно нового вида спонтанного распада тяжелых ядер, промежуточного между АР и СД, при котором испускаются тяжелые фрагменты и образуют-

ся остаточные ядра, близкие к дважды магическому ядру  $^{208}\text{Pb}$ . Это новое явление получило в литературе различные названия: магическая радиоактивность, комплексная (сложная) радиоактивность, кластерный распад (КР) и т. д., каждое из которых отражает в совокупности многообразие и общность процесса.

Первые теоретические предсказания [1] и экспериментальные наблюдения спонтанного КР [2] вызвали большой интерес и стимулировали дальнейшие исследования этого процесса.

Поскольку КР по массе и по заряду является промежуточным между АР и СД, то неудивительно, что все расчеты времени жизни (ВЖ) проводились в рамках одного из этих представлений, а механизм процесса опирался формально либо на АР, либо на СД.

В настоящее время, в результате исключительно трудоемких исследований, в основном полуколичественных и чисто феноменологических, удалось продвинуться вперед в плане формирования единой картины этих трех видов спонтанных распадов: АР, КР и СД. По-видимому, здесь основную роль играет «долинная» структура барьера, содержащая полную информацию о разных способах распада. В этой картине при описании ВЖ исключительно важна информация о потенциальной (ПЭ) и кинетической (массовые параметры, МП) энергиях.

Потенциальная энергия описывается достаточно хорошо простой параметризацией в виде суммы гладкой части (описываемой капельной моделью ядра) и относительно малой оболочечной поправки. Гораздо сложнее описание МП из-за их сложной зависимости от внутренней структуры системы, ядерной деформации, эффектов спаривания, квантовых эффектов, коллективных координат и т. д. Кроме того, непрерывное изменение МП (во время эволюции системы) приводит к изменению ПЭ, и это сильно влияет на ВЖ. Поэтому получение достоверной информации о ВЖ из анализа ПЭ и МП — задача сложная и трудоемкая. Но именно такой анализ позволяет получить прямое указание об основных характеристиках спонтанных распадов: малая статистическая вероятность, экспоненциальный закон, прохождение через промежуточное состояние с энергией, много большей, чем энергии начальных состояний ядра и конечных состояний осколков, эффекты связи промежуточных структур с резонансами, которые наблюдаются в обратных реакциях со сложными фрагментами.

Основная часть настоящего обзора посвящена представлению практических схем, используемых в расчетах ВЖ. Различные феноменологические и микроскопические подходы и также взаимосвязь между ними в данной работе представлены в предельно компактной и общей форме. Это позволяет в рамках единого математического аппарата не только получить уже известные важные результаты (конечно, с помощью разумных и общепринятых приближений), но и дает возможность построения новых аппроксимационных схем и методов изучения спонтанного КР.

Настоящая работа основана на результатах, полученных и опубликованных авторами после 1980 г.

В разд. 1 и 2 обсуждаются основные характеристики спонтанных распадов: AP, СД и КР и проблема проницаемости одномерных и многомерных барьеров в этих процессах. Разд. 3 в основном посвящен анализу феноменологических подходов к описанию КР.

Разд. 4 посвящен микроскопическому описанию КР. Попытка понять роль резонансного рассеяния в процессе КР привела нас сразу к проблеме коллективных резонансов нестабильной системы, образовавшейся в результате слияния (идентичных) фрагментов. С целью изучения и получения спектроскопической информации о КР приводится микроскопическо-макроскопический анализ современных экспериментальных данных. В этом разделе мы уделяем особое внимание изучению эффектов ядерной деформации на ВЖ спонтанного КР.

В последнем разделе приведены основные выводы нашей работы.

## 1. ИНФОРМАЦИЯ О СПОНТАННОМ КЛАСТЕРНОМ РАСПАДЕ

**Первые гипотезы.** Первая гипотеза о существовании КР в области тяжелых ядер высказывалась в 1924 г. Исходя из данных об аномально высоком содержании свободного азота в урановых рудах, англичанин Фут [28] выдвинул гипотезу об азотной радиоактивности урана.

В 1966 г. Шуклюков [29] сделал аналогичную гипотезу, чтобы объяснить наблюдаемый избыток изотопов неона и аргона в урановых минералах. Более того, он предположил, что имеет место асимметричное деление ядер урана с испусканием легких изотопов неона и аргона.

Наконец, отметим, что избыток изотопов  $^{86}\text{Kr}$  в метеоритах различных типов был объяснен [30] как результат несимметричного деления ядер с  $A \simeq 300$ , которое приводит также к созданию изотопов в области  $^{208}\text{Pb}$ .

В настоящее время нет никаких доказательств связи этих геологических или астрономических наблюдений с явлением спонтанного КР.

**Теоретические предсказания.** Теоретические работы, в которых предсказывался новый вид спонтанной радиоактивности, появились раньше экспериментальных наблюдений. В работах [1], исходя из более общих представлений о ядерной стабильности, авторы впервые обсудили возможное существование нового явления распада — КР, промежуточного между  $\alpha$ -распадом и делением. Явление КР интерпретировалось авторами как двухтельное крайне асимметричное деление. Первые оценки ВЖ по отношению к КР были сделаны Сэндулеску, Поэнару и Грейнером. Они показали, что некоторые КР могут происходить с вероятностями, доступными для прямых измерений. Конкретные рекомендации [1, рис. 7] оказались правильно-

ми только в некоторых случаях (испускание ядер  $^{24}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Mg}$  из изотопов Th и U). Анализ КР в первой гамовской модели [1] показал, что с наибольшей вероятностью должен осуществляться распад, приводящий к образованию магических (полумагических) фрагментов ( $A_1 = 208, Z_1 = 82, N_1 = 126, A_2 = 14, 24, 28, Z_2 = 6, 8, 10, 12, 14, N_2 = 8, 20$ ).

Важно отметить, что первая элементарная теория КР [1] не отрицала полностью возможности явления, потому что проникаемости преувеличены искусственно на несколько порядков.

**Обнаружение  $^{14}\text{C}$ -распада.** В 1984 г. Роуз и Джонс [2] впервые наблюдали спонтанный вылет ядер  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$ . Когда было сообщено это открытие, группа Александра и др. [3] проводила эксперимент по поиску эмиссии  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$ . Таким образом, исследование [3] является независимым подтверждением открытия нового вида спонтанного вылета  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$ . Решающим фактором, приведшим к открытию КР, был выбор распадающегося ядра. Этот выбор обусловлен выигрышем в энергии распада для ядер, близких к магическим, в результате которого мы имеем наибольшую проникаемость (т. е. и вероятность распада).

Идентификация частиц, вылетающих из источника, проводилась с помощью  $\Delta E - E$ -методики. Эта методика позволила регистриро-

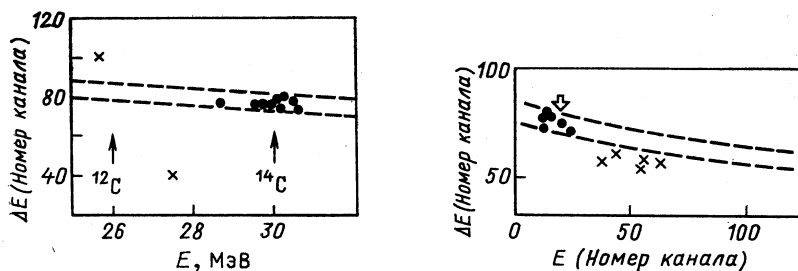


Рис. 1. Двумерный спектр  $\Delta E - E$ , полученный Роузом и Джонсом [2] для вылета кластера  $^{14}\text{C}$  из ядра  $^{223}\text{Ra}$ :

точками обозначены события, соответствующие вылету кластера  $^{14}\text{C}$ ; штриховыми линиями показана зона, ограничивающая возможные события  $^{14}\text{C}$  (результаты калибровки); нижний крестик соответствует четырехкратному наложению импульсов  $\alpha$ -частицы, а верхний — событию, зарегистрированному во время эксперимента

Рис. 2. Двумерный спектр  $\Delta E - E$ , полученный Александровым и др. [3] в измерениях с ядром  $^{223}\text{Ra}$ :

точки — события, соответствующие вылету ядер  $^{14}\text{C}$ ; штриховые линии — результаты калибровки. Зона событий четырехкратных наложений импульсов  $\alpha$ -частиц ограничена сплошными линиями, а зона пятикратных наложений показана на рисунке крестиками

вать событие  $^{14}\text{C}$  на огромном фоне  $\alpha$ -частиц. На рис. 1 и 2 показаны спектры  $\Delta E - E$ -событий  $^{14}\text{C}$ , наблюдаемых в работах [2, 3].

Результат [2] подтвержден позднее другими группами (рис. 3—5) [4, 6] с помощью  $\Delta E - E$ -методики [4, 5] и трековых детекторов [6].

Таблица 1. Экспериментальные данные по  $^{14}\text{C}$  эмиссии из  $^{223}\text{Ra}$  ( $Q=31,8$  МэВ)

Интенсивность источника, мкКи	Время экспозиции, сут	Метод* наблюдения	Калибровка	Число событий	$\lg T_c$	$B = T_\alpha / T_c^{**}$	Литература
3,3	184	а	—	19	$15,06 \pm 0,15$	$(8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$	[2]
85	30	а	$^{12}\text{C}, ^{14}\text{N}$	7	$15,11 \pm 0,22$	$(7,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-10}$	[3]
210	5	б	$^{14}\text{C}$	11	$15,25 \pm 0,2$	$(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$	[4]
9,2	6	в	$^{12-14}\text{C}, \text{N}, \text{O}$	24	$15,32 \pm 0,14$	$(4,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-10}$	[5]
См. [6]	См. [6]	г	$^{12}, ^{13}, ^{14}\text{C}$	56	$15,20 \pm 0,07$	$(6,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$	[6]

\* а —  $\Delta E - E$ -телескоп и Si-детектор; б — магнитный спектрометр,  $\Delta E - E$ -телескоп и Si-детектор; в — магнитный спектрометр,  $\Delta E - E$ -телескоп и газовый детектор; г — трековые (пластиковые) детекторы.

\*\*  $T_\alpha = 9,85 \cdot 10^5$  с.

Результаты всех этих работ даны в табл. 1. Роуз и Джонс [2] вычисляли проникаемость (в простой гамовской модели) для  $^{12,13,14,15}\text{C}$ -,  $^{15}\text{N}$ -,  $^{18,19}\text{O}$ - и  $^{28}\text{Mg}$ -эмиссии из ядер  $^{227}\text{Th}$ ,  $^{227}\text{Ac}$ ,  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{219}\text{Rh}$  (серия  $^{235}\text{U}$ ) и на основе гамовских факторов заключили, что они, вероятнее всего, наблюдали в своих экспериментах эмиссию  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$ .

Отметим, что такой теоретический анализ для установления наибольшей проникаемости кулоновского барьера был раньше предложен в работе [1].

Наблюдение первого спонтанного радиоактивного распада  $^{14}\text{C}$  из  $^{223}\text{Ra}$  дало огромный импульс новым экспериментальным и теоретическим исследованиям.

Спонтанный вылет ядер  $^{14}\text{C}$  был вскоре подтвержден для ряда других ядер, а именно:  $^{221}\text{Fr}$  и  $^{221}\text{Ra}$  [6, 7],  $^{222}\text{Ra}$  [6, 8],  $^{224}\text{Ra}$  [6],  $^{225}\text{Ac}$  [7] и  $^{226}\text{Ra}$  [7, 8] (см. рис. 3—5 и табл. 1).

В свою очередь, теоретики смогли перенормировать свои модельные параметры, используя эту большую совокупность экспериментальных данных. Новые теоретические предсказания [21—25] оказались намного точнее и указали на то, что с заметной вероятностью должен осуществляться КР с наибольшей энергией, приводящей к образованию магических (или полумагических) фрагментов.

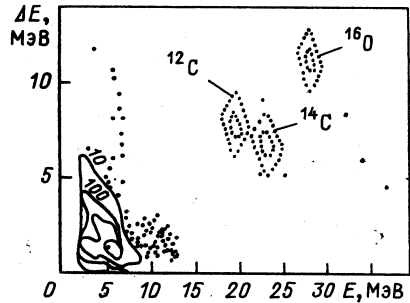


Рис. 3. Спектр  $\Delta E - E$  для эмиссии кластера  $^{14}\text{C}$  и ядра  $^{223}\text{Ra}$ , полученный группой Галеса и др. [4]: штриховые линии — результаты калибровки; точки — результаты регистрации события  $^{14}\text{C}$  из ядра  $^{223}\text{Ra}$

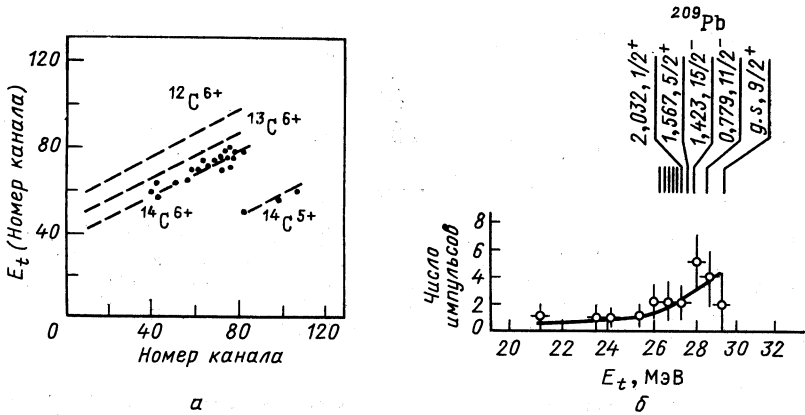


Рис. 4. Спектр  $\Delta E - E$  в измерениях с ядром  $^{223}\text{Ra}$ , полученный группой Кучеры и др. [5] (а) (точки — зарегистрированные события  $^{14}\text{C}$ , штриховые линии — результаты калибровки) и события из рис. а, представленные как функция полной энергии ( $E_t$ ) (б). На верхней части рисунка указаны основное и возбужденные состояния  $^{209}\text{Pb}$

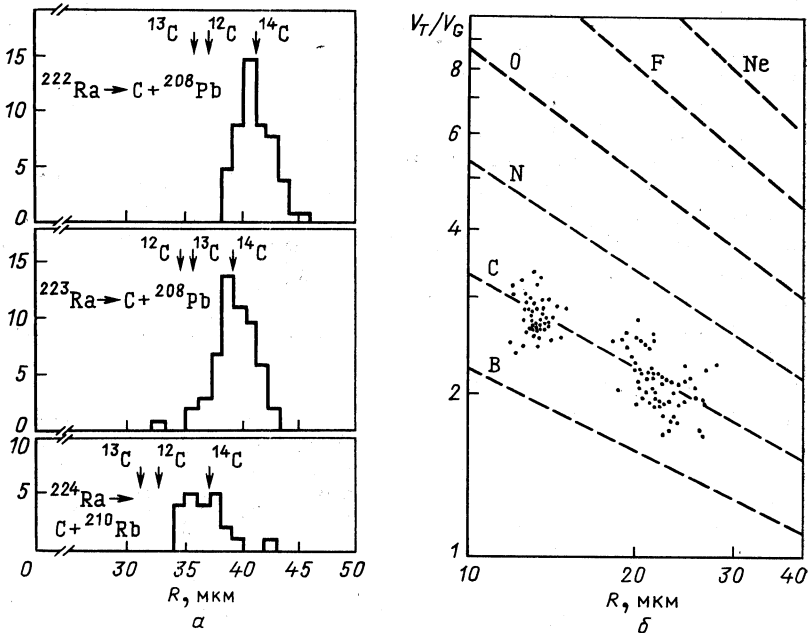


Рис. 5. Результаты экспериментов Прайса и др. [6] по наблюдению вылета  $^{14}\text{C}$  из ядер  $^{222}, ^{223}, ^{224}\text{Ra}$ :

а — отношение измеренных и рассчитанных (из  $Q$ -энергии) остаточных радиусов  $R$ ; б — зависимость селективности проявления ( $V_T/V_G$ ) от остаточного радиуса  $R$ : точками обозначены результаты наблюдения вдоль траектории  $^{14}\text{C}$ ; штриховыми линиями показаны результаты калибровки

**Обнаружение Ne-, Mg- и Si-распадов.** Все эти распады были исследованы в Дубне и Беркли с помощью трековых детекторов.  $^{24}\text{Ne}$ -распад был обнаружен для  $^{230}\text{Th}$  [9],  $^{231}\text{Pa}$  [10],  $^{232}\text{U}$  [11],  $^{233}\text{U}$  [12, 13] и  $^{234}\text{U}$  [14, 15, 16].

$^{28}\text{Mg}$ -распад обнаружен для ядер  $^{234}\text{U}$  [14, 15, 16],  $^{238}\text{Pu}$  [17] и  $^{30}\text{Mg}$  — для  $^{237}\text{Np}$  [9].

Наконец, недавно  $^{32}\text{Si}$ -распад обнаружен для  $^{238}\text{Pu}$  [17], где  $B \approx 10^{-16}$ , и  $^{34}\text{Si}$ -распад для  $^{241}\text{Am}$  [9, 18]. Все эти результаты детально обсуждались в обзоре Прайса [20].

Обнаружения спонтанного вылета ядер C, Ne, Mg и Si позволяют глубже взглянуть на проблему распада тяжелых ядер. Кроме того, новые открытия являются стимулом для построения общей дедуктивной теории, которая способна описать единообразно разные распады.

Сейчас стало ясно, что спонтанный КР — общее явление, и мир нестабильных ядерных систем оказался намного богаче, чем мы знали до сих пор.

## 2. ОБОБЩЕНИЕ ТЕОРИИ ГАМОВА

**Энергия распада.** Начнем с рассмотрения влияния главных факторов на скорость спонтанных радиоактивных распадов. Одним из этих факторов является энергия распада. Основываясь лишь на энергии связи, можно прийти к выводу о принципиальной возможности испускания ядрами протонов и прочно связанных фрагментов, как, например, He, C, O . . . и т. д. В связи с тем что средняя энергия связи на один нуклон особенно велика у средних и нескольких легких ядер (He, C, O . . .), многие тяжелые ядра оказываются энергетически неустойчивыми по отношению к распаду на два ядра  $A = A_1 + A_2$ , причем энергия распада

$$Q = E - E_1 - E_2 \quad (1)$$

оказывается положительной величиной для многих разных комбинаций ( $A_1, A_2$ ).

Сильное влияние на энергию распада оказывают замкнутые оболочки, которые являются граничными линиями между областями устойчивых и неустойчивых ядер. Из рис. 6 видно, что энергия КР имеет отчетливые максимумы, которые связаны с заполнением нейтронных оболочек (и подоболочек легкого фрагмента  $N_2 = 8, 14, 20$ ),

Мы увидели далее, что структура начальных и конечных ядер накладывает довольно сильный отпечаток на энергию распада и, следовательно, на вероятность распада. Аналогичные обстоятельства мы встречаем в случаях AP, CD и в реакциях глубокоупругих передач [31].

**Барьеры распада.** Несмотря на энергетическую неустойчивость, многие распады не осуществляются из-за разных причин, но прежде всего (это мы увидим дальше) из-за чрезвычайно малой проницаемости кулоновского барьера. Проницаемость достигает значительной

величины в некоторых крайних случаях: протонные, двухпротонные распады [32] ( $A > 6$  и  $Z > N$ ) и AP ( $A > 100$ ), когда испускаемый заряд небольшой, при КР на осколки, промежуточные по заряду и массе между  $\alpha$ -частицами и осколками СД.

Высоту каждого барьера приблизительно можно оценить как энергию электростатического отталкивания фрагментов, находя-

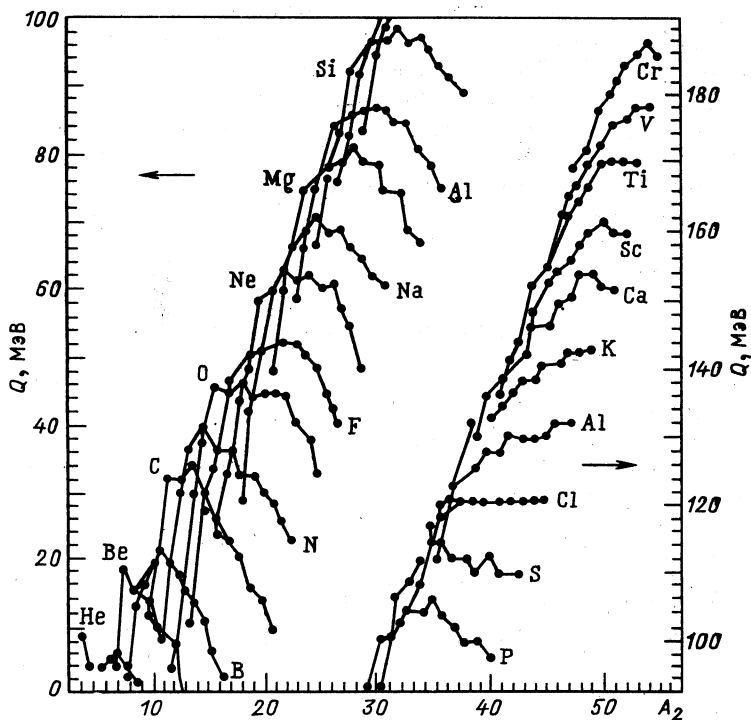


Рис. 6. Зависимость энергии распада  $Q$  от массы испускаемого кластера  $A_2$  для различных распадов, приводящих к образованию тяжелого фрагмента  $^{208}\text{Pb}$ . Для испускания данного кластера энергии  $Q$  имеет максимумы для чисел нейтронов  $N_2 = 8, 14, 20$

щихся в соприкосновении, и эта величина оказывается всегда больше, чем энергия распада.

Могут возникнуть вопросы, почему разные спонтанные распады наблюдаются в точно определенной зоне масс, с чем связана интенсивность распада? Ответы на эти вопросы можно получить из рассуждения, в известной степени аналогичного приведенным в работах [1, 26, 27] при рассмотрении процессов AP, СД и КР. Совершенно очевидно, что любой распад на два положительно заряженных фрагмента затруднен существованием кулоновского барьера и спонтанные распады можно рассматривать как процессы туннелирования под барьером.



**Уравнения движения.** Туннелирование под барьером — квантовомеханическое явление. Исследование процессов туннелирования в сложных ядерных системах и особенно в КР является и в настоящее время одной из актуальнейших проблем теории и эксперимента.

С теоретической точки зрения решение уравнения Шредингера с приближенными граничными условиями содержит полную информацию о процессе туннелирования.

Многие проблемы квантовомеханического туннелирования могут быть изучены на основе одно- и многомерных моделей для потенциальных барьеров. В большинстве этих моделей динамическое поведение нестабильного ядра описывается с помощью гамильтониана, зависящего от некоторых независимых коллективных координат  $q_1, \dots, q_N$ :

$$H = H_1 + H_2 + T(q_1, \dots, q_N) + V(q_1, \dots, q_N), \quad (2)$$

где  $H_1$  и  $H_2$  — внутренние гамильтонианы фрагментов;  $T$  — оператор кинетической энергии, который соответствует классической кинетической энергии  $T_{\text{кл}}$ :

$$T = -\frac{1}{2} \hbar^2 \sum_{i, j=1}^N \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial q_i} M_{ij} D \frac{\partial}{\partial q_j}, \quad D = \det M_{ij}; \quad (3)$$

$$T_{\text{кл}} = \frac{1}{2} \sum_{i, j=1} M_{ij} \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (4)$$

$M_{ij}$  — массовые параметры. Для изучения эволюции нестабильной системы, состоящей из  $A_1$ - и  $A_2$ -нуклонов, необходимо исследовать взаимодействие двух кластеров  $A_1$  и  $A_2$ .

Волновая функция такой системы представляется в виде

$$\psi = \hat{\mathcal{A}} \{ \Phi_1(A_1) \Phi_2(A_2) U(q_1, \dots, q_N) \}. \quad (5)$$

Если внутренние функции кластеров  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  фиксируются, тогда функция относительного движения  $U$  зависит только от выбора взаимодействия. Чтобы вывести уравнения движения для  $U$ , необходимо подставить (5) в многочастичное уравнение Шредингера:

$$(H - E) \psi = 0, \quad (6)$$

и функция  $U$  может быть найдена в результате решения дифференциального или интегродифференциального уравнения.

В одномерном случае классический и квантовомеханический гамильтонианы имеют вид

$$H_{\text{кл}} = H_1 + H_2 + \frac{1}{2} M(q) \dot{q}_1^2 + V(q); \quad (7)$$

$$H = H_1 + H_2 - \frac{1}{2} \hbar^2 \frac{1}{[M(q)]^{1/2}} \frac{d}{dq} \frac{1}{[M(q)]^{1/2}} \frac{d}{dq} + V(q). \quad (8)$$

В одномерных моделях обычно используется «эффективный» потенциал, представляющий собой сумму ядерного, кулоновского и центробежного потенциалов двух фрагментов ( $q \equiv r$  — расстояние между центрами масс фрагментов)

$$V(r) = V_{\text{кул}}(r) + V_{\text{яд}}(r) + V_{\text{ц}}(r). \quad (9)$$

Уравнение Шредингера для степени свободы  $r$  имеет вид

$$\left[ -\frac{1}{2} \hbar^2 \frac{1}{(M(r))^{1/2}} \frac{d}{dr} \frac{1}{(M(r))^{1/2}} \frac{d}{dr} + V(r) - Q \right] U(r) = 0, \quad (10)$$

где  $Q = E - E_1 - E_2$ .

С введением преобразования [33]

$$x(r) = \int_0^r [M(r)/M_0]^{1/2} dr, \quad (11)$$

где  $M_0$  — произвольная постоянная масса, уравнение (10) переходит в обычное уравнение Шредингера с постоянной массой

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2M_0} \frac{d^2}{dx^2} + \bar{V}(x) - Q \right] \bar{U}(x) = 0, \quad (12)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \bar{V}(x) &= \bar{V}(x(q)) = V(q); \\ \bar{U}(x) &= \bar{U}(x(q)) = U(q). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Таким образом, изменение массы в зависимости от динамической переменной  $q$  приводит к изменению потенциала. В общем случае  $\bar{V}(x)$  имеет сложную форму и решить уравнение очень трудно. В некоторых частных случаях для потенциальной ямы и для перевернутого осциллятора  $\bar{V}(x)$  и  $\bar{U}(x)$  можно получить в аналитическом виде [33, 34, 48].

**Вероятность проникновения через барьер.** Для определения вероятности туннельного проникновения через барьер  $P$  в общем случае надо решить (10) с граничным условием уходящей волны при  $r \rightarrow \infty$ . Если задать конкретную функциональную форму для  $M(r)$ , то наша задача намного упрощается.

Квазиклассические решения в случае  $M(r) = M_0$  удовлетворительны везде, за исключением области, близкой к классическим точкам поворота; имеются формулы, обеспечивающие сшивание решений, полученных для внутренней и внешней частей барьера. В этом случае [26, 35]

$$P = [1 + \exp S]^{-1} \approx \exp(-S), \quad (14)$$

где

$$S = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} [2M_0(V(r) - Q)]^{1/2} dr \quad (15)$$

— интеграл действия;  $M_0 = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ ;  $r_1, r_2$  — точки поворота  $V(r_1) = V(r_2) = Q$ .

Общий случай  $M(r) \neq \text{const}$  мы обсудим детально в разд. 3. Одномерное описание проницаемости барьера, конечно, является упрощением, но оно представляется сравнительно хорошим приближением для изучения АР, КД и СД.

Надо упомянуть, что первые предсказания о КР [1] основывались на элементарных расчетах по формуле (14), где потенциал  $V(r)$  (9) определен из реакций рассеяния.

Для определения проницаемости в многомерных моделях более удачным является подход, ранее предложенный для изучения СД [36]. Отметим здесь только основной результат этого подхода. В коллективном адиабатическом описании процесса СД вероятность  $P$  проницаемости барьера обычно вычисляют в квазиклассическом приближении

$$P = [1 + \exp S(L_{\min})]^{-1} \approx \exp(S(L_{\min})), \quad (16)$$

где

$$S(L) = \frac{2}{\hbar} \int_{L_1}^{L_2} \{2M(L)[V(L) - Q]\}^{1/2} dL \quad (17)$$

— интеграл действия, рассчитанный вдоль траектории  $L = \{q_1, \dots, q_N\}$ , заданной в пространстве деформации  $q_i$ ;  $M(L)$  — «эффективный» массовый параметр вдоль траектории  $L$ ;  $Q$  — энергия распада.

Эффективный МП в (17)

$$M(L) \equiv M_{LL}(L) = \sum_{i,j} M_{q_i q_j} \frac{dq_i}{dL} \frac{dq_j}{dL}, \quad (18)$$

где  $M_{q_i q_j}$  — компоненты, соответствующие параметрам деформации  $q_i, q_j$ .

В работах [1, 54] изучалась проницаемость двумерного барьера  $(r, \eta)$  и было показано, что влияние ортогональной степени свободы в основном сводится к изменению высоты барьера и усилению КР. Отметим, что конкретные результаты для КР на основе формул (16) пока не получены. В разд. 3 обсудим подробно проблему проницаемости двумерных барьеров.

**Скорость распада  $\lambda$ .** Если распад происходит в нормальных условиях в результате ряда независимых событий (это предполагается в гамовской теории): формирование кластера, соударение с барьером и квантовомеханическое туннелирование, мы должны перемножить все вероятности, чтобы получить полную вероятность (или скорость) распада

$$\lambda = nFP = \frac{\ln 2}{T}, \quad (19)$$

где  $n$  — число соударений с барьером в 1 с;  $F$  — фактор формирования кластера;  $P$  — проницаемость барьера. Очевидно, что для зависимых событий уравнение (19) неприменимо. Мы отметим здесь, что уравнение движения (10) было получено на основе одного сильного упрощения, пренебрегая матричными элементами гамильтониана между связанными состояниями и состояниями непрерывного спектра. Включение этих элементов приводит к появлению амплитуды формирования как неоднородность уравнения (10) [37]. Конечно, это показывает, что  $P$  зависит от  $F$  и формула (19) неприменима.

Наконец, отметим, что насколько проста формула (19), настолько трудной оказывается задача определения пространственной зависимости отдельных вероятностей и пространственного разделения этих событий.

Изучение спонтанных ядерных распадов АД и СД приводит к выводу, что определяющим фактором в этих процессах с чрезвычайно малыми скоростями распада  $\lambda_\alpha$  и  $\lambda_f$  является проникновение через барьер. К аналогичным выводам пришли авторы работы [1] для КР, где проницаемость барьера  $P$  остается главным фактором, причем первые оценки показали, что  $\lambda_f \ll \lambda_\alpha$ .

Времена жизни радиоактивных ядер превышают характерное ядерное время ( $10^{-22}$  с) на несколько десятков порядков (см. рис. 16, 18). Как мы уже показали, существуют две основные причины, обеспечивающие такие огромные времена жизни. Во-первых, барьерные эффекты могут приводить к большим временам жизни по отношению к вылету заряженных частиц или кластеров. Во-вторых, учет квантовых и структурных эффектов также приводит к очень малой вероятности статистического распада.

Время задержки, обусловленное высокими барьерами, можно оценить в квантовомеханической одномерной модели

$$\Delta t = \int_{-\infty}^{\infty} dx [|\psi(x)|^2 - |\psi_0(x)|^2], \quad (20)$$

где  $\psi_0$  — решение однородного уравнения (6) [где  $V(x) = 0$ ]. В полуклассическом подходе энергию  $E$  можно рассмотреть как функцию  $\psi$ . Тогда из (6)

$$(H - E) \frac{\partial \psi}{\partial E} - \psi = 0; \quad (21)$$

$$\psi^* \psi = \frac{\hbar^2}{2M_0} \frac{\partial}{\partial x} \left[ \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial E} - \frac{\partial \psi}{\partial E} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right]; \quad (22)$$

$$\int_{-x}^x \psi^* \psi dx = -\frac{\hbar^2}{2M_0} \left[ \psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial E} - \frac{\partial \psi}{\partial E} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right]_{-x}^x. \quad (23)$$

Теперь, предполагая, что скорость на бесконечности равна  $\hbar k/M_0$ , можно выписать асимптотику волновой функции  $\psi(x)$  ( $x \rightarrow \pm \infty$ ):

$$\psi(x) = (\hbar k/M_0)^{-1/2} [\exp(ikx) - R(k) \exp(-ikx)], \quad x \rightarrow -\infty; \quad (24)$$

$$\psi(x) = (\hbar k/M_0)^{-1/2} T(k) \exp(ikx), \quad x \rightarrow +\infty. \quad (25)$$

Функция  $\psi_0(x)$  нормирована условием

$$\int |\psi_0|^2 dx = |R(k)|^2 / (\hbar k/M_0). \quad (26)$$

Подставляя (22), (26) в (20), получаем

$$\Delta t(x) = -\hbar \frac{\partial \delta}{\partial E} |R(k)|^2 - \frac{\hbar |R(k)|}{2E} \sin(2kx - \delta), \quad (27)$$

где  $|R(x)|$  и  $\delta(x)$  — модуль и фаза коэффициента отражения соответственно:

$$R(k) = |R(k)| \exp[i\delta(k)]; \quad (28)$$

$$|R(k)|^2 + |T(k)|^2 = 1. \quad (29)$$

Усреднение (27) по достаточно большому интервалу дает

$$\langle \Delta t \rangle = -\hbar \left[ \frac{d\delta}{dE} \right] |R(k)|^2. \quad (30)$$

### 3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Малая длина дебройлевской волны в спонтанных распадах позволяет рассматривать относительное движение двух фрагментов, в том числе в условиях перекрытия их поверхностей, как движение двух классических частиц по траекториям. Эти траектории можно определить, например, на основе феноменологического уравнения Шредингера с приближенными граничными условиями.

Полуэмпирическая теория КР была развита вскоре после обнаружения  $^{14}\text{C}$ -распада из  $^{223}\text{Ra}$  и содержит элементы теории АР [26] и СД [27]. В ее рамках первоначальные оценки проницаемости  $P$  (14), (16) могли бы связываться с экспериментальными периодами полураспада и пользоваться для расчета абсолютных времен жизни. Во всех феноменологических моделях для взаимодействия фрагментов, т. е. для ПЭ, принимают некую модель, содержащую минимальное число параметров (которые описывают, например, удлинение и возникновение шейки), и МП предполагаются или постоянными, или с известной функциональной формой. При разных значениях этих параметров рассчитывается период полураспада  $T_c$ , пока не будет достигнуто удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. При таком подходе вопрос единственности решения уравнения Шредингера просто не рассматривается, так же как и условие применимости ВКБ-приближения для целого класса использующихся потенциалов.

В этих моделях не рассматривается микроструктура нестабильной системы во время ее эволюции и структурные эффекты описываются феноменологически.

**Модель Поэнару — Ивашку — Сандулеску — Грейнера (ПИСГ).** После обнаружения спонтанного распада с испусканием  $^{14}\text{C}$ -кластера из  $^{223}\text{Ra}$  [2] сразу были предприняты попытки рассчитать период полураспада для этого распада и для других возможных распадов [24—25]. Авторы этих работ показали, что к анализу экспериментальных ВЖ можно подойти чисто феноменологически, считая, что  $\alpha$ -частичный подход проявляется в законе Гейгера — Нэттола и этот закон можно обобщить прямо на КР.

Для КР, как и для АР и СД [35, 36], ВЖ рассчитывались с помощью соотношения (19), в котором  $F = 1$ :

$$T = \frac{\ln 2}{nP}, \quad (31)$$

где  $n = \omega/2\pi$  — число столкновений с барьером в 1 с (характерная частота коллективной моды, ведущей к КР);  $\hbar\omega/2 = E_0$  — энергия нулевых колебаний, а  $P$  — вероятность прохождения через барьер.

В соответствии с квазиклассической одномерной теорией

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar^2} \int_{r_1}^{r_2} [2M(r)(V(r) - E)]^{1/2} dr \right\}, \quad (32)$$

где  $E = Q + E_0$ ,  $Q$  [см. формулу (1)] — энергия распада, а  $M(r)$  — массовый параметр, который предполагается равным  $M = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ ;  $V(r)$  содержит кулоновский, ядерный и центробежный члены [как в (9)] и член, описывающий феноменологическую оболочечную поправку  $\delta V_{об}$ :

$$V(r) = V_{кул}(r) + V_{яд}(r) + V_{ц}(r) + \delta V_{об}, \quad (33)$$

$r_1$  и  $r_2$  — точки поворота:  $V(r_1) = V(r_2) = E$ . При описании  $V_{кул}$  использовалась приближенная формула

$$V_{кул}(r) = \begin{cases} \alpha(3/2 - r^2/R_T^2)/R_T & \text{при } r < R_T; \\ \alpha/r & \text{при } r > R_T, \end{cases} \quad (34)$$

где  $R_T = R_1 + R_2$ ,  $R_1$  и  $R_2$  — радиусы сферических фрагментов и  $\alpha = Z_1 Z_2 e^2$ .

Для описания ядерного члена  $V_{яд}$  использовались разные варианты: потенциал Вудса — Саксона с параметрами, определенными из реакции упругого рассеяния тяжелых ионов [1, 38]; потенциал ядерных сил конечного радиуса действия [22, 39]; потенциал Юкавы и экс-

понициального взаимодействия [20—40] ( $r > R_T$ ) и аналитический потенциал, рассчитанный с полиномом второго порядка по  $r$  [23—25]

$$V_{\text{яд}}(r) = Q + (E - Q) [(r - R_i)/(R_T - R_i)]^2; \quad r \leq R_T, \quad (35)$$

где  $R_i = r_0 A^{1/3}$ ;  $R_1 = r_0 A_1^{1/3}$ ;  $R_2 = r_0 A_2^{1/3}$ .

Этот последний потенциал практически использовался в большинстве расчетов. Надо отметить, что в этой модели барьер для распада и пределы интегрирования определяются приближенно на основе физических или интуитивных предположений. Обычно интеграл действия (32) разбивается на два члена, и для  $\lg T$  получим в потенциале (35):

$$\lg T = 0,43429 (K_{0v} + K_s) - \lg E_0 - 20,8436, \quad (36)$$

где  $K_{0v}$  и  $K_s$  зависят сложным образом от заряда, массы и радиуса фрагментов, высоты барьера и энергии распада:

$$a = b (E_0/E_b)^{1/2}; \quad b = R_T - R_i; \quad (37)$$

$$K_{0v} = 0,2196 (E_b A_1 A_2 / A)^{1/2} \left\{ (b_2 - a^2)^{1/2} - \frac{a^2}{b} \ln \left[ \frac{b + (b^2 - a^2)^{1/2}}{a} \right] \right\}; \quad (38)$$

$$K_s = 0,4392 (EA_1 A_2 / A)^{1/2} r^2 \Psi_{mc}, \quad (39)$$

$$\Psi_{mc} = (c + m - 1)^{1/2} - [r(c - r) + m]^{1/2} + \frac{c}{2} \left[ \arcsin \frac{c - 2r}{(c^2 + 4m)^{1/2}} - \arcsin \frac{c - 2}{(c^2 + 4m)^{1/2}} \right] + \sqrt{m} \ln \left\{ \frac{2 \sqrt{m} [r(c - r) + m]^{1/2} + cr + 2m}{r [2 \sqrt{m}(c^2 + m - 1)^{1/2} + c^2 + 2m]} \right\}; \quad (40)$$

$m = r^2 E_0 / E$ ;  $c = r E_c / E$ ;  $r_0 = 1,2249$  фм.

Параметрами этой модели являются радиусы конечных фрагментов  $R_1$  и  $R_2$  и энергия нулевых колебаний  $E_0$ . Выбирая [22—25]

$$E_0 = Q \left[ 0,056 + 0,039 \exp \left( \frac{4 - A_2}{2,5} \right) \right], \quad (41)$$

получаем значительное увеличение энергии  $E$  и значительное увеличение проницаемости (32). Из-за этой причины  $E_0$  можно считать главным параметром этой модели.

Важные результаты, полученные в ряде работ [21—25] и [41, 42], представлены на рис. 7—10. Отметим здесь, что ВЖ при КР сильно зависит от деталей барьера, от оболочечных эффектов. Систематическое изучение КР в этой модели показало, что расхождение с экспериментальными данными растет с увеличением массы испускаемого кластера.

В работе [41] этот подход был обобщен для деформированных фрагментов. В этом случае было показано, что барьер уменьшается для вытянутых деформаций и растет для сплюснутых деформаций.

Наконец, некоторые детали этой модели были уточнены в работах [43—45]. Они включают использование переменного МП и более детальное описание четно-нечетных структурных и оболочечных эффектов. Детальное изучение КР показало, что КР — явление общее

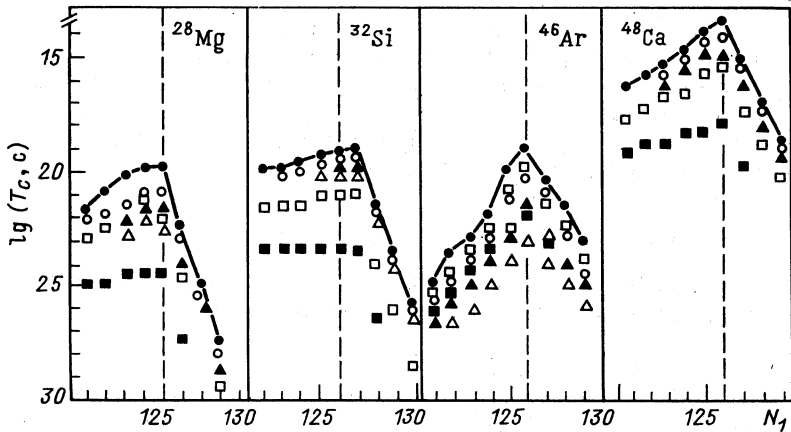


Рис. 7. Зависимость периода полураспада  $T_c$  от числа нейтронов тяжелого фрагмента  $N_1$  в случае эмиссии ядер  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ,  $^{46}\text{Ag}$  и  $^{48}\text{Ca}$ . Числа протонов  $Z_1$  дочернего ядра следующие: ■ — 80; □ — 81; ● — 82; ○ — 83; ▲ — 84; △ — 85. Четно-нечетные эффекты ясно проявляются в  $T_c$ , а минимальное значение для  $T_c$  получается для магического фрагмента  $A_1$  ( $Z_1 = 82$ ,  $N_1 = 126$ )

и вероятности распада велики для магических чисел протонов и нейтронов ( $Z = 28, 50, 82$  и  $N = 28, 50, 82, 126$ ). Разные зоны масс, где можно ожидать КР, представлены на рис. 9.

**Модель Ши—Святецкого.** Авторы работы [46] рассчитывают в методе ВКБ вероятность проникновения  $P$ , используя постоянный МП —  $M(r) = M_0$  и контактный потенциал  $V_p(z)$  в качестве ядерного потенциала (9). Аналогично (14) получается

$$P = \exp \left\{ 0,4374 b (A_1 A_2 / A)^{1/2} \int_{x_0}^x [V(x)]^{1/2} dx \right\} \quad (42)$$

где  $b = 1$  фм;  $r = L - C_1 - C_2$  — расстояние между центрами фрагментов;  $C_1 C_2$  — центральные радиусы фрагментов;  $L = L_c = = 2(C_1 + C_2)$  соответствует фрагментам в контакте;  $Z = xb$  и

$$V(L) = \begin{cases} Z_1 Z_2 e^2 / r + V_p(z) - Q; & L > L_c, \\ a(L - L_0)^v, & L_0 < L < L_c. \end{cases} \quad (43)$$

Постоянные  $a$  и  $v$  в (43) определяются из условия непрерывности  $V(L)$  при  $L = L_c$ .



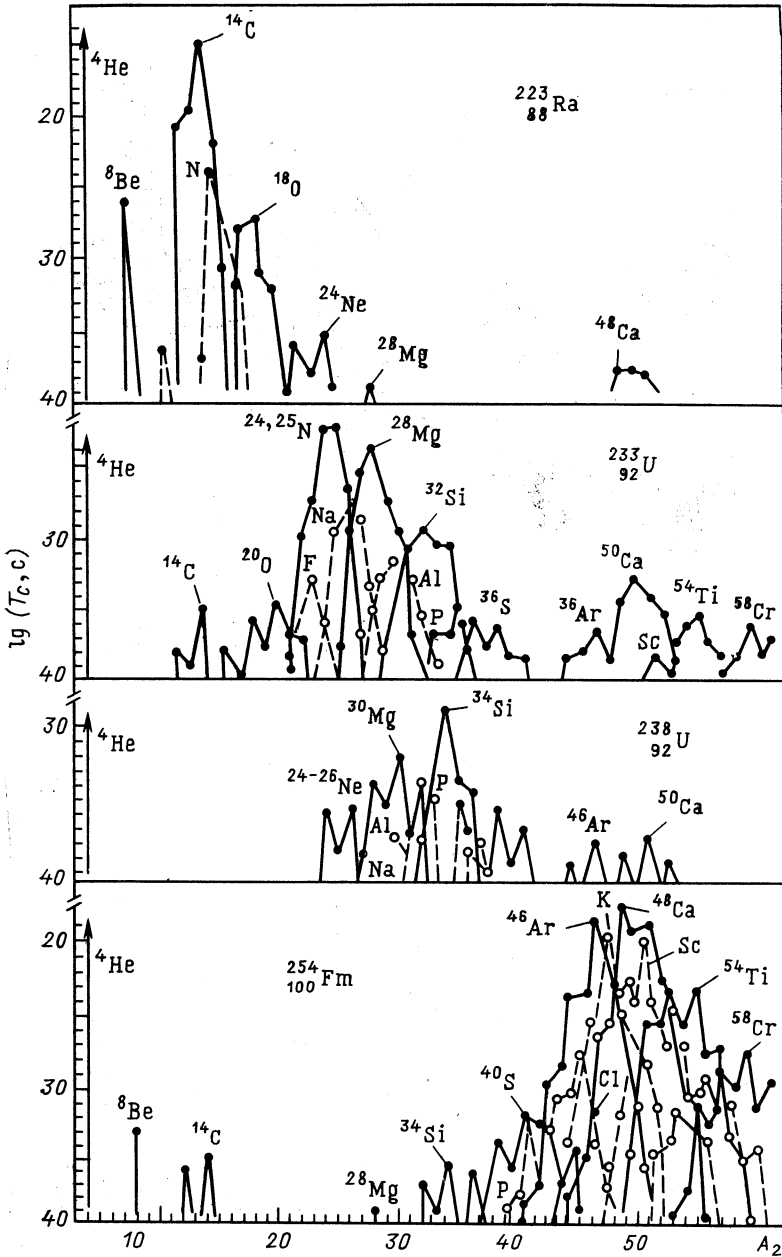


Рис. 8. Времена жизни по отношению к спонтанному кластерному распаду, рассчитанные на основе формулы (36) [24] для родительских ядер  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{254}\text{Fm}$

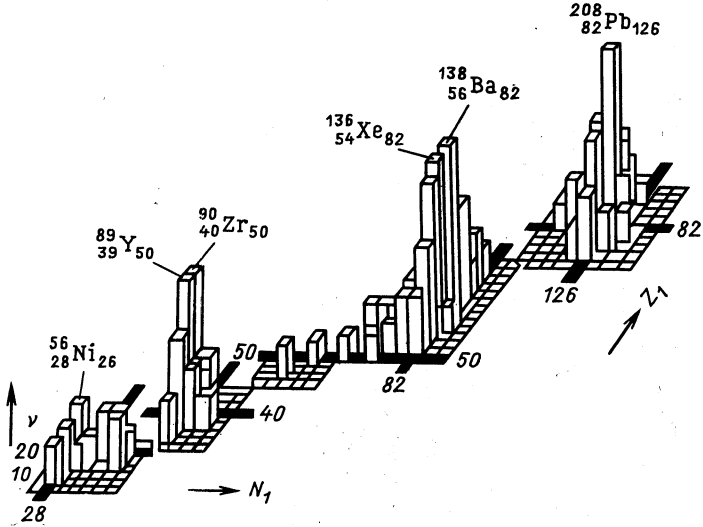


Рис. 9. Относительные выходы разных фрагментов в диаграмме  $(Z, N)$ . Наиболее вероятные выходы соответствуют магическим фрагментам

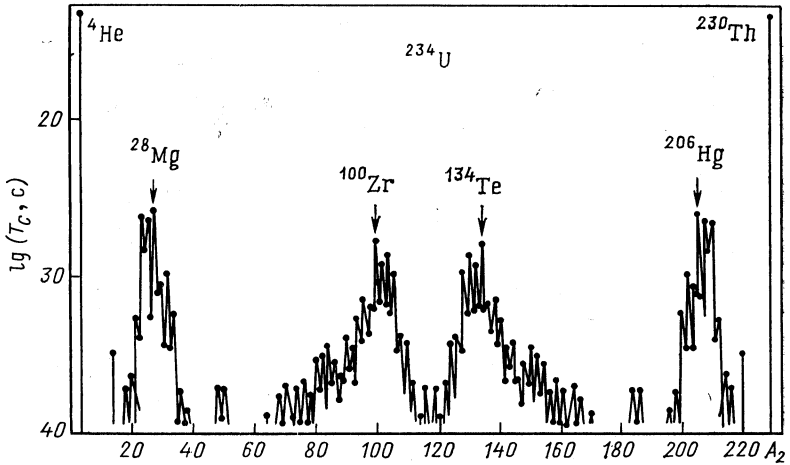


Рис. 10. Зависимость частичных времен жизни  $\alpha$ -распада, кластерного распада и холодного деления ядра  $^{234}\text{U}$  от массы испускаемого кластера. Более вероятные кластерные распады  $^{24-26}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Mg}$ , предсказанные Поэнару и Ивашку [43], были обнаружены группой Прайса и др. [14]

Периоды полураспада определяются с помощью периодов внутренних движений (по порядку  $10^{-22}$ — $10^{-21}$  с):

$$T_{\alpha} = r_0^{\alpha} P_{\alpha}; \tag{44}$$

$$T_c = r_0^c P_c. \tag{45}$$

Из-за того что  $r_0^{\alpha} \approx r_0^c$ , из (44), (45) получим

$$B = P_{\alpha}/P_c. \tag{46}$$

Этот метод был обобщен [47] на случай деформированных фрагментов. Результаты, полученные с учетом ядерных деформаций и оболочечных коррекций [47] и без них [46], представлены на рис. 11. По-видимому, включение деформации и оболочечных коррекций приводит к улучшению согласия с экспериментальными данными.

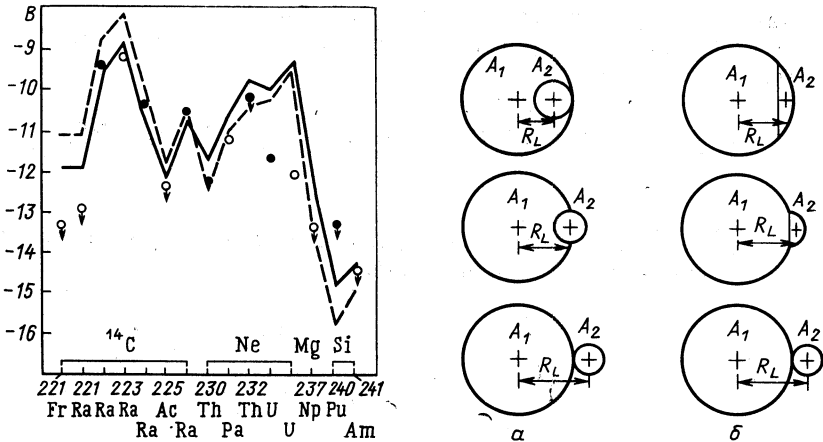


Рис. 11. Вычисленные значения  $B = \lg (T_{\alpha}/T_c)$  [47]:

штриховая линия — результаты расчета для сферических фрагментов и без оболочечных поправок; сплошная линия — результаты расчета для деформированных фрагментов с учетом оболочечных поправок

Рис. 12. Параметризация процесса кластерного распада:

а — происходящего как  $\alpha$ -распад [21—24]; б — происходящего как процесс деления [48]

**Модель Пик—Пичака.** В работе [48] было показано, что введением координаты, аналогичной делительной степени свободы, удастся хорошо описать КР даже в одномерном гамовском приближении. Физической координатой в модели [48] является расстояние между центрами тяжести осколков (рис. 12).

Подбарьерный путь по координате  $R_L$  (от материнского ядра до точки разрыва), равный

$$\Delta R_L = R_1 + R_2 - (A_1/A_2) (R - R_2),$$

оказывается значительно короче, чем в случае  $\alpha$ -распадного подхода [24]. Например, для распада  $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$ ,  $\Delta R = 4,449$  фм при описании [24] и  $\Delta R_L = 3,175$  фм при делительном описании [48], и, следовательно, последнее значение оказывается более подходящим (причем в этом случае существенно уменьшается действие до точки разрыва).

МП в работе [49] оцениваются в рамках гидродинамического приближения. ПЭ определяется взаимодействием вытянутого (сплюснутого) эллипсоида и сферы:

$$V(R_L) = \frac{3}{2} \frac{\alpha}{R_1 (c_1^2 - 1/c_1^2)^{1/2}} \left\{ \frac{1 - v^2}{2} \ln \frac{v+1}{v-1} + v \right\} - Q; \quad R_L \geq R_L^p, \quad (47)$$

где  $v = R_L/[R_1(1/c_1^2 - c_1^2)]$ ;  $\alpha = Z_1 Z_2 e^2$ ;  $Q$  — энергия распада и  $R_1$  — средний радиус тяжелого ядра (большая ось вдоль направления разлета);  $R_L^p$  — расстояние в точке разрыва.

Для сплюснутого эллипсоида, у которого меньшая ось направлена вдоль оси разлета

$$V(R_L) = \frac{3}{2} \frac{\alpha}{R_L} \{v(1 + v^2) \arctg v^{-1} - v^2\} - Q; \quad R_L \geq R_L^p, \quad (48)$$

где  $v = R_L/[R_1(1/c_1 - c_1)]$ .

До точки разрыва потенциал взаимодействия аппроксимируется суммой кубической и обычной парабол:

$$V(R_L) = -E_v + (E_{\text{кул}} + E_v - Q) f(k, p), \quad (49)$$

где  $f(k, p) = (1 + k)p^2 - kp^3$ ;  $E_{\text{кул}}$  — кулоновский потенциал в момент разрыва  $R_L = R_L^p$ ;  $p = (R_L - R_L^p)/(R_L^p - R_L^H)$ ,  $R_L^H$  — начальное расстояние между центрами тяжести фрагментов в материнском ядре;  $E_v = 2$  МэВ — энергия нулевых колебаний делительной степени свободы. Основные расчеты ВЖ для КР проводились при  $k = 1$  и  $p = 1$  [ $f(k, p)$  идентично для сферы и деформированного ядра].

В квазиклассическом приближении решается уравнение (10) с ПЭ (47) [или (48)] и (49), определяется проницаемость барьера  $P = [\varphi(R_L^p)/\varphi(R_L^H)]^2$ , из которого следует [48]

$$\ln T = \ln \left[ 2\pi (M_0/c)^{1/2} \left( \frac{2}{\hbar} S_N + \frac{2}{\hbar} S_C \right) \right], \quad (50)$$

где

$$S_N = \int_{R_L^{\text{max}}}^{R_L^p} [2M(R_L)V(R_L)]^{1/2} dR_L \quad (51)$$

— квазиклассическое действие под барьером в области действия ядерных сил;

$$S_C = \int_{R_L^p}^{R_L^c} [2M_0 V(R_L)]^{1/2} dR_L \quad (52)$$

— действие после точки разрыва,  $R_L^c$  — точка выхода из кулоновского барьера. Когда фрагменты сферические и в основном состоянии, то  $S_C$  имеет вид

$$S_C = 2M_0 \alpha \left\{ \frac{\pi}{2\lambda} - \lambda(1-\lambda)^{1/2} - \arcsin \lambda \right\}, \quad (53)$$

где  $\lambda = (QR_L^2/\alpha)^{1/2}$ .

Такое описание КР содержит элементы, характерные для описания деления и включает впервые переменный МП и ядерные дефор-

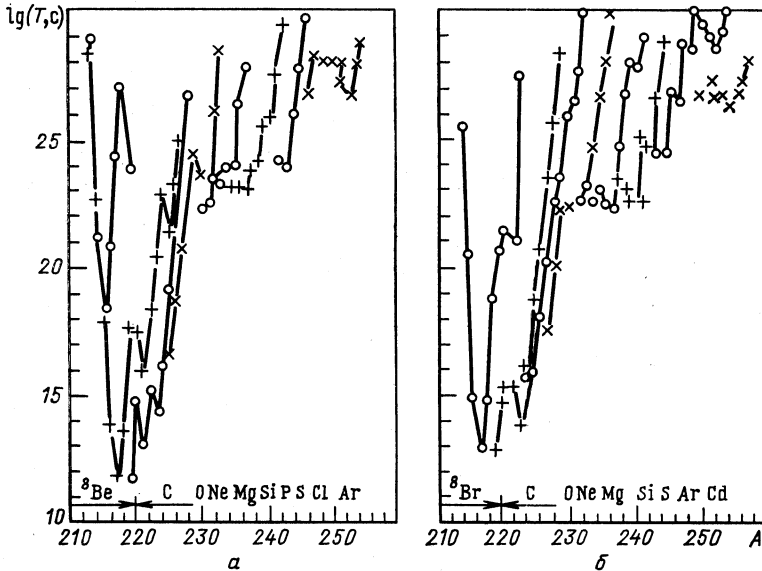


Рис. 13. Времена жизни для наиболее вероятной моды распада с нечетным  $Z$ :  $a$  —  $\circ$  — At, Np;  $+$  — Fr, Am;  $\square$  — Ac, Bk;  $\times$  — Pa, Es и четным  $Z$ ;  $b$  —  $\circ$  — Ra, Pu;  $+$  — Rn, Cm;  $\square$  — Th, Cf;  $\times$  — U, Fm

мации в расчетах ВЖ. Однако пренебрегается оболочечными и квантовыми эффектами в ПЭ и МП. Так как обе величины вычисляются приближенно, вполне возможно, что ошибки компенсируются. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными (рис. 13), несмотря на ряд схематичных приближений для МП

и ПЭ. Отметим здесь, что ПЭ не рассчитывается в системе центра масс, и МП слишком мал, как и в случае СД [55, 56].

**Упрощенные модели [49—52].** Во всех этих моделях МП считается постоянным,  $M(r) = M_0$ , и ПЭ  $V(r)$  (9) определяется приближенно как потенциальная яма плюс кулоновский потенциал [49], кулоновский плюс центробежный потенциал [50] и ядерный плюс кулоновский потенциал [51, 52]. Во всех этих моделях получаются аналитические выражения для ВЖ, которые оказываются полезными в изучении разных аспектов КР.

**Модель Сганмугана — Камологарам.** В работе [53] развивается одномерная модель КР в полной аналогии с элементарной теорией деления. Функциональная зависимость МП от расстояния выбирается как в СД [55]:

$$M(r) = M_0 + Kf(r)(M_r^i - M_0), \quad (54)$$

где  $K = 16$  (для КР в отличие от СД, где  $K = 11$ );

$$f(r) = \begin{cases} [(r_t - r)/(r_t - r_i)]^4, & r < r_t = R_1 + R_2; \\ 0, & r \geq R_T; \end{cases}$$

$$M_r^i = M_0 + \frac{17}{13} M_0 \exp \left[ -\frac{128}{51} \left( \frac{r - r_i}{R_0} \right) \right] \quad (55)$$

— гидродинамический МП, а  $r_i$  — расстояние между центрами масс, которое определяется с помощью высот сферических фрагментов  $h_i$ :

$$r_i = \frac{3}{4} \left( \frac{h_i^2}{R_0 + h_1} + \frac{h_i^2}{R_0 + h_2} \right); \quad R_0 = r_0 A^{1/3}.$$

Потенциал  $V(r)$  выбирается в виде

$$V(r) = \begin{cases} \alpha/r - D \left[ F + \frac{r - r_t}{a} \right] \frac{r_t}{r} \exp[(r_t - r)/a] & \text{при } r > r_t; \\ -E_v + (V(r_t) + E_v) \left[ S_1 \left( \frac{r - r_i}{r_t - r_i} \right)^2 - \right. \\ \left. - S_2 \left( \frac{r - r_i}{r_t - r_i} \right)^3 \right], & r \leq r_t, \end{cases} \quad (56)$$

где  $D$  и  $F$  — две постоянные, зависящие от  $Z$ ,  $A$ ,  $R_1$  и  $R_2$ , а постоянные  $S_1$  и  $S_2$  определяются из условий непрерывности  $V(r)$  и  $V'(r)$  при  $r = r_t$ .

Заметим, что в (56) отсутствует центробежный член.

Подставляя (54) и (56) в (14), получаем

$$T = \frac{1,433 \cdot 10^{21}}{E_v} [1 + \exp K], \quad (57)$$

где

$$K = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} [2M(r)V(r)]^{1/2} dr;$$

$$V(r_1) = V(r_2) = 0.$$

В некотором смысле приближение (57) позволяет уточнить одномерную модель [48]. Результаты, полученные для  $T$ , согласуются с экспериментальными данными (табл. 2) в пределах одного порядка.

Если сравнивать значения  $T$ , полученные в [53] и [48], можно заметить, что последние всегда оказываются на 1—2 порядка больше первых. В основном это отражает разницу между эффективными (54) и гидродинамическими [55, 56] МП в процессе распада. По-видимому, наибольшие значения для  $M(r)$  [53] в начальной стадии распада приводят к уменьшению барьера и периода полураспада.

**Потенциальная энергия и динамика распада.** Общее описание явления КР в рамках теории фрагментации впервые было изложено в окончательном виде в работе [54]. Для описания ПЭ используется двухцентровая модель, а для вычисления МП используется кренкинг-модель. В двумерном представлении  $[R, \eta]$ , где  $R$  — расстояние между центрами масс и  $\eta = (A_1 - A_2)/A$  — координата масс-асимметрии] ПЭ содержит макроскопический член  $V_{\text{МЖК}}$ , оболочечные поправки  $\delta U$  и поправки, связанные с эффектами спаривания  $\delta P$ ;

$$V(R, \eta) = V_{\text{МЖК}}(R, \eta) + \delta U(R, \eta) + \delta P(R, \eta). \quad (58)$$

В практических расчетах в первом члене (58) учтены статистические квадрупольные и октупольные деформации.

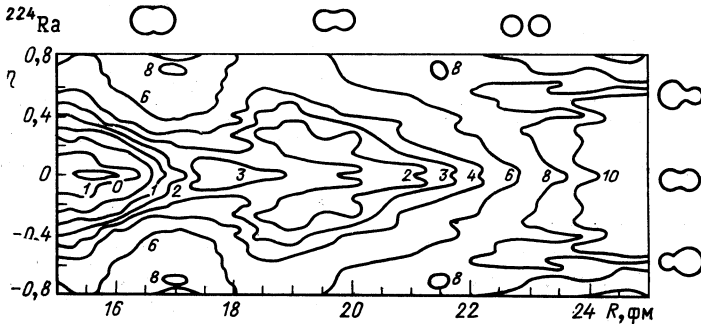


Рис. 14. Двумерный контур потенциальной энергии ядра  $^{224}\text{Ra}$ . Основные состояния соответствуют  $\eta = 0$  и вытянутым деформациям по  $R$ . Для больших значений  $R$  проявляются кластерные долины, близкие к долинам деления

На рис. 14 представлен  $V(R, \eta)$  для  $^{224}\text{Ra}$  с параметрами  $V_{\text{МЖК}}$  [38]. Оболочечные и спаривательные поправки приближенно рассчитаны в двухцентровой модели [57]. Из рис. 14 видно, что барьер основного состояния непрерывно переходит в долины, которые соответствуют определенным оболочечным поправкам и масс-

асимметриям [54, 93]. Такие структуры должны проявляться в экспериментальных данных.

Решая уравнение (10) для основного состояния  $\psi_0(R, \eta)$ , можно определить вероятность формирования кластерной конфигурации, характеризующейся параметром  $\eta$ :

$$F(\eta) = \int dR |\psi_0(R, \eta)|^2. \quad (59)$$

Было показано, что динамика распада вполне определена долиной структурой барьера (58). К сожалению, ПЭ для крайне асимметричного деления, и в том числе для КР, определяется лишь приблизительно. Полные расчеты времен жизни при КР пока не проводились.

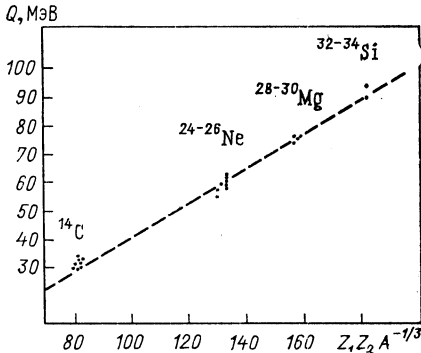


Рис. 15. Зависимость энергии распада  $Q$ - от параметра  $Z_1 Z_2 A^{-1/3}$ . Разные кластерные распады соответствуют числам нейтронов легкого ядра  $N_2 = 8$  ( $^{14}\text{C}$ ), 14 ( $^{24}\text{Ne}$ ), 16 ( $^{28}\text{Mg}$ ) и 20 ( $^{34}\text{Si}$ ).

проницаемости для описания КР при учете возбуждения коллективных уровней фрагментов в настоящее время продемонстрирована в нескольких теоретических работах.

Несмотря на разные идеологии, каждая модель [24, 46–53] представляет собой обобщение закона Гейгера — Нэттола на КР

$$\lg T = A Q^{-1/2} + B, \quad (60)$$

где постоянная  $A$  связана с квазиклассическим действием, а постоянная  $B$  (предэкспоненциальный фактор) связана с внутренними процессами, происходящими до точки разрыва. Первый член в (60), выражающий исключительно резкую зависимость от энергии, связан с туннелированием под кулоновским барьером и для простых параметризаций потенциала [24, 46, 48] может быть вычислен аналитически.

Краткий обзор результатов феноменологических работ. Сравнение с экспериментом. В настоящее время нелегко ориентироваться среди многочисленных феноменологических работ, посвященных исследованию КР. Трудность вызвана не только большим количеством работ на эту тему, число которых сильно выросло, начиная с 1984 г., но также и различными подходами к данной проблеме. Практически во всех работах для расчетов проницаемости использовано ВКБ-приближение и его упрощенные варианты. Неадекватность ВКБ-



Интересно отметить, что учет разных слагаемых в ПЭ или пренебрежение ими [50] приводит к близким значениям для  $T_c$ . Это указывает на тот факт, что период полураспада  $T_c$  слабо зависит

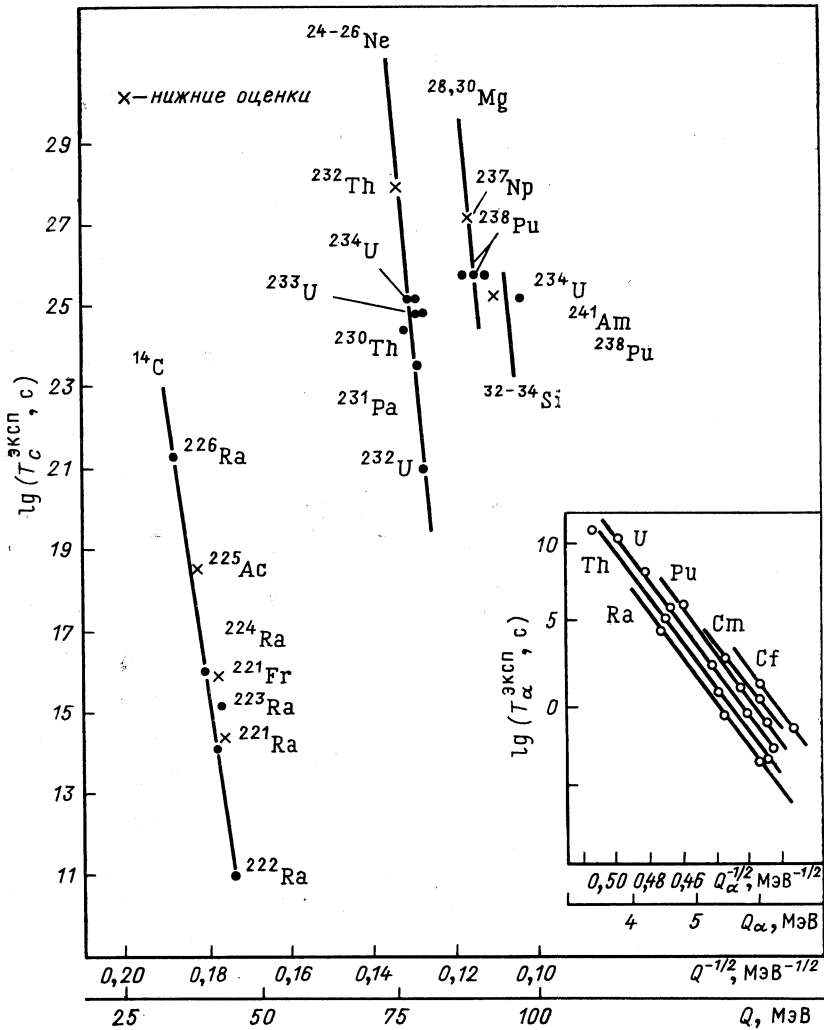


Рис. 16. Зависимость периода полураспада от энергии распада. Справа — закон Гейгера — Нэттола для  $\alpha$ -распада. Экспериментальные данные взяты из таблицы и работы [96]

от выбора ядерного потенциала до контакта, и большая часть ПЭ соответствует конфигурациям уже разделенных фрагментов [25, 46]. Возможность получения качественно одинакового согласия с экспе-

риментом (см. табл. 5) при разных параметрах ядерных потенциалов не означает, что используемые параметры соответствуют действительности. Иными словами, есть некоторый произвол в определении геометрии этого потенциала. Надо сказать, что экспериментальные данные по рассеянию неоднозначно определяют параметры этого потенциала.

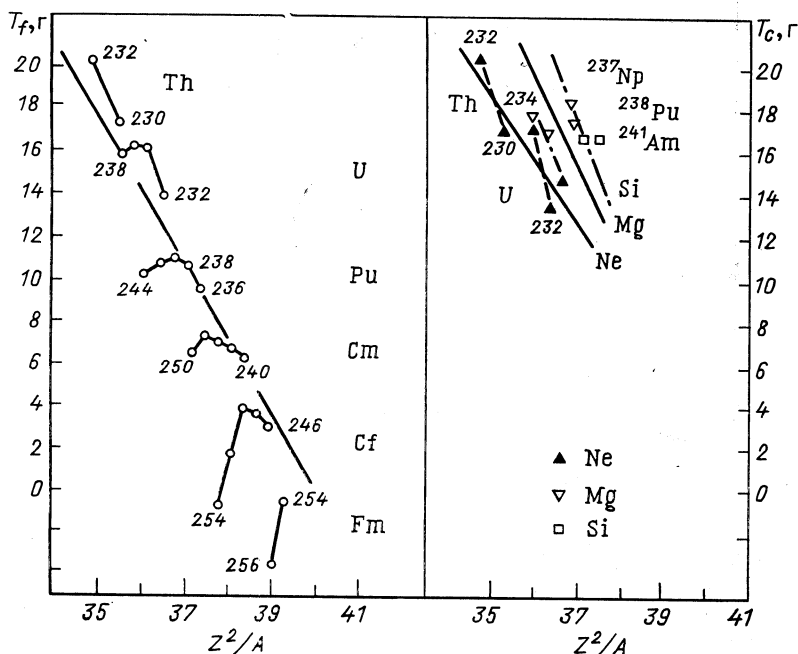


Рис. 17. Зависимость экспериментальных периодов полураспада от параметр делимости в случае спонтанных распадов: слева — деление, справа — кластерный распад

Однако изучение КР в отдельных моделях позволило выяснить ряд характерных особенностей КР и дало начало развитию общих схем исследования динамики процесса на основе коллективного поверхностного потенциала.

В результате феноменологического анализа КР получена обширная спектроскопическая информация. Было показано, что большие оболочечные эффекты проявляются в энергии распада (см. рис. 1), в ПЭ [52] (см. рис. 14) и в МП [52, 53] и, следовательно, в периодах полураспада (см. рис. 7—10), особенно когда фрагменты оказываются магическими ядрами.

Как мы видим на рис. 8, период полураспада  $T_c$  не является гладкой функцией от массового числа  $N_1$  и при определенных значениях обнаруживает «тонкую структуру». Тонкая структура обуслов-

лена оболочечными эффектами в продуктах КР (аналогично как для СД). Отметим, что  $T_c$  оказывается аномально малой величиной для  $A_2 = A_1$  и аномально великой для  $A_2 = A_1 + 1$ ,  $A_2 = A_1 + 2$  и т. д., где  $A_1$  — магические фрагменты.

Наиболее сильно выраженный пик тонкой структуры находится при  $A_1 = 208$  ( $Z_1 = 82$  и  $N_1 = 126$ ) и  $A_2 = 14, 24, 28, 34$  ( $N_2 = 8, 14, 20$ ).

На рис. 15 видно, что при  $N_2 = 8, 14, 20$  экспериментальная энергия распада  $Q$  имеет отчетливые максимумы, которые связаны с заполнением нейтронных оболочек. При таких значениях  $N_2$  должны появляться минимумы и в ПЭ (см. рис. 14).

Четно-нечетные эффекты в КР были детально изучены в работах [25, 47]. Феноменологический подход [основанный на выражении (60)] оказался удачным.

Как видно из рис. 16 и табл. 2,  $\alpha$ -частичный подход (и закон Гейгера — Нэттола) сильно проявляется в экспериментальных данных по  $T_c$ , особенно для легких кластеров (см. рис. 18).

Экспериментальные данные по КР не обнаруживают «делительную зависимость» от параметра делимости (рис. 17), и скорость распада уменьшается с ростом массы фрагмента. Однако экспериментальные значения  $T_c$  близки к линиям деления (рис. 18).

#### 4. МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Микроскопические методы, изложенные недавно при анализе КР, тесно связаны с известными методами резонансной теории ядерных реакций. Эти методы дают наиболее общий и разработанный подход для изучения и понимания распадных процессов. В этом разделе мы коротко напомним те методы, которые позволяют описать кластерные состояния как острые резонансы с помощью определенных допущений о характере (резонансом) ядерного потенциала. Будет получена общая формула для ширины одного резонансного уровня (или формула виртуального уровня). Применение этой формулы к АР и КР использовано в ряде работ [58—60, 61—64].

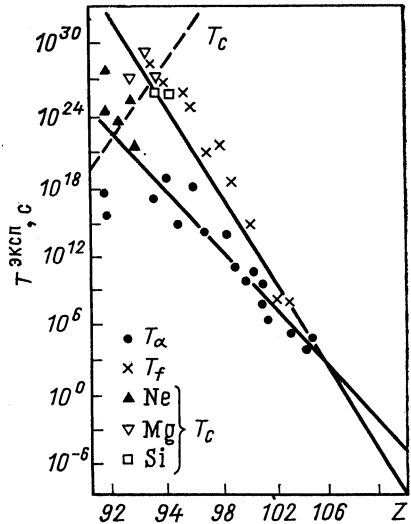


Рис. 18. Зависимость экспериментальных периодов полураспада от протонного числа родительского ядра для кластерного распада (см. табл. 2),  $\alpha$ -распада и деления [96]

Таблица 2. Экспериментальные и рассчитанные периоды полураспада. Рассчитанные значения, полученные в рамках феноменологических моделей

Распад	E, МэВ	lg (T <sub>c</sub> , с)					
		Эксперимент	Расчет				
			ПИСГ [24]	ШС [47]	ПП [48]	СК [53]	ПСБР [49]
<sup>221</sup> Fr ( <sup>14</sup> C)	29,28	15,77 [6]	14,4	16,0	16,5	14,5	15,2
<sup>221</sup> Ra	30,34	14,35 [7]	14,3	14,8	14,7	13,3	14,1
<sup>222</sup> Ra	30,97	11,02±0,06 [6, 8]	11,2	11,6	13,3	11,8	11,2
<sup>223</sup> Ra	29,85	15,2±0,05 [2, 6]	15,2	15,7	15,6	14,2	15,0
<sup>224</sup> Ra	28,63	15,9±0,12 [6]	15,9	16,8	18,0	17,0	16,0
<sup>225</sup> Ac	28,57	18,34 [7]	17,8	19,7	19,0	18,3	18,7
<sup>226</sup> Ra	26,46	21,33±0,2 [7, 8]	21,0	22,2	22,9	25,5	21,0
<sup>231</sup> Pa ( <sup>23</sup> F)	46,68	24,61 [10]	25,9	25,5	23,4	—	26,0
<sup>230</sup> Th ( <sup>24</sup> Ne)	51,75	24,64±0,07 [9]	25,3	24,9	26,1	25,2	24,8
<sup>232</sup> Th ( <sup>26</sup> Mg)	49,70	27,94 [43]	28,8	28,4	29,6	29,4	29,1
<sup>231</sup> Pa	54,14	23,38±0,08 [10]	23,4	23,5	23,4	22,3	23,7
<sup>232</sup> U	55,86	21,06±0,1 [11]	20,8	20,0	21,8	20,6	20,7
<sup>233</sup> U	54,27	24,82±0,16 [12, 13]	24,8	24,8	24,4	23,6	24,9
<sup>233</sup> U ( <sup>25</sup> Ne)	54,32	[15]	25,0	24,4	24,4	23,6	25,1
<sup>234</sup> U ( <sup>24</sup> Ne)	52,81	25,25±0,05 [14—16]	26,3	25,7	26,4	26,4	25,8
<sup>234</sup> U ( <sup>26</sup> Ne)	52,87	[15]	26,5	25,0	26,4	26,4	26,2
<sup>234</sup> U ( <sup>28</sup> Mg)	65,26	25,75±0,06 [14—18]	25,8	25,7	26,4	26,4	26,2
<sup>237</sup> Np ( <sup>30</sup> Mg)	65,52	27,27 [9]	27,5	27,7	27,7	26,8	28,3
<sup>238</sup> Pu ( <sup>28</sup> Mg)	67,00	25,70±0,25 [17]	25,7	24,6	26,4	25,7	25,9
<sup>238</sup> Pu ( <sup>30</sup> Mg)	67,32	25,90±0,75 [17]	26,0	—	26,4	25,4	25,5
<sup>238</sup> Pu ( <sup>32</sup> Si)	78,95	25,3±0,16 [17]	25,1	—	26,4	25,5	25,7
<sup>241</sup> Am ( <sup>34</sup> Si)	80,60	25,3 [9, 18, 19]	24,5	26,2	25,5	23,8	26,5

В микроскопических подходах распад можно рассматривать как результат двух главных (зависимых) процессов: формирование кластера из нуклонов и проникновение через барьер. Результаты гамовских моделей можно получить довольно легко из микроскопических схем, используя соответствующие упрощения для фактора формирования. Таким образом, можно проводить микро-макроскопический анализ распада и получить ценную спектроскопическую информацию. Ясно, что при таком анализе надо построить одновременно многочастичные и одночастичные модели распада. Напомним коротко многочастичные варианты, предложенные для КР.

Тот факт, что КР должен рассматриваться с точки зрения многочастичного аспекта внутреннего движения ядра, указан впервые в работах [61—64]. В этих работах были выдвинуты идеи о фундаментальном механизме формирования кластера из нуклонов. Рассмотрение, предложенное нами в работе [62], является более общим и меньше зависит от произвольных предположений, которые делаются, например, в других работах. Прежде всего в нем не используются отношения (14), (19) и произвольные радиусы канала (как, например, в работе [61]).

**Интегральный подход.** Решение сложной проблемы временной эволюции, связанной с КР, требует хорошего знания важных степеней свободы и распределения энергии и углового момента среди них.

Основываясь на современных данных, включая ядерные деформации, реалистические ядерные радиусы и соответствующее взаимодействие между продуктами распада, мы сконструировали детальные схемы распада, которые учитывают возбуждение ротационных степеней свободы при КР.

В этом разделе мы используем метод, известный как обобщенная оптическая модель, для вывода основных уравнений, описывающих абсолютные скорости испускания кластеров в случае сильной связи между ротационными степенями свободы и орбитальным движением фрагментов.

В дальнейшем мы ограничимся наиболее практически важным случаем, при котором испущенный фрагмент имеет аксиально-симметричную деформацию, а дочернее ядро может все еще считаться сферическим. Это может встретиться, когда тяжелый фрагмент является двойным магическим ядром (обычно  $^{208}_{82}\text{Pb}$ ), а легкий кластер может иметь значительную деформацию.

Рассмотрим распад метастабильного состояния ядра с испусканием кластера в состояния  $\{c\}$  — двухчастичные каналы. В некоторых случаях оказывается возможным выполнить довольно простые вычисления по методу связанных каналов, которые тем не менее включают все важные каналы.

Здесь мы приведем формализм теории [62] для общего многоканального случая. Начнем с известных состояний  $|\Phi_k\rangle$  распадающегося ядра (получаемых диагонализацией гамильтониана оболочечной модели) и интегрального уравнения для состояний рассеяния

$$(E - H) |\chi_E^c\rangle = \sum_k \langle \Phi_k | H | \chi_E^c \rangle |\Phi_k\rangle. \quad (61)$$

Для ширины распада имеем

$$\Gamma_k = 2\pi \sum_c |\langle \Phi_k | H | \chi_E^c \rangle|^2, \quad (62)$$

где

$$H = H_1 + H_2 + T(r) + V^{\text{diag}}(r) + V^{\text{coup}}(\mathbf{r}, \hat{s}, \hat{\beta}_i^L). \quad (63)$$

Суммирование в уравнении (62) выполнено по всем открытым каналам, определяемым начальным спином  $I$  распадающегося состояния, спином деформированного фрагмента  $R$ , орбитального углового момента  $l$ , относительной энергии  $Q = E - E_1 - E_2$  и любыми другими квантовыми числами, которые могут потребоваться. В уравнении (63) потенциал взаимодействия между двумя фрагментами представлен диагональным прямым членом и членом связи, который может зависеть от внутренней координаты  $\hat{s}$  деформированного фрагмента, требуемой для ориентации его оси симметрии, и от параметра мультипольной деформации  $\beta_i^L$  порядка  $L$ .

Подстановка (63) в уравнение (61) и проекция на канальное состояние  $|c\rangle \equiv [\Phi_1 \Phi_2 Y_l]_I$  дают обычные уравнения метода связанных каналов

$$[T(r) + V_{Rl}(r) - Q_{Rl}] U_{Rl}^{0(h)}(r) - \sum V_{RlR'l'}(r) U_{R'l'}^{0(h)}(r) = \begin{cases} 0 \\ I_{Rl}^h(r) \end{cases}, \quad (64)$$

где использованы следующие обозначения:

$$V_{Rl}(r) = \langle c | V^{\text{diag}}(r) | c \rangle; \quad (66)$$

$$V_{RlR'l'}(r) = \langle c | V^{\text{coup}}(r, \hat{s}, \beta_i^L) | c' \rangle; \quad (67)$$

$$|\chi_E^{Rl}\rangle = r^{-1} U_{Rl}^{0(h)}(r) [\Phi_1 \Phi_2 Y_l]_I; \quad (68)$$

$$T(r) = -\frac{\hbar^2}{2M_0} \frac{d^2}{dr^2}. \quad (69)$$

Неоднородные члены во второй системе уравнений (65) — интегралы перекрытия для различных каналов, каждый из которых определен как проекция начальной волновой функции на канальную волновую функцию

$$I_{Rl}^h(r) = r \langle \Phi_h | [\Phi_1(\xi) \Phi_2(\eta) Y_l(\hat{r})]_I \rangle. \quad (70)$$

Решение  $U_{Rl}^h(r)$  системы (65) и, следовательно, коэффициент прохождения будет зависеть от амплитуд образования кластера. Таким образом, этот метод дает возможность точно учесть влияние внутренних степеней свободы на процессы испускания (рассеяние после прохождения точки разделения двух осколков). Более того, уравнения движения (64), (65) позволяют понять стадию образования как часть явления проникновения через барьер.

Мы можем решить численно уравнения (64), (65) в адиабатическом приближении. В полной аналогии с работой [62] мы получаем парциальную (полную) ширину уровня  $k$  [см. (70)]

$$\Gamma_{Rl}^h = 2\pi \left| \frac{\langle U_{Rl}^0(r) | I_{Rl}^h(r) \rangle}{\langle U_{Rl}^h(r) | I_{Rl}^h(r) \rangle} \right|^2; \quad (71)$$

$$\Gamma_h = \sum_{Rl} \Gamma_{Rl}^h. \quad (72)$$

Легко видеть, что метод включает эффекты усреднения: во-первых, по внутренним (одночастичным) степеням свободы для получения потенциалов взаимодействия (66), (67) и амплитуды образования кластеров (АОК) [уравнение (70)] как функции относительного расстояния, и, во-вторых, по относительному расстоянию, для того чтобы получить ширину из АОК и решения для относительного движения. Отметим, что при вычислении (62), (72) не вводится произвольно определенный радиус ядра.

Подчеркнем, что наиболее трудная часть макроскопических и микроскопических приближений связана с той областью, которая соответствует переходу от родительского ядра к последней контактной конфигурации [46, 47].

В макроскопическом подходе этот режим оценивается простым туннелированием через кулоновский барьер, основанным на эмпирической информации на границах барьера. Такая информация включает частоту соударений о барьер, предполагаемую равной частоте ядерных коллективных осцилляций, постоянную приведенную массу и модель для потенциала взаимодействия.

В микроскопическом подходе это соответствует интегрированию системы уравнений (64), (65), неоднородности которой удовлетворяют обычным граничным условиям для связанных состояний. Естественно, решения в этой области являются гладкой интерполяцией между АОЖ в основном состоянии родительского ядра и последней контактной конфигурацией, когда относительная волновая функция равна асимптотической кулоновской волновой функции, которая имеет корректное поведение и может быть точно вычислена. Характерное поведение системы в этой области определяется из факторизованного произведения двух- и четырехчастичных микроскопических амплитуд и проницаемостей, которые зависят от них. При такой оценке гипотеза о частоте соударений не нужна, так как начальные граничные условия содержат информацию о периоде движения перед точкой разделения. Проблема, которая остается, — описание возмущенного движения, когда два ядра заметно перекрываются и сильно взаимодействуют друг с другом. С помощью современных процедур эффективную массу и ядро-ядерное взаимодействие можно точно оценить и вычисление вклада от предразрывной конфигурации на время жизни довольно надежно.

Просуммируем наиболее важные моменты представленного формализма:

1. Описана квантовомеханическая теория туннелирования в двумерном случае (в переменных  $r$  и  $\theta$ ). Проблема скорости испускания в многоканальном случае сведена к решению однородной и неоднородной систем связанных уравнений, содержащих микроскопические факторы образования.

2. С помощью адиабатического приближения эффект связи представлен как семейство потенциальных барьеров, связанных с модами возбуждения в процессе КР, некоторые из них вызывают увеличение проницаемости.

3. В практических вычислениях времен жизни можно учесть: деформацию основного состояния в родительском ядре через нильсоновские орбитали, использованные для построения АОЖ; статическую деформацию, вызванную взаимодействием фрагментов вблизи точки разделения;

оболочечные и структурные эффекты, которые содержатся непосредственно в массах ядер и в ядерных структурных моделях.

Для численного решения системы (64), (65) мы используем метод Нумерова [62]. Преимущество этого метода состоит в том, что многоканальная задача сводится к одноканальной, в которой связь каналов проявляется как неоднородность (одноканального) уравнения Шредингера. Ниже мы рассмотрим некоторые приближения в рамках интегрального подхода.

**Одномерное резонансное приближение.** Случай одного резонансного уровня с одним открытым каналом был рассмотрен в интегральном подходе в работах [62, 66]. Значение энергии, в окрестности которой имеет место резонанс, соответствует выражению (1), а собственные одночастичные волновые функции гамильтониана (2) определяются из (64) с условием (24), (25).

Чтобы обойти трудности, связанные с неоднозначной информацией относительно резонансного рассеяния фрагментов, необходимо сделать следующее: а) пренебречь антисимметризацией волновых функций (5); б) пренебречь эффектами, связанными с образованием нестабильной системы и ее возбуждением.

Резонансные параметры можно определить с привлечением данных по рассеянию кластеров на тяжелых ядрах (особенно на изотопах Hg, Tl, Pb, Bi). Мы выбираем глубину ядерного потенциала  $V_0$  как резонансный параметр, чтобы найти асимптотическое решение (64) и асимптотическое разложение для (79). Однако ясно, что если сделать потенциальный барьер широким или высоким, то состояние рассеяния  $\chi_{Rl}(r)$  (68) можно превратить в один из уровней дискретного спектра. Поэтому  $|\Phi_k\rangle$  можно разложить [66] по асимптотическим кулоновским функциям, в результате чего получим из (70) и (71)

$$I_r(r) = G(r); \quad (73)$$

$$\Gamma_r = 2\pi \left| \frac{\langle U^0(r) | G(r) \rangle}{\langle U^k(r) | G(r) \rangle} \right|^2, \quad (74)$$

где  $U^0$  и  $U^k$  — решения системы

$$[T(r) + V(r) - Q] \begin{Bmatrix} U^0(r) \\ U^k(r) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ G(r) \end{Bmatrix} \quad (75)$$

и  $G(r)$  — нормированная нерегулярная кулоновская функция.

Из (74) следует

$$\lambda_r = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{\langle U^0(r) | G(r) \rangle}{\langle U^k(r) | G(r) \rangle} \right|^2. \quad (76)$$

Численное сравнение (76) с формулой Брейта [67]

$$\lambda_B = v \left[ \int_0^R |G(r)|^2 dr \right]_{E_r}^{-1}; \quad v = [E_r/2M_0]^{1/2} \quad (77)$$

показало, что значения  $\lambda_r$  и  $\lambda_B$  с большой точностью совпадают,  $\lambda_r \approx \lambda_B$ . Заметим, что по форме результат (77) аналогичен результа-



ту Гамова  $T \sim Q^{-1/2}$  и первому члену соотношения Гейгера — Нэттола (60). Отличие состоит только в том, что (76), (77) получены для волновой функции, а не для решения с комплексной энергией (которое физически неприемлемо ввиду того, что оно приводит к бесконечной вероятности нахождения частицы на больших расстояниях). Более того, мы учитываем и отражение входящего потока от областей высокого барьера [см. (25), (26)].

На рис. 17 представлены результаты ( $T_c, T_\alpha$ ) для четырех изотопов Ra, где  $T_c$  вычисляется с помощью формулы (76), а также экспериментальные значения ( $T_c, T_\alpha$ ) [96]. Заметим, что чистое одночастичное приближение на основе (76) приводит к очень маленьким значениям для  $T_c$  (в среднем на десять порядков меньше по сравнению с экспериментальными значениями). По-видимому, при выполнении условия резонанса проникаемость достигает больших значений в отличие от квазиклассических оценок [25, 46]. При обсуждении этого расхождения будут полезны некоторые численные примеры. В табл. 3 представлены экспериментальные и резонансные шири-

Таблица 3. Экспериментальные и одночастичные резонансные ширины для эмиссии  $^{14}\text{C}$  из изотопов  $^{223-224}\text{Ra}$  и  $^{24}\text{Ne}$  из  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232-233}\text{U}$ . Резонансные ширины получены на основе формулы (76). В пятой колонке представлены одночастичные ширины из работы [64]

Ядро	$\Gamma^{\text{ЭКСП}}$ , МэВ	$\Gamma_r$ , МэВ	$S = \Gamma^{\text{ЭКСП}}/\Gamma_r$	$\Gamma_0$ , МэВ
$^{222}\text{Ra}$	$0,440 \cdot 10^{-32}$	$0,202 \cdot 10^{-21}$	$0,217 \cdot 10^{-10}$	$0,790 \cdot 10^{-23}$
$^{223}\text{Ra}$	$0,303 \cdot 10^{-36}$	$0,228 \cdot 10^{-26}$	$0,132 \cdot 10^{-9}$	$0,490 \cdot 10^{-25}$
$^{224}\text{Ra}$	$0,629 \cdot 10^{-37}$	$0,858 \cdot 10^{-27}$	$0,733 \cdot 10^{-10}$	$0,130 \cdot 10^{-27}$
$^{226}\text{Ra}$	$0,285 \cdot 10^{-42}$	$0,105 \cdot 10^{-31}$	$0,276 \cdot 10^{-10}$	—
$^{231}\text{Pa}$	$0,176 \cdot 10^{-44}$	$0,781 \cdot 10^{-29}$	$0,225 \cdot 10^{-15}$	$0,750 \cdot 10^{-26}$
$^{232}\text{U}$	$0,460 \cdot 10^{-42}$	$0,901 \cdot 10^{-27}$	$0,510 \cdot 10^{-15}$	$0,170 \cdot 10^{-24}$
$^{233}\text{U}$	$0,699 \cdot 10^{-46}$	$0,649 \cdot 10^{-30}$	$0,107 \cdot 10^{-15}$	$0,480 \cdot 10^{-27}$

ны (74) и их отношение  $S$  (так называемый спектроскопический фактор). Если выразить  $S_\alpha$  через средний спектроскопический фактор AP ( $S_\alpha$ )

$$S_c = [S_\alpha]^{n_\alpha + (N_z - Z_\alpha)/4}, \tag{78}$$

где  $n_\alpha$  — число  $\alpha$ -частиц кластера, тогда для  $^{14}\text{C}$ - и  $^{24}\text{Ne}$ -эмиссий получим  $S_\alpha = 10^{-2,7} \div 10^{-2,8}$  в полном согласии с оценками [2, 61, 64], причем  $S_\alpha = \int I^2(r) dr$ , а для большинства альфа-излучателей  $I(r) = 10^{-1} \div 10^{-2}$  фм $^{-1/2}$ .

Даже в этом элементарном описании можно заметить (см. рис. 17), что проявляются четно-четные эффекты (только через энергии распада).

**Одномерное оболочечное приближение.** Случай КР одного резонансного состояния из одного открытого канала впервые был рассмотрен в рамках этого приближения в работах [62, 64]. В [62] решается система (64), (65) с обычными условиями для функций рассеяния  $U_{Rl}^0(r)$ ;  $V_{Rl}(r)$  (66) соответствует двум заряженным сферам и недиагональными членами (67) пренебрегается, т. е.  $V_{RlR'l'}(r) = 0$ . Геометрия феноменологического потенциала [71—73] для КР фиксируется с помощью условия резонансного состояния (см. разд. 3).

Метод расчета АОК [62] из индивидуальных нуклонов был специально разработан в полной аналогии с методом расчета амплитуд формирования  $\alpha$ -частиц [59, 60, 68]. АОК, т. е.  $I_{Rl}(r)$  (70), пропорциональна матричному элементу оператора рождения кластера  $A^+$  между начальным и конечным состоянием

$$I_{Rl}(r) = r \langle \Phi_k | \mathcal{A} [\Phi_1 \Phi_2 Y_{lm}(\hat{r})] \rangle \equiv r \langle \Phi_k | \mathcal{A} [A^+(r, l, m) \Phi_1] \rangle, \quad (79)$$

где  $\mathcal{A}$  — оператор антисимметризации.

АОК можно найти, обобщив оператор двухнуклонных передач и оператор рождения  $\alpha$ -частицы на случай образования кластера [68]:

$$A^+(r, l, m) = \frac{1}{A_2!} \sum_{v_i} \langle v_1 \dots v_{A_2} | \xi \Delta t l m \rangle a_{A_2}^+ \dots a_1^+,$$

где множитель  $\langle v_1 \dots v_{A_2} | \xi \Delta t l m \rangle$  представляет коэффициент преобразования, описывающий перекрытие между антисимметризованными произведениями одночастичных осцилляторных [68] орбит  $v_i r_i$  [слетеровских детерминантов для протонов и нейтронов  $\mathcal{A}\Psi(Z_2)$  и  $\mathcal{A}\Psi(N_2)$ ] с внутренней функцией кластера  $\Phi_c(\xi \Delta t)$  и функцией относительного движения  $Y_{lm}(\hat{r})$ , т. е.

$$\langle v_1 \dots v_{A_2} | \xi \Delta t l m \rangle = C_{Z_2 N_2}^{ZN} \int d\Omega_r d\xi \mathcal{A}\Psi(Z_2) \mathcal{A}\Psi(N_2) \Phi_c(\xi \Delta t) Y_{lm}(\hat{r}), \quad (80)$$

где  $C_{2N_2}^{ZN}$  — генеалогические коэффициенты [82].

Функцию основного состояния кластера  $\Phi_c$  выбирают в базисе осцилляторных кластерных волновых функций  $(\Phi_{\alpha_i}, \Psi_k)$  в основных состояниях

$$\Phi_c(\xi \Delta t) = \prod_{i=1}^{n_\alpha} \Phi_{\alpha_i} \prod_{k=3n_\alpha+1}^{A_2-3n_\alpha-1} \Phi_k, \quad (81)$$

где  $\Phi_{\alpha_i}$  — внутренняя функция кластера  $\alpha_i$ ; функция  $\Psi_k$  описывает взаимное движение двух кластеров (нуклонов) ( $k = \{\alpha_i \alpha_j, (nn), (\alpha nn), (n\alpha \alpha nn), (\alpha \alpha (\alpha \alpha)) \dots\}$ ). Всякому кластерному представлению соответствует полная система антисимметризованных ортонормированных осцилляторных функций  $(\Phi_{\alpha_i}, \Psi_k)$ . Эта система

обеспечивает простое описание низших ядерных состояний и позволяет сравнить ее базисные функции с функциями оболочечной модели и рассчитать коэффициенты (80). В  $\alpha$ -кластерном представлении мы используем следующие базисные осцилляторные функции [62, 82]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha_i} &= \left(\frac{\beta}{\pi}\right)^{9/4} \exp\left[-\frac{\beta}{2}(\xi_{1\alpha_i}^2 + \xi_{2\alpha_i}^2 + \xi_{3\alpha_i}^2)\right] x_{00}(s_{1\alpha_i} \dots t_{4\alpha_i}) \times \\ &\quad \times Y_{00}(\hat{\xi}_{1\alpha_i}) Y_{00}(\hat{\xi}_{2\alpha_i}) Y_{00}(\hat{\xi}_{3\alpha_i}); \\ \Psi_{\alpha_i\alpha_j} &= \frac{4\alpha^2}{3\sqrt{105}} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \xi_{\alpha_i\alpha_j}^4 \exp\left[-\frac{\alpha}{2}\xi_{\alpha_i\alpha_j}^2\right] Y_{00}(\hat{\xi}_{\alpha_i\alpha_j}); \\ \Psi_{n_1n_2} &= \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left[-\frac{\alpha}{2}\xi_{n_1n_2}^2\right] x(s_{n_1}t_{n_2}) Y_{00}(\hat{\xi}_{n_1n_2}); \\ \Psi_{\alpha}(nn) &= \frac{2\alpha}{\sqrt{15}} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \xi_{\alpha nn}^2 \exp\left[-\frac{\alpha}{2}\xi_{\alpha nn}^2\right] Y_{00}(\hat{\xi}_{\alpha nn}); \\ \Psi_{\alpha\alpha}(ann) &= \frac{4\alpha^2}{3\sqrt{105}} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \xi_{\alpha\alpha ann}^4 \exp\left[-\frac{\alpha}{2}\xi_{\alpha\alpha an}^2\right] Y_{00}(\hat{\xi}_{\alpha nn}); \\ \Psi_{\alpha\alpha}(\alpha\alpha) &= \frac{4\alpha^2}{3\sqrt{105}} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^{3/4} \xi_{\alpha\alpha\alpha\alpha}^4 \exp\left[-\frac{\alpha}{2}\xi_{\alpha\alpha\alpha\alpha}^2\right] Y_{00}(\hat{\xi}_{\alpha\alpha\alpha\alpha}), \end{aligned} \tag{82}$$

где  $x$  — спин-изоспиновая часть функции;  $\beta = 0,47 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2}$  соответствует среднему радиусу  $\alpha$ -кластера [68];  $\alpha$  — параметр осциллятора. Главное квантовое число  $N_0$  для функций (82) принимает следующие значения:  $N_0 = 0,4; 0,2; 4,4$ . Отметим, что в результате антисимметризации этих функций [82] от обычных полиномов Лаггера  $L_{n_0}(\alpha\xi^2)$  остаются только члены  $(\alpha\xi^2)^{n/2}$ . Функции  $\Phi_{\alpha_i}$  соответствуют основному состоянию  $\alpha$ -кластеров, а спины и изоспины нуклонов связываются в полный момент  $s_{\alpha} = 0$  и полный изоспин  $T_{\alpha} = 0$  соответственно.

Для вычисления коэффициента (80) необходимо: в функциях  $A\Psi(Z_2)A\Psi(N_2)$  перейти от координат  $r_1 \dots r_{A_i}$  к внутренним координатам  $\xi_{1\alpha_i}, \xi_{2\alpha_i}, \xi_{3\alpha_i}$ , к координатам  $R_{\alpha_i}$  с.ц.м.  $\alpha$ -кластеров и к относительным координатам  $\xi_h$ . Интегрируя по  $\xi_{1\alpha_i}, \xi_{2\alpha_i}, \xi_{3\alpha_i}$  в (80) с использованием процедуры [68], получаем аналитические выражения для АОК  $I_{\alpha_0}^{\alpha}(R_{\alpha_i})$ . Наконец, переходя от  $R_{\alpha_i}$  к координате ц.м.  $r$  (см. [62]), численным интегрированием по  $\xi_h$  получаем искомый интеграл  $I_{Rl}(r)$ .

В этих расчетах особенно важно включение эффектов спаривания для амплитуд формирования  $\alpha$ -частиц. Факторы усиления для  $\alpha$ -распада для постоянного поля спаривания [69] включены в расчетах АОК явно.

В табл. 4 представлены некоторые результаты, полученные нами в рамках этого приближения [массовый параметр предполагается постоянным:  $M(r) = M_0$ ]. Заметим, что рассчитанные значения  $T_c$  согласуются с экспериментальными данными в рамках 1—1,5 поряд-

Таблица 4. Значения  $T_c$ , полученные в микроскопической теории [62] для наиболее вероятных кластерных распадов. Экспериментальные значения  $T_\alpha$  и  $T_f$  взяты из [20] и [96]

Ядро	Кластер	$T_c, c$	$T_c/T_\alpha$	$T_f/T_\alpha$
$^{230}\text{Th}$	$^{20}\text{O}$	$0,470 \cdot 10^{26}$	$0,182 \cdot 10^{14}$	$0,2 \cdot 10^{13}$
	$^{22}\text{O}$	$0,416 \cdot 10^{25}$	$0,174 \cdot 10^{13}$	
	$^4\text{He}$	$0,239 \cdot 10^{13}$	—	
$^{232}\text{Th}$	$^{20}\text{O}$	$0,724 \cdot 10^{31}$	$0,163 \cdot 10^{14}$	$0,7 \cdot 10^{11}$
	$^{22}\text{O}$	$0,905 \cdot 10^{30}$	$0,239 \cdot 10^{13}$	
	$^4\text{He}$	$0,444 \cdot 10^{18}$	—	
$^{232}\text{U}$	$^{26}\text{Mg}$	$0,703 \cdot 10^{22}$	$0,709 \cdot 10^{12}$	$0,110 \cdot 10^{13}$
	$^{28}\text{Mg}$	$0,104 \cdot 10^{22}$	$0,104 \cdot 10^{12}$	
	$^{30}\text{Mg}$	$0,143 \cdot 10^{26}$	$0,144 \cdot 10^{15}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,629 \cdot 10^{32}$	$0,634 \cdot 10^{22}$	
	$^4\text{He}$	$0,991 \cdot 10^9$	—	
$^{238}\text{U}$	$^{28}\text{Mg}$	$0,863 \cdot 10^{24}$	$0,181 \cdot 10^{12}$	$0,750 \cdot 10^{12}$
	$^{30}\text{Mg}$	$0,280 \cdot 10^{29}$	$0,679 \cdot 10^{16}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,196 \cdot 10^{36}$	$0,412 \cdot 10^{23}$	
	$^4\text{He}$	$0,489 \cdot 10^{13}$	—	
$^{234}\text{U}$	$^{28}\text{Mg}$	$0,458 \cdot 10^{26}$	$0,558 \cdot 10^{13}$	—
	$^{30}\text{Mg}$	$0,157 \cdot 10^{28}$	$0,201 \cdot 10^{15}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,197 \cdot 10^{30}$	$0,253 \cdot 10^{17}$	
	$^4\text{He}$	$0,779 \cdot 10^{13}$	—	
$^{235}\text{U}$	$^{30}\text{Mg}$	$0,586 \cdot 10^{36}$	$0,261 \cdot 10^{10}$	$0,500 \cdot 10^9$
	$^{32}\text{Mg}$	$0,365 \cdot 10^{32}$	$0,163 \cdot 10^{16}$	
	$^4\text{He}$	$0,223 \cdot 10^{17}$	—	
$^{232}\text{Pu}$	$^{24}\text{Mg}$	$0,942 \cdot 10^{22}$	$0,440 \cdot 10^{19}$	—
	$^{26}\text{Mg}$	$0,186 \cdot 10^{21}$	$0,869 \cdot 10^{17}$	
	$^{28}\text{Mg}$	$0,451 \cdot 10^{26}$	$0,164 \cdot 10^{23}$	
	$^{30}\text{Mg}$	$0,106 \cdot 10^{26}$	$0,495 \cdot 10^{22}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,380 \cdot 10^{32}$	$0,177 \cdot 10^{27}$	
	$^4\text{He}$	$0,114 \cdot 10^4$	—	
$^{234}\text{Pu}$	$^{24}\text{Mg}$	$0,299 \cdot 10^{25}$	$0,922 \cdot 10^{20}$	—
	$^{26}\text{Mg}$	$0,395 \cdot 10^{20}$	$0,121 \cdot 10^{16}$	
	$^{28}\text{Mg}$	$0,509 \cdot 10^{21}$	$0,157 \cdot 10^{17}$	
	$^{30}\text{Mg}$	$0,391 \cdot 10^{24}$	$0,120 \cdot 10^{20}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,227 \cdot 10^{31}$	$0,700 \cdot 10^{26}$	
	$^4\text{He}$	$0,324 \cdot 10^5$	—	
$^{241}\text{Am}$	$^{28}\text{Mg}$	$0,169 \cdot 10^{27}$	$0,414 \cdot 10^{16}$	$0,250 \cdot 10^{12}$
	$^{30}\text{Mg}$	$0,581 \cdot 10^{26}$	$0,163 \cdot 10^{16}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,139 \cdot 10^{29}$	$0,390 \cdot 10^{18}$	
	$^4\text{He}$	$0,356 \cdot 10^{11}$	—	
$^{243}\text{Am}$	$^{28}\text{Mg}$	$0,511 \cdot 10^{30}$	$0,220 \cdot 10^{30}$	$0,100 \cdot 10^{11}$
	$^{30}\text{Mg}$	$0,144 \cdot 10^{30}$	$0,612 \cdot 10^{19}$	
	$^{32}\text{Mg}$	$0,398 \cdot 10^{31}$	$0,171 \cdot 10^{21}$	
	$^4\text{He}$	$0,232 \cdot 10^{11}$	—	
$^{232}\text{U}$	$^{32}\text{Si}$	$0,903 \cdot 10^{25}$	$0,911 \cdot 10^{15}$	$0,110 \cdot 10^{13}$
	$^{34}\text{Si}$	$0,600 \cdot 10^{27}$	$0,605 \cdot 10^{17}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,337 \cdot 10^{31}$	$0,340 \cdot 10^{21}$	
	$^4\text{He}$	$0,991 \cdot 10^9$	—	
	$^{32}\text{Si}$	$0,856 \cdot 10^{29}$	$0,175 \cdot 10^{17}$	
$^{233}\text{U}$	$^{34}\text{Si}$	$0,206 \cdot 10^{28}$	$0,421 \cdot 10^{15}$	$0,750 \cdot 10^{12}$
	$^{36}\text{Si}$	$0,461 \cdot 10^{31}$	$0,942 \cdot 10^{18}$	
	$^4\text{He}$	$0,489 \cdot 10^{13}$	—	
	$^{32}\text{Si}$	$0,882 \cdot 10^{26}$	$0,116 \cdot 10^{14}$	
$^{234}\text{U}$	$^{34}\text{Si}$	$0,902 \cdot 10^{25}$	$0,119 \cdot 10^{13}$	$0,800 \cdot 10^{11}$

Продолжение табл. 4

Ядро	Кластер	$T_c, c$	$T_c/T_\alpha$	$T_f/T_\alpha$
$^{235}\text{U}$	$^{36}\text{Si}$	$0,385 \cdot 10^{29}$	$0,509 \cdot 10^{16}$	$0,500 \cdot 10^9$
	$^4\text{He}$	$0,756 \cdot 10^{13}$	—	
	$^{34}\text{Si}$	$0,606 \cdot 10^{28}$	$0,271 \cdot 10^{12}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,909 \cdot 10^{31}$	$0,407 \cdot 10^{15}$	
$^{241}\text{Am}$	$^4\text{He}$	$0,223 \cdot 10^{17}$	—	$0,250 \cdot 10^{12}$
	$^{32}\text{Si}$	$0,619 \cdot 10^{24}$	$0,458 \cdot 10^{14}$	
	$^{34}\text{Si}$	$0,191 \cdot 10^{25}$	$0,141 \cdot 10^{15}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,244 \cdot 10^{31}$	$0,180 \cdot 10^{21}$	
$^{243}\text{Am}$	$^4\text{He}$	$0,135 \cdot 10^{11}$	—	$0,100 \cdot 10^{11}$
	$^{34}\text{Si}$	$0,783 \cdot 10^{25}$	$0,337 \cdot 10^{13}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,547 \cdot 10^{30}$	$0,233 \cdot 10^{19}$	
	$^4\text{He}$	$0,232 \cdot 10^{12}$	—	
$^{240}\text{Cm}$	$^{28}\text{Si}$	$0,777 \cdot 10^{28}$	$0,339 \cdot 10^{22}$	$0,260 \cdot 10^8$
	$^{30}\text{Si}$	$0,634 \cdot 10^{23}$	$0,276 \cdot 10^{17}$	
	$^{32}\text{Si}$	$0,458 \cdot 10^{20}$	$0,199 \cdot 10^{14}$	
	$^{34}\text{Si}$	$0,209 \cdot 10^{23}$	$0,912 \cdot 10^{16}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,338 \cdot 10^{28}$	$0,147 \cdot 10^{22}$	
	$^4\text{He}$	$0,229 \cdot 10^7$	—	
$^{246}\text{Cm}$	$^{28}\text{Si}$	$0,427 \cdot 10^{28}$	$0,282 \cdot 10^{18}$	$0,380 \cdot 10^4$
	$^{30}\text{Si}$	$0,405 \cdot 10^{21}$	$0,268 \cdot 10^{11}$	
	$^{32}\text{Si}$	$0,670 \cdot 10^{20}$	$0,443 \cdot 10^{10}$	
	$^{34}\text{Si}$	$0,104 \cdot 10^{23}$	$0,688 \cdot 10^{12}$	
	$^{36}\text{Si}$	$0,309 \cdot 10^{28}$	$0,204 \cdot 10^{18}$	
	$^4\text{He}$	$0,151 \cdot 10^{11}$	—	
$^{244}\text{Cf}$	$^{36}\text{S}$	$0,381 \cdot 10^{23}$	$0,334 \cdot 10^{21}$	—
	$^{38}\text{S}$	$0,611 \cdot 10^{22}$	$0,535 \cdot 10^{19}$	
	$^{40}\text{S}$	$0,642 \cdot 10^{24}$	$0,563 \cdot 10^{21}$	
	$^4\text{He}$	$0,114 \cdot 10^4$	—	
$^{248}\text{Cf}$	$^{36}\text{S}$	$0,382 \cdot 10^{23}$	$0,126 \cdot 10^{16}$	$0,370 \cdot 10^6$
	$^{38}\text{S}$	$0,110 \cdot 10^{23}$	$0,364 \cdot 10^{15}$	
	$^{40}\text{S}$	$0,347 \cdot 10^{29}$	$0,114 \cdot 10^{22}$	
	$^4\text{He}$	$0,302 \cdot 10^8$	—	
$^{248}\text{Fm}$	$^{36}\text{Ar}$	$0,115 \cdot 10^{26}$	$0,319 \cdot 10^{24}$	$0,100 \cdot 10^4$
	$^{38}\text{Ar}$	$0,312 \cdot 10^{24}$	$0,866 \cdot 10^{22}$	
	$^{40}\text{Ar}$	$0,315 \cdot 10^{24}$	$0,847 \cdot 10^{22}$	
	$^{42}\text{Ar}$	$0,125 \cdot 10^{26}$	$0,347 \cdot 10^{24}$	
	$^{44}\text{Ar}$	$0,820 \cdot 10^{31}$	$0,227 \cdot 10^{29}$	
	$^4\text{He}$	$0,360 \cdot 10^2$	—	
$^{252}\text{Fm}$	$^{36}\text{Ar}$	$0,293 \cdot 10^{35}$	$0,294 \cdot 10^{30}$	$0,530 \cdot 10^5$
	$^{40}\text{Ar}$	$0,808 \cdot 10^{24}$	$0,811 \cdot 10^{19}$	
	$^{42}\text{Ar}$	$0,137 \cdot 10^{25}$	$0,137 \cdot 10^{20}$	
	$^{44}\text{Ar}$	$0,156 \cdot 10^{24}$	$0,156 \cdot 10^{19}$	
	$^4\text{He}$	$0,996 \cdot 10^9$	—	

ка величины. Это разногласие связано прежде всего с использованием осцилляторных волновых функций, которые обычно переоценивают АОК. Другая причина связана с пренебрежением связью каналов.

В табл. 4 представлены наиболее вероятные процессы КР для изотопов элементов от  $^{232}\text{Th}$  до  $^{252}\text{Fm}$ . Для других четно-четных изото-

пов одного элемента значения  $T_c$  образуют зависимость с максимумом. Обычно этот максимум соответствует числу нейтронов  $N_2 = 8, 14, 20$ . Такая зависимость хорошо известна для деления, где  $N_2 = 50, 82$ . Общность механизмов КР и СД должна иметь следствием подобие в поведении периодов полураспада.

Кроме того,  $\lg(T_c/T_\alpha)$  и  $\lg(T_f/T_\alpha)$  для четно-четных ядер в достаточно хорошем приближении линейно уменьшается с числом нейтронов  $N_2$ .

**Двумерное приближение. Эффекты деформации фрагментов.** Основные результаты феноменологических исследований [44, 47] приводят к заключению, что деформация осколков в момент разделения зависит от их оболочечной структуры. Минимальной оказывается деформация у осколков с магическими числами. Наблюдающийся в деформации фрагментов магический эффект приводит также к магическому эффекту в ПЭ (см. рис. 15). Прямым следствием этого обстоятельства становится проявление магического эффекта в энергии распада  $Q$ .

В этом разделе коротко изложим результаты предыдущих работ [70] в рамках интегрального подхода и представим их в систематизированном виде. В отличие от [47], мы рассматриваем наиболее вероятный случай, когда легкий фрагмент сильно деформирован, а тяжелый слабо возбужденный фрагмент можно еще считать сферическим (это обычно ядро вблизи  $^{208}\text{Pb}$ ). Параметр деформации  $\beta_L$  мультипольности  $L$  определяет форму фрагмента с помощью следующего уравнения для радиус-вектора поверхности:

$$R_2(\theta) = R_2 \left[ 1 + \sum_L \beta_L Y_{L0}(\theta) \right]. \quad (83)$$

Это выражение подставляется в аналитические выражения для диагональной и недиагональной частей потенциала  $V(r, \theta)$  ( $V_{Rl}(r)$  и  $V_{RlR'l'}(r)$ ) [см. уравнение (67)]. При расчете взаимодействия используем потенциал типа Вудса — Саксона и кулоновский потенциал. Взаимодействие между аксиально-деформированным и сферическим фрагментами принимает вид

$$V(r, \theta) = V_0 f \left\{ [r - R_1 - R_2(1 + \beta_2 Y_2(\theta))] a^{-1} \right\} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[ 1 + \frac{3}{5} \frac{R_2^2}{r^2} \beta_2 Y_2(\theta) \right] + \frac{\hbar^2 l^2}{2M_0 r^2}, \quad (84)$$

где  $f$  — радиальный формфактор типа Вудса — Саксона. Недиagonalную часть потенциала, связанную с ядерным и кулоновским возбуждением, можно получить из (84) в первом приближении по  $\beta_2$ :

$$V_{\text{coup}}(r, \theta) = \beta_2 R_2 \left[ \frac{\partial f(r)}{\partial r} + \frac{3}{5} Z_1 Z_2 e^2 \frac{R_2}{r^3} \right] Y_{20}(\theta) \quad (85)$$

и для матричных элементов (67) получим:

$$V_{RlR'l'}^{(2)}(r) = (i)^{l+l'} (-1)^{l+l'+R+I} [(2l+1)(2l'+1)] C_{000}^{l'l2} C_{000}^{R'2R} \times \\ \times W(l'R'lR; I2) W(ill'l'; 02) \left[ V_0 \frac{\partial f(r)}{\partial r} + \frac{3}{5} Z_1 Z_2 e^2 \frac{R_2}{r^3} \right], \quad (86)$$

где  $C_{000}^{l'l2}$  и  $W(l'R'lR; I2)$  — коэффициенты Клебша — Гордана и  $6j$ -коэффициенты.

Аналогично для октапольных деформаций (которые часто проявляются и в тяжелых фрагментах, как, например, в  $^{208}\text{Pb}$  при  $E_3 = 3,104$  МэВ) получим

$$V_{RlR'l'}^{(3)}(r) = (i)^{l+l'} (-1)^{l+l'+R+I} [(2l+1)(2l'+1)] C_{000}^{l'l3} C_{000}^{R'3R} \times \\ \times W(l'R'lR; I3) W(ill'l'; 03) \left[ V_0 \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{2}{7} Z_1 Z_2 e^2 \frac{R_2^3}{r^4} \right]. \quad (87)$$

Кроме ядерных потенциалов типа Вудса — Саксона, мы используем в (84) и контактный потенциал, предложенный впервые для КР расчетов Ши и Святецким [47]. Например, для аксиально-симметричных деформаций взаимодействие  $V(r, \theta)$  принимает вид [77]:

$$V(r, \theta) = -4\pi\gamma \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \left[ 1 - 2 \frac{C_1}{C_1 + C_2} \beta_2 Y_2(\theta) \right] \times \\ \times \Phi_p [r - C_1 - C_2 (1 + \beta_2 Y_2(\theta))] + \\ + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left[ 1 + \frac{3}{5} \frac{R_2^3}{r^2} \beta_2 Y_2(\theta) \right] + \frac{\hbar^2 l^2}{2M_0 r^2}, \quad (88)$$

где  $\gamma$  — коэффициент для поверхностной энергии ядра и функция  $\Phi_p$  даны в работе [47]:

$$\gamma = 0,9517 \left[ 1 - 1,7826 \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right],$$

где  $N$ ,  $Z$  и  $A$  — числа нейтронов, протонов и нуклонов в начальном ядре, а  $\Phi_p$  — универсальная функция

$$\Phi_p(\xi) = \begin{cases} -0,5 (\xi - 2,54)^2 - 0,0852 (\xi - 2,54)^3, & \xi < 1,2511; \\ -3,437 \exp(-\xi/0,75), & \xi > 1,2511, \end{cases}$$

где  $\xi = r - C_1 - C_2$  — расстояние между поверхностями ядер;  $C_i = R_i - 1/R_i$  — радиусы половинной плотности ядер;  $R_i = 1,28 A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8 A_i^{-1/3}$  — радиусы ядер в капельной модели.

Отметим, что в используемой выше процедуре усреднения потенциалов по ориентациям и вращениям (или вибрации) фрагмент сохраняет свою ориентацию или форму за время проникновения, т. е. энергия вращения (вибрации) не должна быть большой,

$$E_{\text{rot}} < \hbar/T_c.$$

В практические расчеты мы включаем все важные каналы, которые могут коррелировать с вращательными уровнями деформированного

фрагмента. В большинстве случаев мы ограничиваемся анализом четырех каналов (связанных с первыми возбужденными уровнями).

Для численного решения системы уравнений (64), (65) мы используем итеративный метод, основанный на расширении алгоритма Нумерова пошагового интегрирования одноканального радиального уравнения Шредингера [70]. Большим преимуществом использования этого метода является то, что связь между каналами проявляется как неоднородность одноканального уравнения Шредингера. Наши численные проверки для КР показали, что в большинстве случаев требуется только несколько итераций и в асимптотической области итеративная схема быстро сходится к решению. Обычно для  $n$  каналов итерационную процедуру необходимо повторять  $n$  раз во всей области для каждого канала (и энергии).

Сначала мы использовали в наших оценках времени жизни КР простой потенциал (84), параметры которого выбираются из данных по упругому рассеянию [71, 72] или сечению [73] касательных столкновений. Значения  $\lg T_c$ , полученные с этим потенциалом, приведены в колонке 4 табл. 5.

Таблица 5. Значения  $T_c$ , полученные в работе [70] на основе метода связи каналов с учетом квадрупольных деформаций ядерного и кулоновского потенциала

Распад	Q, МэВ	$\lg(T_c, \text{с})$		
		Эксперимент	Расчет	
			Потенциал (84)	Потенциал (85)
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	58,830	25,07±0,12	25,39	24,62
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	62,305	21,06±0,1	21,54	20,60
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	74,113	25,55±0,25	25,68	25,37
$^{234}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Pb}$	79,152	—	21,90	21,48
$^{241}\text{Am} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{211}\text{Bi}$	74,585	—	26,36	37,55
$^{237}\text{Np} \rightarrow ^{30}\text{Mg} + ^{207}\text{Tl}$	75,706	27,25	27,69	26,27
$^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{212}\text{Pb}$	90,414	—	28,74	28,68
$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	91,323	24,25	26,97	26,25
$^{241}\text{Am} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{207}\text{Tl}$	94,218	25,30	28,80	28,44
$^{240}\text{Cm} \rightarrow ^{34}\text{Si} + ^{206}\text{Pb}$	95,751	—	26,27	26,05

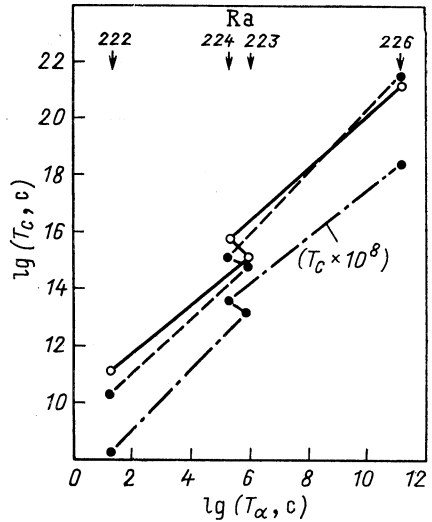
Полученные ВЖ сравниваются с экспериментальными временами или с предсказаниями верхних экспериментальных оценок (колонка 3). Соответствие между теорией и экспериментом находится в пределах 1—1,5 порядка величины.

Интересно оценить эффект ядерной деформации (квадрупольной) легкого фрагмента на ВЖ или отклонения от сферических (диагональных) потенциалов, используемых в [46, 62]. Результаты, полученные без и со связью каналов (соответствующие сферическому или деформированному потенциалам), представлены на рис. 19. Как



Рис. 19. Диаграмма ( $\lg T_c, \lg T_\alpha$ ) для изотопов  $^{222}, ^{223}, ^{224}, ^{226}\text{Ra}$ :

экспериментальные данные (сплошная кривая), результаты расчетов [62] с использованием оболочечных (штриховая) и резонансных (штрих-пунктирная) амплитуд формирования, соответствующие формулам (79), (73)



правило, поправки, возникающие от квадрупольных искажений потенциала, важны. Во-первых, эти поправки зависят от деформации фрагмента. В случаях, в которых мы изучали КР с испусканием фрагментов с большими деформациями [74], такими, как  $^{24}\text{Ne}$  ( $\beta_2 = 0,41$ ),  $^{28}\text{Mg}$  ( $\beta_2 = 0,48$ ), эти поправки составляют 0,5—1,5 порядка величины. Эффектом предполагаемой связи является увеличение интенсивности КР, обусловленное понижением каждого из барьеров в начальном семействе барьеров. Отметим что «реальная» связь получалась деформацией только реального ядерного потенциала [73].

Сравнивая результаты с учетом и без учета связи каналов, представленные на рис. 18, можем заключить, что учет связи уменьшает ВЖ на фактор от 6 до 20. Тем не менее вычисленное значение остается больше экспериментального.

ВЖ, вычисляемые с теми же АОК [62] и кулоновским потенциалом (84), но с использованием ядерного контактного потенциала [48, 73], показаны в верхней части рис. 20. Как видно, вычисленные ВЖ для  $^{24}\text{Ne}$ - и  $^{28}\text{Mg}$ -эмиссии меньше экспериментальных ВЖ, причем разница между ними больше экспериментальных погрешностей (оцениваемых в несколько процентов). Как правило, ВЖ меньше, чем в предыдущем случае, так как барьеры для эмиссии понижены из-за влияния большого притягивающего ядерного потенциала. Следовательно, ВЖ будут меньше по сравнению с временами  $T_c$ , полученными с потенциалами, которые описывают данные по рассеянию.

Тем не менее относительно малая разница между этими результатами с разными ядерными потенциалами подтверждает тот факт, что времена жизни слабо зависят от предразрывной неопределенности. Другими словами, большие модификации ядерного потенциала на малых расстояниях между фрагментами, когда они сильно перекрываются, не изменяют барьеров для эмиссии, которые соответствуют конфигурациям с отдельными фрагментами, как уже было отмечено в работе [47].

Из анализа результатов на рис. 18 можно заключить, что сфери-

ческий потенциал (полученный в приближении двух сфер) стремится переоценить высоту барьера, а также ВЖ и период полураспада. Разница между нашими результатами [70], полученными с учетом

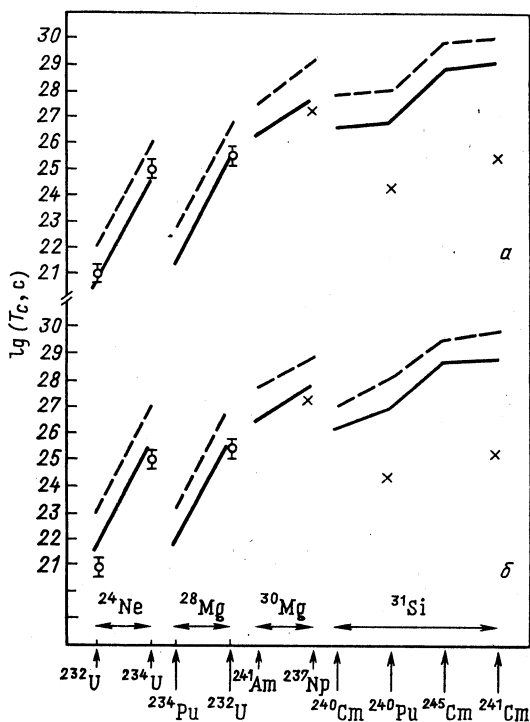


Рис. 20. Экспериментальные (○), нижние экспериментальные оценки (×) и рассчитанные значения времен жизни по отношению к спонтанному распаду с испусканием  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28-30}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Si}$  кластеров:

результаты расчета с учетом связи каналов (сплошная) и без их учета (пунктир) представлены для потенциалов (84) (а) и (88) (б)

связи каналов и без их учета, большая по сравнению с разницей, полученной в работе [47]. Этот факт можно связать с большой деформационной длиной  $\beta_L R_2$ , используемой в [70], по сравнению с длиной  $\beta_L R_2$  ( $L = 1, 2, 3$ ) из [47].

На рис. 18 можно заметить, что для эмиссии тяжелых фрагментов, как, например,  $^{34}\text{Si}$ , разногласие теории с нижними экспериментальными оценками становится заметно больше.

Наши результаты также согласовываются с результатами, известными из процессов, обратных реакциям КР, а именно подбарьерного слияния сложных ядер [75, 76], где увеличение сечения до двух порядков обусловлено связью с возбужденными состояниями.

Как хорошо известно, в области Ra — U, где был открыт КР с искусанием  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Mg}$ , были обнаружены также сильные  $E1$ -переходы, обусловленные статическими октупольными и дипольными деформациями [88]. Возникает сразу принципиальный вопрос о связи между этими деформациями и большими АОК (и большими интенсивностями КР) в этой области. Эта связь детально была изучена в работе [79]. Кроме основного канала, в расчеты включены и каналы, соответствующие возбужденным уровням  $3^-, 5^-$  и  $2^+$  в ядре  $^{208}\text{Pb}$  в реакциях  $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$  и  $^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ . Матричные элементы типа (67) были рассчитаны с помощью формул (86), (87). В результате получилось, что влияние октупольных деформаций на  $T_c$  в 2—3 раза меньше, чем в случаях квадрупольных деформаций (см. рис. 18). Отметим, что наши количественные оценки меньше, чем оценки, полученные в работе [80] (только для  $^{14}\text{C}$ -эмиссии из  $^{223}\text{Ra}$ ).

**Эффект связи каналов.** В работе [80] было показано, что недиагональное взаимодействие (67) обычно приводит к усилению КР. В традиционной картине определяется постоянная распада

$$\lambda = \lambda_0 F P_G, \tag{89}$$

где  $\lambda_0 = (2 Q/M_0)^{1/2} R_0$ ;  $F$  — фактор формирования.

В отличие от (14) проницаемость основного состояния равна

$$P_G = e^{\Delta_0} P^{(0)}(Q), \tag{90}$$

где

$$\Delta_0 = \sum_{i=1}^N (2/\hbar^2) \int_0^r dt V_i[r(t)] e^{-\omega_i t} \int_0^t dt' V_i[r(t')] e^{i\omega_i t'};$$

$$P^{(0)} = \exp \left[ -\frac{2}{\hbar} \int_a^b dr [2M_0(U(r) - Q)]^{1/2}; \right.$$

$$\left. r(0) = 0, V(r) = b, r(t) = a + \int_0^t dt' \left[ \frac{2}{M_0} U(r) - Q \right]^{1/2} \right.$$

и  $V_i$  — взаимодействие, которое связывает возбужденную моду с частотой  $\omega_i$ ,  $r(t)$  — траектория в инвертированном потенциале. Связь определяется в макроскопической модели:

$$V(r) = \frac{\beta R}{4\pi} \left[ -\frac{\partial V_{\text{яд}}}{\partial r} + \frac{3}{2} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2L+1} \frac{R^{L-1}}{r^{L+1}} \right], \tag{91}$$

где  $R$  — ядерный радиус;  $\beta$  — параметр деформации моды ( $i$ ) и  $L$  — мультипольность.

В конкретных расчетах для  $^{14}\text{C}$ -эмиссии из  $^{223}\text{Ra}$  учтены следующие каналы, связанные с возбуждением  $2^+, 3^-, 4^+$ - и  $5^-$ -состояний

в  $^{208}\text{Pb}$  с энергиями 4,1; 2,6; 4,3 и 3,2 МэВ. Для этих параметров получим

$$e\Delta_0 = 16; \quad (92)$$

$$P_G = 4,6 \cdot 10^{-25}. \quad (93)$$

Используя в (89) экспериментальное значение  $\lambda$ , можно оценить

$$F(^{14}\text{C}) = 0,5 \cdot 10^{-8}; \quad (94)$$

$$F(^{14}\text{C})/F(\alpha) \approx 10^7, \quad (95)$$

причем  $F(\alpha) \approx 0,04$  для  $^{223}\text{Ra}$  ядра.

Результат (95) отлично согласуется с оценкой [2]. Отметим, что по форме недиагональные члены взаимодействия в работах [70, 80] одинаковы.

**Аппроксимация спектроскопических факторов.** В работах [63, 64] постоянная распада оценивается на основе формулы

$$\lambda = \lambda_0 S \quad (96)$$

или

$$\Gamma = \Gamma_0 S, \quad (97)$$

где  $\lambda_0$  — одночастичная постоянная распада и  $S$  — спектроскопический фактор. Постоянная  $\lambda_0$  определяется стандартным методом (см. разд. 2):  $\lambda_0 \approx (V/2R) P^{-1}$ , где  $P$  — проницаемость барьера.

Для вычисления спектроскопического фактора  $S$  используются оболочечные волновые функции в формулах типа (79), (80) и учитывается эффект антисимметризации в АОК. Простая оценка [65]

$$S(A_2) \approx [S(\alpha)]^{(A_2-1)/3}, \quad (98)$$

очевидно, переоценивает  $S(A_2)$ , причем интегрирование (т. е. усреднение) по относительным координатам  $\alpha$ -частиц и пары нейтронов не производится.

Аналогичное приближение используется в работе [64]. Надо сказать, что результаты [64] для одночастичных ширин (см. табл. 3) всегда меньше, чем результаты [62], полученные с нашей формулой (76) и также с формулой Брейта (77). Интересно, что эта разница растет с ростом размера кластера. Различие происходит в первую очередь из разных потенциалов, которые удовлетворяют, как в работе [62], и не удовлетворяют [64] условию резонанса при энергии распада.

Отметим, что детальные расчеты, особенно для эмиссии тяжелых кластеров, пока не проводились в рамках микроскопического приближения [64].

В рассуждениях [63, 64], которые основываются на  $R$ -матричном и интегральном (типа Фешбаха) формализмах, не уделяется достаточного внимания важному вопросу о граничных условиях, определяющих формирование нестабильного кластерного состояния.

Сложные аспекты антисимметризации волновой функции кластера (и в то же время АОК) были подчеркнуты в обеих работах. Недостаток места не позволяет обсудить здесь эти аспекты. Для уяснения и понимания этих вопросов мы приведем некоторые дополнительные ссылки на последние оригинальные работы [81, 82]. В этом направлении ведется работа для уточнения оболочечных процедур для построения АОК.

**Сравнение результатов микроскопических полуэмпирических моделей с экспериментом.** Представляет интерес сравнить результаты, полученные в работах [61—63, 65], где, с одной стороны, используется оболочечная модель для описания структуры системы, а с другой, предполагается, что разделенные фрагменты движутся в центральном потенциале с массовым коэффициентом, равным приведенной массе двух фрагментов. При сравнении результатов этих работ необходимо иметь в виду некоторые несущественные различия в определении энергии распада и потенциала взаимодействия. Например, во всех работах энергия распада рассчитана с помощью ядерных масс [83], но только в [62] учтен эффект экранировки электронных оболочек на энергию распада. В этих работах также используются две разные параметризации потенциала взаимодействия [71, 84].

Таблица 6. Экспериментальные и теоретические значения  $T_c$ .  
Теоретические значения получены в рамках микроскопических и полуэмпирических подходов

Распад	$\lg(T_c, \text{с})$				
	Эксперимент	Теория			
		[61]	[62]	[63]	[65]
$^{222}\text{Ra}$ ( $^{14}\text{C}$ )	$11,02 \pm 0,06$	11,7	10,5	11,8	11,2
$^{223}\text{Ra}$	$15,2 \pm 0,05$	15,2	14,9	15,1	15,3
$^{224}\text{Ra}$	$15,9 \pm 0,12$	16,4	15,3	16,2	16,1
$^{226}\text{Ra}$	$21,33 \pm 0,2$	18,24	21,7	21,1	21,2
$^{230}\text{Th}$ ( $^{24}\text{Ne}$ )	$24,64 \pm 0,09$	22,6	26,4	24,8	24,4
$^{231}\text{Pa}$	$23,38 \pm 0,08$	19,85	23,9	23,4	21,6
$^{232}\text{U}$	$21,06 \pm 0,1$	22,5	19,8	20,8	20,2
$^{233}\text{U}$	$24,82 \pm 0,15$	24,5	24,4	25,4	23,7
$^{234}\text{U}$	$25,25 \pm 0,05$	24,6	28,0	25,6	25,5
$^{234}\text{U}$ ( $^{26}\text{Ne}$ )	$25,25 \pm 0,05$	25,8	28,8	26,4	26,5
$^{234}\text{U}$ ( $^{28}\text{Mg}$ )	$25,75 \pm 0,06$	23,8	25,7	25,4	25,7
$^{238}\text{Pu}$ ( $^{28}\text{Mg}$ )	$25,7 \pm 0,25$	—	25,9	26,9	27,7
$^{238}\text{Pu}$ ( $^{30}\text{Mg}$ )	$25,9 \pm 0,75$	22,9	28,5	25,8	25,6
$^{238}\text{Pu}$ ( $^{32}\text{Si}$ )	$25,3 \pm 0,16$	—	27,7	25,7	26,0
$^{241}\text{Am}$ ( $^{34}\text{Si}$ )	25,3	—	26,3	28,8	25,3

В табл. 6 представлены экспериментальные значения периодов полураспада  $T_c$  и теоретические значения, предсказанные в [61—63, 65].

Как можно увидеть в табл. 6, предсказанные периоды спонтанного КР согласуются с экспериментальными значениями, особенно для

легких кластеров ( $^{12}\text{C}$  и  $^{24}\text{Ne}$ ). Структурные расчеты по необходимости являются в некоторых отношениях упрощенными, но они, по-видимому, способны воспроизводить экспериментальные данные с точностью до 1—2 порядков.

Расхождения отношений теоретических и экспериментальных значений особенно велики для эмиссии  $^{24}\text{Ne}$  из  $^{232}\text{U}$  и  $^{28}\text{Mg}$  из  $^{234}\text{U}$  и  $^{238}\text{Pu}$ . В связи с этим мы отметим, что оба этих кластера сильно деформированы [74] и приближение центрального взаимодействия оказывается недостаточно точным. Более того, расхождения растут с увеличением размера испускаемого кластера, как уже было отмечено в [61, 62].

Отметим, что зависимость периода полураспада  $T_c$  от массы, заряда и деформации испускаемого кластера была детально изучена в этих работах. Сравнение результатов микроскопического и макроскопического подходов, проведенное в [62, 64], ясно указывает, что учет ядерной структуры приводит к увеличению ВЖ радиоактивного ядра. Аналогичный вывод известен для процессов AP [89—92] и СД [93—95]. Без учета структурных эффектов тяжелые ядра должны быстро распадаться. Таким образом, большие ВЖ тяжелых ядер по отношению к КР определяются не только высокими кулоновскими барьерами, но также эффектами ядерной структуры.

Наконец, мы отметим, что в отличие от феноменологических моделей в этих работах особое внимание уделяется эффектам, связанным с учетом принципа Паули, спаривания, оболочечной структуры ядер и диссипации углового момента. Учет этих эффектов является необходимым условием в создании единой последовательной теории с большой предсказательной силой.

**Усиление вероятности распада.** Связь с каналами неупругого возбуждения и малонуклонных передач [70—80] — не единственные возможности для усиления вероятности КР. В работе [85] в качестве механизма, вызывающего усиление, предложен механизм образования шейки при контакте фрагментов. Связь каналов, соответствующих основному состоянию фрагментов с каналами, где образуется шейка, вызывает уменьшение ПЭ (и барьера) и, следовательно, увеличение скорости распада.

В работах [62, 64] обсуждается еще один возможный механизм для увеличения скорости распада. Считается, что спаривание нуклонов, особенно в тяжелых ядрах [69], очень важно, что приводит к выделенности движения пар нуклонов с нулевым относительным моментом и образованию кластера, имеющего  $\alpha$ -подструктуру. Коэффициент усиления КР обычно выражается через коэффициент усиления AP ( $x_p, x_n \approx 10^3$ ).

В работе [86] считается, что в области перекрытия фрагментов (до разделения) спаривательная щель  $\Delta_p$  становится динамическим параметром, и ПЭ и МП зависят от этого параметра [т. е.  $V(r) \Rightarrow V(r, \Delta_p)$  и  $M(r) \Rightarrow M(r, \Delta_p)$ ]. Проведенные оценки влияния этого эффекта на ВЖ тяжелых ядер по отношению к КР показывают,

что коэффициент усиления (с «размороженным» параметром  $\Delta_p$ ) примерно равен коэффициенту, получаемому за счет связи с каналами неупругого возбуждения [80] ( $K \sim 16$ ).

В работе [70] исследовались КР при учете возбуждения коллективных (ротационных) уровней одного фрагмента (см. разд. 5). Мы показали, что благодаря связи каналов барьер для распада уменьшится. По-видимому, это еще один механизм усиления КР.

Таким образом, введение различных степеней свободы в дополнение к относительному расстоянию приводит к увеличению вероятности КР. Аналогичный результат был получен для подбарьерного слияния [87].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящем обзоре основное внимание было уделено феноменологическим и микроскопическим подходам к описанию процессов КР. Было показано, что они достаточно хорошо описывают средние характеристики процессов КР, однако вопрос о самом механизме распада до сих пор остается открытым. Для решения этой актуальной задачи необходимы дополнительные экспериментальные сведения по эмиссии тяжелых кластеров в области родительских ядер  $Pu - Fm$ , а также данные, наиболее чувствительные к механизму процесса, как, например, по элементарным модам возбуждения, переносящим угловой момент, и по энергиям резонансных состояний, которые могут проявляться в сложных системах. Отношение между КР и тройным делением должно быть изучено более детально [88].

Представляет большой интерес дальнейшее феноменологическое исследование КР на основе самых последних экспериментальных данных для обратных процессов (упругое и неупругое рассеяние, слияние).

В большинстве феноменологических моделей КР используемые параметризации не всегда адекватны этим экспериментальным данным и сравнение соответствующих теоретических параметров с экспериментальными затруднено. Такая ситуация не возникает в моделях [61—65, 70, 80], где, как правило, параметры полностью определяются параметрами ион-ионных потенциалов и параметрами сил между различными каналами.

В духе работ [62, 89, 90] детально была изложена интегральная теория КР, в которой, с одной стороны, производится микроскопический (оболочечный) расчет амплитуды образования кластера, а с другой — учитывается влияние взаимодействия деформированных фрагментов на процесс рассеяния фрагментов. Максимальная вероятность распада предсказывается достаточно точно на основе рассмотрения зависимости АОК, ПЭ и энергии распада  $Q$  от оболочечных эффектов и ядерных деформаций.

Для полноты динамического рассмотрения процесса КР был также изучен случай резонансного распада двухтельной системы с вирту-

ального уровня при энергии, равной средней энергии фрагментов. Сравнивая результаты микроскопической модели и резонансного (одночастичного) приближения, мы могли оценить общий вклад структурных эффектов на ВЖ нестабильных ядер и получить достоверную спектроскопическую информацию.

Учет дополнительных степеней свободы (к относительному расстоянию) делает теорию более гибкой при описании экспериментальных данных. Однако это приводит к увеличению числа варьируемых параметров, что в некоторой степени снижает достоверность предсказаний. Очевидно, когда станут известны новые экспериментальные данные по КР из возбужденных ядер и его связь с вынужденным делением, можно будет произвести еще более детальный анализ явления КР. Было бы, например, очень ценно узнать больше о характеристиках КР в области ядер Pu — Fm и также о возможности вынужденного КР (аналог вынужденного деления). При дальнейшем исследовании следует детально изучить механизм образования и распада ядерных квазимолекул. Можно ожидать, что точное измерение резонансных характеристик процесса даст некоторые сведения о механизме реакции КР.

Таким образом, необходимы дальнейшие усилия теоретиков и экспериментаторов для того, чтобы получить более глубокое понимание явления естественной радиоактивности.

Актуальность вышеперечисленных экспериментальных проблем КР не вызывает в настоящее время сомнения.

Авторы выражают благодарность коллегам по работе Р. Вюншу, Ю. С. Замятнину, Л. П. Каптарю, И. Н. Михайлову, В. В. Пашкевичу, Д. Н. Познару, И. Роттер, В. Г. Соловьеву, А. Сандулеску и В. М. Шилову за интерес к работе, поддержку и обсуждение результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сандулеску А., Познару Д. Н., Грейнер В.//ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. С. 528—578; Poenaru D.N., Ivascu M.//Proc. Intern. School. J. Nucl. Phys. Poiana Brasov, 1980. Bucharest, 1981 (Ed. A. Raduta, G. Stratan, V. Zoran).
2. Rose J.H., Jones G.A.//Nature. 1984. Vol. 307. P. 245—247.
3. Александров Д. В., Белиатски А. Ф., Глухов Ю. А. и др.//Письма ЖЭТФ, 1984. Т. 40. С. 152—154.
4. Gales S., Hourani E., Hussonnois M.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 759—762.
5. Kutchera W., Ahmad I., Amato III S.G.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 2036—2042.
6. Price P.B., Stevenson J.D., Barwic S.W.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 297—301.
7. Barwick S.W., Price P.B., Ravn H.L.e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 362—365.
8. Houroni F., Hussonnois M., Stab L.e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. 160B. P. 373—379.
9. Tretyakova S.P., Sandulescu A., Micheev V.L.e.a.//JINR Rapid Comm. 1985. Vol. 13. P. 34—40.



10. Sandulescu A., Zamyatnin Yu.S., Lebedev I.A.e.a.//JINR Rapid. Comm. 1984. Vol. 5. P. 5—7.
11. Barwick S.W., Price P.B., Stevenson J.D.//Phys. Rev. 1985. Vol. C31. P. 1984—1986.
12. Tretyakova S.P., Sandulescu A., Zamyatnin Yu.S.//JINR Rapid Comm. 1985. Vol. 7. P. 23—26.
13. Barwick S.W.//Ph. D. Thesis, 1986. University of California, Berkeley.
14. Shicheng Wang, Price P.B., Barwick S.W.e.a.//Phys. Rev. Rapid. Comm. 1987. Vol. C36. P. 2717—2720.
15. Moody K.J., Hulet E.K., Shicheng Wang e.a.//Phys. Rev. Brief Comments. 1989. Vol. C39. P. 2445—2447.
16. Tretyakova S.P., Zamyatnin Yu.S., Koventsev V.N.e.a.//Preprint JINR Dubna E7-88-803, 1988.
17. Shicheng Wang, Snowden-Ifft D., Price P.B.e.a.//Phys. Rev. 1989. Vol. C39. P. 1647—1650.
18. Moody K.J., Hulet E.K., Shicheng Wang e.a.//Phys. Rev. Rapid. Comm. 1987. Vol. C36. P. 2710—2712.
19. Paul M., Ahmad I., Kutschera V.e.a.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1980—1982.
20. Price P.B.//Ann. Rev. Nucl. and Particle Science. 1989. Vol. 39. In press.
21. Poenaru D.N., Ivascu M.//J. Phys. (Paris). 1984. Vol. 45. P. 1099—1108.
22. Poenaru D.N., Ivascu M.//Rev. Roum. Phys. 1984. Vol. 29. P. 623—630.
23. Poenaru D.N., Ivascu M., Sandulescu A., Greiner W.//J. Phys. 1984. Vol. G10. P. L183—L191.
24. Poenaru D.N., Ivascu M., Sandulescu A., Greiner W.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 572—581.
25. Poenaru D.N., Ivascu M., Sandulescu A., Greiner W.//At. Data Nucl. Data Tables. 1986. Vol. 34. P. 423—448.
26. Gamow G.//Z. Phys. 1928. Vol. 51. P. 204—212; Condon E.U., Guernsey//Nature. 1928. Vol. 122. P. 429—436; Bethe H.A.//Rev. Mod. Phys. 1937. Vol. 9. P. 161—169.
27. Bohr N., Wheeler A.//Phys. Rev. 1939. Vol. 56. P. 426—440; Frenkel J.//Phys. Rev. 1939. Vol. 53. P. 987—992.
28. Трифонов Д. Н.//Радиоактивность вчера, сегодня, завтра. М.: Атомиздат, 1966. С. 38.
29. Шуколюков Ю. А.//Деления ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970. С. 240.
30. Alexander E.//Science. 1971. Vol. 172. P. 821—823.
31. Волков В. В. Реакции глубоконеупругих передач. М.: Энергоатомиздат, 1984.
32. Karnaukhov V.A., Ter-Akopyan G.M.//Phys. Rev. Lett. 1965. Vol. 12. P. 339—343; Гольданский В. И.//УФН. 1965. Т. 87. С. 255—260.
33. Hofmann H., Dietrich K.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A165. P. 1—18.
34. Ринг Р., Рассмусен Дж., Массман Г.//ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. С. 916—951.
35. Perlman I., Rasmussen J.O.//Alpha Radioactivity, Handbuch der Physik, b. XLII, Berlin, Göttingen, Springer, 1957. P. 109—115.
36. Brack M., Damgard J., Jensen A.S.e.a.//Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 320—364.
37. Поттер И.//ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 762—807.
38. Mayers W.D., Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 81. P. 1—19.
39. Krappe E.H.J., Mix J.R.//Proc. of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, 1974. Vol. 1. P. 159—174.
40. Krappe H.J., Nix R.J., Sierk A.J.//Phys. Rev. 1979. Vol. C20. P. 992—1011.
41. Poenaru D.N., Ivascu M.//Lecture Notes in Physics. Berlin: Springer Verlag, 1987. P. 364—382.
42. Greiner W., Ivascu M., Poenaru D.N., Sandulescu A.//Treatise on Heavy Ion Science/Ed. D.A. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1989. P. 116—130.

43. Poenaru D N., Ivascu M.//Particle emission from nuclei/Ed. D.N. Poenaru and M. Ivascu. Florida, CRC Press, Boca Roton. 1988. Vol. 2. Chap. 8. P. 82—104.
44. Poenaru D N., Ivascu M., Mozilu D.e.a. Preprint IFIM-NP-66-68. Bucharest, 1988.
45. Poenaru D N., Ivascu M.//Supp. Progr. Theor. Phys. 1989. in press.
46. Yu-JinShi, Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A438. P. 450—460.
47. Yu-JinShi, Swiatecki W.J.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A464. P. 205—222.
48. Пик-Пичак Г. А.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1421—1431.
49. Price P. B.//Proc. 5th Intern. Conf. on Nuclei far from stability. Rouseon Lake, Ontario, Canada/Ed. I.S. Towner. N.Y., 1988. P. 300—816.
50. Carvalho H.G., Martins J.B., Gavares O.A.P.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 2261—2268.
51. Petrascu M., Buta A., Simion V.//Preprint C.I.P. NP-44-1985. Bucharest, 1985.
52. Greiner M., Scheid W.//J. Phys. G.— Nucl. Phys. 1986. Vol. G12. P. L229—L234.
53. Shanmugan G., Kamalaharam B.//Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 1377—1383.
54. Herrmann R., Maruhn J.A., Greiner W.//J. Phys. B.— Nucl. Phys. 1986. Vol. 12. P. L285—L289.
55. Fiset E.O., Nix J.R.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A193. P. 647—671.
56. Собичевски А.//ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 1170—1190.
57. Гупта Р. К.//ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 717—768.
58. Thomas K.G.//Progr. Theoret. Phys. 1954. Vol. 12. P. 253—272.
59. Mang H.J.//Z. Phys. 1957. Vol. 148. P. 572—593.
60. Mang H.J.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1964. Vol. 14. P. 1—32.
61. Iriondo M., Jerrestam D., Liotta R.J.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A454. P. 252—266.
62. Ivascu M., Silisteanu I.//Nucl. Phys. A. 1988. Vol. A485. P. 93—105.
63. Blendowske R., Walliser H.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 1930—1934.
64. Кадренский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М.//Тр. Международной школы по структуре ядра. Алушта, 14—22 окт. 1985. С. 385—397.
65. Buck B., Merchant A.C.//Preprint Oxford University N 88/88, 1988.
66. Sandulescu A., Silisteanu I., Rizea M.//Rev. Roum. Phys. 1988. Vol. 23. P. 823—827; Silisteanu I. Preprint JINR E4-80-8. Dubna, 1980.
67. Breit G. Theory of resonance reactions and allied topics. Berlin: Springer Verlag, 1959.
68. Mang H.J., Rasmussen J.O.//Dan. Vid. Sclsk. Mat. Skr. 1962. Vol. 3. P. 1—26.
69. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1982.
70. Silisteanu I., Ivascu M.//Preprint CIP-Bucharest FT-335. 1988; J. Phys. G.— Nucl. Phys. 1989. Vol. 15. P. 1405—1412.
71. Christiansen R.P., Winter W.//Phys. Lett. 1977. Vol. B65. P. 19—23.
72. Kolota J.J., Rehm K.E., Kovar D.C.e.a.//Phys. Rev. 1984. Vol. C30. P. 125—133.
73. Gross E.E., Cleary T.P., Fard J.L.C.//Phys. Rev. 1984. Vol. C29. P. 459—464.
74. Ramau S.M., Malarkey C.H., Milner W.T.//At. Data and Nucl. Data Tabl. 1987. Vol. 36. P. 1—29.
75. Тараканов А. В., Шилов В. М.//ЯФ. 1988. Т. 48. С. 109—113.
76. Udagawa T., Kim B.T., Tamura T.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 124—135.
77. Beck B.B., Betts T.P., Gindler J.E.e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C33. P. 195—207.
78. Baltz A.J., Baymah B.F.//Phys. Rev. 1982. Vol. C26. P. 1969—1983.
79. Silisteanu I., Ivascu M. Preprint CIP-TP-46. Bucharest, 1989.
80. Landowne S., Dasso C.H.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 387—389.

81. Florescu A., Holan S., Sandulescu A.//Rev. Roum. Phys. 1988. Vol. 33. P. 131—143.
82. Florescu A., Holan S., Sandulescu A.//Rev. Roum. Phys. 1988. Vol. 33. P. 243—265.
83. Wapstra A.H., Audi G.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A432. P. 1—50.
84. Buck B., Dower C.B., Vary J.P.//Phys. Rev. 1975. Vol. C11. P. 1803—1821.
85. Barranco F., Broglia R.A., Bertsch G.F.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 60. P. 507—510.
86. Sandulescu A.//J. Phys. G.— Nucl. Phys. 1989. Vol. 15. P. 529—554.
87. Пермяков В. П., Шилов В. М.//ЭЧАЯ. 1989. Т. 20. С. 1396—1438.
88. Schall P., Heeg P., Mutterer M.e.a.//Phys. Lett. 1988. Vol. B191. P. 339—343.
89. Sandulescu A., Silistianu I., Wunsch R.//Nucl. Phys. 1970. Vol. A305. P. 205—215.
90. Назмитдинов Р. Г., Силиштеану И.//ЯФ. 1986. Т. 43. С. 58—60.
91. Думитреску О.//ЭЧАЯ. 1979. Т. 10. С. 377—428.
92. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. С. 469—514.
93. Pashkevich V.V.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A477. P. 1—17.
94. Patik Z., Sobiczewski A., Ambruster P.e.a.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A491. P. 267—280.
95. Cwiok S., Rozmej P., Sobiczewski A.e.a.//Nucl. Phys. 1989. Vol. A491. P. 281—289.
96. Lederer C.M., Shirley V.S. Tables of isotope. N.Y.: Wiley, 1978.
97. Razavy M., Pinepole A.//Phys. Repts. 1988. Vol. 168. P. 305—370.