

## КЛАСТЕРНАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ — ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ. ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

*Ю. С. Замятнин, В. Л. Михеев, С. П. Третьякова, В. И. Фурман*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*С. Г. Кадменский*

Воронежский государственный университет, Воронеж

*Ю. М. Чувильский*

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Приведены полученные к настоящему времени экспериментальные данные по радиоактивному распаду тяжелых ядер с испусканием  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$ . Обсуждена их феноменологическая систематизация.

Дан обзор теоретических подходов к анализу этого вида распада ядер, включающих как модели суперасимметричного деления, так и микроскопические расчеты.

Рассмотрен вопрос о механизме кластерного распада и обсуждены перспективы дальнейших исследований.

The experimental data on a spontaneous decay of heavy nuclei by the emission of  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$  and  $^{32}\text{Si}$  ions are reviewed. The phenomenological systematics of these data are discussed. Different theoretical approaches to the description of this new type of a radioactivity including models of superasymmetric fission and  $\alpha$ -decay like microscopic models are considered. The possibilities of future investigations in the field are discussed as a conclusion.

### ВВЕДЕНИЕ

В 1984 г. двумя независимо работающими группами в Англии (Оксфордский университет) [1] и в СССР (Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова) [2] был обнаружен радиоактивный распад  $^{223}\text{Ra}$  с вылетом ядер  $^{14}\text{C}$ .

В настоящее время радиоактивный распад с вылетом частиц, промежуточных по массе между  $\alpha$ -частицами и осколками бинарного деления ( $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ), обнаружен у 11 нуклидов от радия до плутония. Изучению нового вида радиоактивности посвящено уже более ста опубликованных экспериментальных и теоретических работ.

Первой попыткой обнаружения радиоактивного распада с вылетом частиц, отличных от ядер гелия, надо считать опыт Резерфорда

и Робинсона, проведенный ими в 1914 г. [3]. Постановка вопроса была очень четкой: испускаются ли радиоактивным веществом какие-либо заряженные атомы, кроме атомов гелия и атомов отдачи. В эксперименте было установлено, что, если такие частицы и испускаются, их число составляет не более чем  $10^{-4}$  от числа атомов гелия.

Предложения о существовании радиоактивности с вылетом фрагментов, промежуточных по массе между  $\alpha$ -частицами и осколками деления, высказывались неоднократно прежде всего в связи с некоторыми аномалиями содержания изотопов легких элементов в минералах, содержащих уран [4, 5].

Принципиальная возможность существования любого типа распада определяется прежде всего его экзотермичностью —  $Q > 0$ . Для элементов второй половины периодической системы, которые имеют среднюю энергию связи на нуклон в ядре меньше, чем более легкие элементы, это требование удовлетворяется для очень большого числа различных вариантов распада ядер. Однако в подавляющем числе возможности распада не реализуются из-за чрезвычайно малой проницаемости потенциального барьера. Она достигает значительной величины только в двух случаях: при  $\alpha$ -распаде и при спонтанном делении тяжелых ядер на осколки примерно равной массы. Заметим, что сами по себе проницаемости барьера для испускания родительскими ядрами ряда тяжелых кластеров  $X$ , таких, как  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$  и др., с образованием в качестве остатка ядер, близких к дважды магическому  $^{208}\text{Pb}$ , могут заметно превышать соответствующие значения проницаемости для  $\alpha$ -распада. Связано это с тем, что отношения  $Q_X/B_X$  заметно больше отношений  $Q_\alpha/B_\alpha$ , где  $B_{X(\alpha)}$  — высоты соответствующих барьеров. По-видимому, кроме существенных методических трудностей, главной причиной, охлаждавшей энтузиазм исследователей, было осознание того факта, что вероятность формирования на поверхности распадающегося ядра тяжелого кластера должна быть существенно ниже, чем  $\alpha$ -частицы, что может с лихвой скомпенсировать эффект относительно больших значений  $Q_X$ .

Подход со стороны деления также не внушал излишнего оптимизма. Было хорошо известно, что относительный выход осколков резко падает по мере нарастания асимметрии деления, причем основной вклад дают осколки с надбарьерными энергиями относительного движения, а в процессе регистрации происходит суммирование по большому числу возбужденных состояний фрагментов. Наблюдение продуктов деления в фиксированных конечных состояниях является весьма трудной задачей. Пример — холодное деление, относительный выход которого не превышает  $10^{-6}$ . Если же говорить об интересующей нас эмиссии кластеров, то речь идет о наблюдении холодного деления с относительной энергией фрагментов, существенно меньшей соответствующего кулоновского барьера.

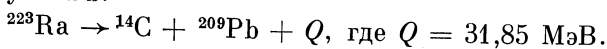
Тем не менее упрямые энтузиасты в СССР (ИАЭ) и в Англии совершенствовали экспериментальные методики и наконец в 1984 г.

добились успеха. Более удачливыми оказались англичане [1]. Они опередили своих коллег из СССР [2] на несколько месяцев. Необходимо отметить, что задолго до экспериментального обнаружения еще в 1980 г. теоретики пытались обратить внимание [6] физической общественности на возможность и перспективность изучения нового типа радиоактивности. Авторы работы [6] исследовали в принципиальном плане два возможных механизма кластерной эмиссии — типа сверхасимметричного деления и  $\alpha$ -распада. Однако количественных предсказаний в этой работе сделано не было. Исходя просто из максимального отношения энерговыхода к высоте кулоновского барьера, экспериментаторы-первооткрыватели независимо остановили свой выбор на родительском ядре  $^{223}\text{Ra}$ . (Историю вопроса см. в изложении [7] из «первых рук».)

В первой части данного обзора рассмотрены особенности экспериментальной методики и обсуждены результаты конкретных экспериментов. Проведена первичная систематика периодов кластерного полураспада. Далее подробно проанализированы различные теоретические подходы к описанию нового вида радиоактивности. В том числе — различные модели сверхасимметричного деления, простые модели гамовского типа, а также микроскопические модели, родственные  $\alpha$ -распаду, которые явным образом учитывают оболочечную структуру испускаемого кластера, родительского и дочернего ядер. Проведено сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами с целью установления механизма исследуемого распада. В заключение обсуждены возможности и перспективы изучения нового вида радиоактивности.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

Как уже указывалось выше, первым экспериментальным подтверждением существования кластерного радиоактивного распада явилось наблюдение распада  $^{223}\text{Ra}$  с испусканием  $^{14}\text{C}$ , выполненное параллельно двумя группами исследователей [1, 2]. Каждая из этих групп зарегистрировала около десятка событий распада  $^{223}\text{Ra}$ , при которых испускалось ядро  $^{14}\text{C}$  с энергией около 30 МэВ, а в качестве дочернего ядра образовывался близкий к дважды магическому ядру  $^{209}\text{Pb}$ :



Эти эксперименты показали, что вероятность испускания  $^{14}\text{C}$  почти на 10 порядков меньше, чем вероятность  $\alpha$ -распада. Естественно, что регистрация таких редких событий на фоне огромного числа  $\alpha$ -частиц являлась сложной методической задачей. Поэтому в упомянутых опытах для лучшей дискриминации ядер углерода от многократных наложений  $\alpha$ -частиц производилось одновременное измерение двух параметров продуктов распада  $\Delta E$  —  $E$ -телескопом полупроводниковых детекторов. Это позволяло осуществлять отбор

частиц как по заряду, так и по их энергии, которая, в свою очередь, давала сведения о массе испускаемой частицы. Тем не менее, даже при применении такой методики и достаточно высокого разрешающего времени регистрирующей системы ( $\tau \sim 50 \div 100$  нс), высокая загрузка детекторов  $\alpha$ -частицами накладывала существенное ограничение на активность использованных препаратов.

В качестве источника излучений было удобно использовать долгоживущий изотоп  $^{227}\text{Ac}$  ( $T_{1/2} = 21,7$  года), в равновесии с которым находился его дочерний продукт  $^{223}\text{Ra}$  ( $T_{1/2} = 11,4$  сут). В работе [1]

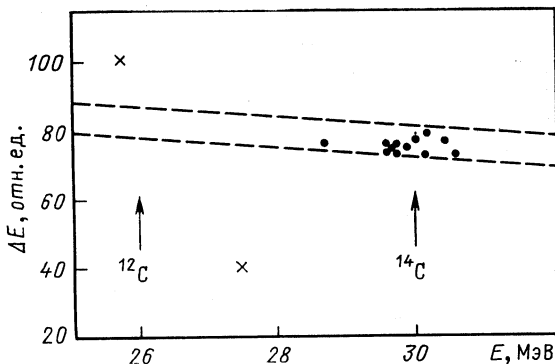


Рис. 1. Двумерное распределение событий распада  $^{223}\text{Ra}$  с испусканием  $^{14}\text{C}$  в [1] за время измерений 189 сут. Полоса, выделенная пунктирными линиями, соответствует ионам углерода. Стрелками указаны энергии ионов при распаде на  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{C}$ :

● — ионы углерода; x — четырехкратное наложение  $\alpha$ -частиц

активность источника составляла всего 3,3 мкКи, вследствие чего проведение эксперимента потребовало весьма продолжительного времени (194 сут — первая серия и 189 сут — вторая).

В работе [2], благодаря лучшему разрешающему времени установки и меньшему телесному углу, используемому для регистрации продуктов распада, измерения можно было проводить с источником более высокой активности. Это дало возможность получить сравнимый эффект за 30 сут измерений (табл. 1).

Таблица 1. Характерные параметры и результаты экспериментов по изучению распада  $^{223}\text{Ra}$

Активность мишени $^{223}\text{Ra}$ , мКи	Телесный угол, ср	Время измерений, сут	Число зарегистрированных актов распада	Литература
0,003	1/3	194	8	[1]
		189	11	[1]
0,08	0,1	30	7	[2]
0,21	0,115	5	11	[8]
9,2	$5 \cdot 5 \cdot 10^{-3}$	6	24	[9]

В результате принятых мер авторы обеих работ смогли достаточно надежно произвести отбор и идентификацию ядер  $^{14}\text{C}$  (рис. 1). Относительная вероятность испускания  $^{14}\text{C}$ , полученная в этих работах, совпала в пределах погрешностей измерений и составила  $\lambda_C/\lambda_\alpha = (8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$  в работе [1] и  $\lambda_C/\lambda_\alpha = (7,6 \pm 3,0) \times 10^{-10}$  в [2].

Существенным шагом вперед в методическом плане было использование для улучшения дискриминации  $\alpha$ -частиц магнитного поля. Первый такой эксперимент был выполнен в Орсе в 1984 г. [8] с помощью магнитного спектрометра большой светосилы (телесный угол

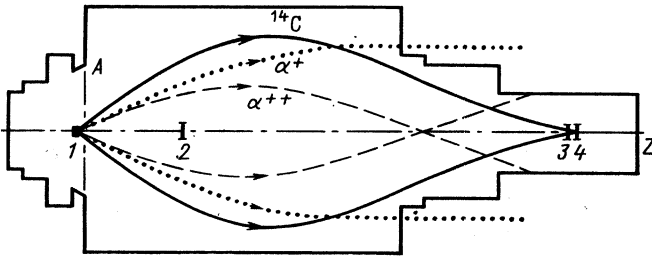


Рис. 2. Схема установки для регистрации  $^{14}\text{C}$  с магнитной сепарацией  $\alpha$ -частиц от ионов углерода в работе [8]:

1 — источник; 2 — защита от прямого пучка; 3, 4 —  $\Delta E$  —  $E$ -телескоп

$\sim 0,1$  ср), исключающего прямое попадание  $\alpha$ -частиц на расположенный в фокальной плоскости спектрометра  $\Delta E$  —  $E$ -детектор (рис. 2). Это дало возможность применить более интенсивный источник  $^{223}\text{Ra}$  (примерно в 70 раз больший, чем в Оксфорде) и существенно сократить время измерений: 11 актов распада  $^{223}\text{Ra}$  было зарегистрировано за 5 сут (рис. 3).

Контрольными и калибровочными измерениями было установлено, что наблюдается испускание ядра  $^{14}\text{C}$  с энергией  $E_C = (29,4 \pm \pm 1,2)$  МэВ, весьма близкой к значению 29,8 МэВ, следующему из энергии распада. Для калибровки спектрометра использовались пучки ускоренных ионов  $^{12}\text{C}^{6+}$ ,  $^{14}\text{C}^{6+}$  и  $^{16}\text{O}^{8+}$  соответствующей энергии. Относительная вероятность распада  $\lambda_C/\lambda_\alpha$  была получена равной  $(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$ .

Аналогичный эксперимент с магнитным разделением продуктов распада позднее (в 1985 г.) был проведен в Аргоннской национальной лаборатории Кучерой и др. [9]. В этом эксперименте использовался еще более интенсивный источник  $^{223}\text{Ra}$ , а в качестве материнского вещества  $^{227}\text{Th}$  ( $T_{1/2} = 18,7$  сут). Средняя активность  $^{223}\text{Ra}$  за время эксперимента составляла 9,2 мКи.

В связи с тем, что примененный для отделения  $\alpha$ -частиц магнитный спектрограф имел значительно меньшую светосилу ( $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  ср), скорость регистрации ядер углерода возросла всего в 2 раза. Однако

применение спектрографа дало возможность непосредственного определения массы испускаемых частиц и более точного измерения их

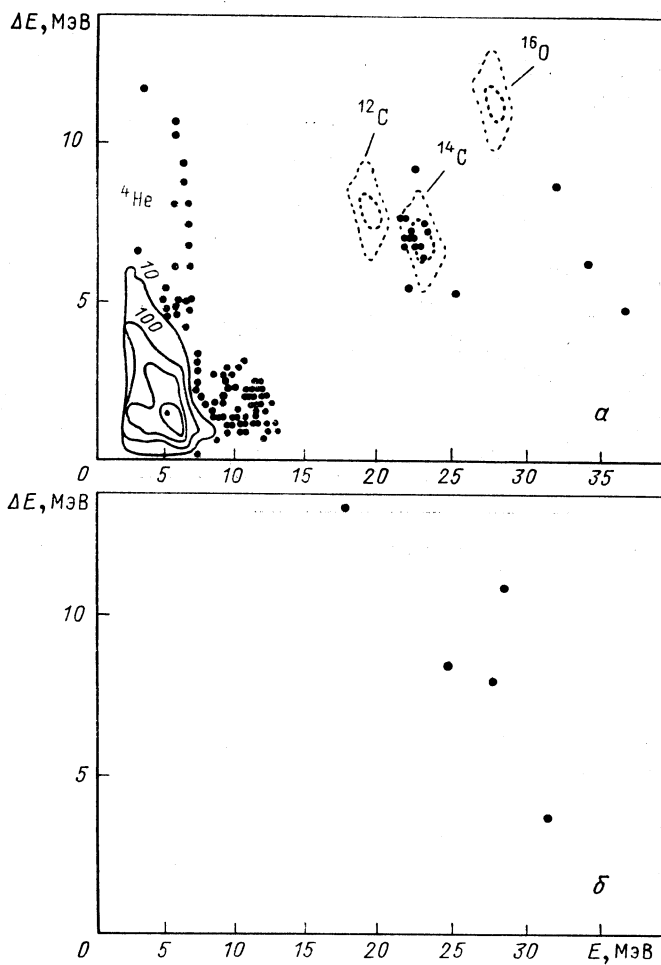


Рис. 3. Распределение событий распада  $^{223}\text{Ra}$  в работе [8]:  
 а — регистрация актов распада  $^{223}\text{Ra}$ ; б — фоновые события (без источника)

энергии. Это дало дополнительную уверенность в том, что при распаде  $^{223}\text{Ra}$  испускаются ядра  $^{14}\text{C}$ , и была подтверждена ожидаемая энергия распада с точностью  $\pm 0,2$  МэВ.

Калибровка спектрографа производилась ускоренными ионами  $^{14}\text{C}$  с помощью электростатического тандем-генератора, работающего в режиме измерения очень малых концентраций долгоживущих радиоизотопов.

Отличная от предыдущих работ, оригинальная постановка эксперимента была применена в работе Прайса и др. [10] В этом эксперименте изотопы  $^{221}\text{Fr}$ ,  $^{221}\text{Ra}$ ,  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{223}\text{Ra}$  и  $^{224}\text{Ra}$  получались в результате реакции расщепления тория протонами с энергией 600 МэВ на синхроциклотроне в ЦЕРН, затем разделялись в режиме «на линии» масс-сепаратором ISOLDE и имплантировались на дно цилиндров, стенки которых были покрыты изнутри пленкой из поликарбоната, служившей детектором продуктов распада (рис. 4).

В результате обработки трековых детекторов (рассматриваемой ниже) изучаемый вид распада был обнаружен, кроме  $^{223}\text{Ra}$ , еще у двух изотопов радия:  $^{222}\text{Ra}$  и  $^{224}\text{Ra}$ . Его относительная вероятность для этих изотопов оказалась еще меньше:  $(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$  для  $^{222}\text{Ra}$  и  $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$  для  $^{224}\text{Ra}$ . У изотопов  $^{221}\text{Fr}$  и  $^{221}\text{Ra}$  эффекта обнаружено не было. Была определена только его верхняя граница.

Несколько позднее [11] в Орсе, с помощью разработанной там и описанной выше методики, было подтверждено наличие распада с испусканием  $^{14}\text{C}$  у  $^{222}\text{Ra}$  и обнаружен аналогичный вид распада у четвертого изотопа радия:  $^{226}\text{Ra}$ . В работе [32] получено подтверждение результата для распада  $^{226}\text{Ra}$  и установлены более низкие пределы отношений  $\lambda_{\text{C}}/\lambda_{\alpha}$  для эмиссии  $^{14}\text{C}$  из ядер  $^{221}\text{Fr}$ ,  $^{221}\text{Ra}$ ,  $^{225}\text{Ac}$ .

Полная сводка всех результатов наблюдения радиоактивности изотопов радия, сопровождающейся вылетом ядра  $^{14}\text{C}$ , приведена в табл. 2. Как видно, вся совокупность экспериментов дает хорошо согласующиеся результаты и достаточно убедительно показывает, что по крайней мере четыре изотопа радия испытывают новый вид распада.

После получения первых результатов по обнаружению нового вида распада встал вопрос о поиске других видов распада, сопровождающихся испусканием более тяжелых ионов, чем  $^{14}\text{C}$ , и выяснении того, как изменяется вероятность распада с увеличением числа нуклонов в испускаемом ядре. Такие опыты были начаты в 1984 г. в Дубне [12] и Беркли [13]. В качестве исследуемых нуклидов в Беркли был выбран  $^{232}\text{U}$ , а в Дубне  $^{231}\text{Pa}$  и легкие изотопы тория и урана:  $^{230}\text{Th}$  и  $^{233}\text{U}$ .

Такой выбор исходил из предположения, что дочерними продуктами во всех случаях распада должны быть ядра, близкие к дважды магическому ядру  $^{208}\text{Pb}$ , а следовательно, при распаде будут испускаться ядра тяжелее углерода: кислород, фтор, неон. Выбор для исследований более легких изотопов каждого элемента связан с тем, что, как известно, ядра тяжелых элементов сильно перегружены нейтронами. Вследствие этого продукты распада также должны иметь избы-

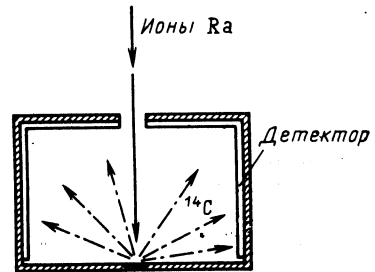


Рис. 4. Геометрия опыта Прайса в ЦЕРН [10]

Т а б л и ц а 2. Экспериментальные результаты по кластерному радиоактивному распаду

Исходное ядро	Испускаемый кластер	Энергия распада Q, МэВ	$\lambda_{Cl}/\lambda_{\alpha}$	$T_{1/2}$ , годы	Литература
$^{221}\text{Fr}$ $^{221}\text{Ra}$ $^{222}\text{Ra}$	$^{14}\text{C}$ $^{14}\text{C}$ $^{14}\text{C}$	31,28 32,39 33,05	$< 5 \cdot 10^{-14}$ $< 1,2 \cdot 10^{-13}$ $(3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-10}$ $(3,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$	$> 2 \cdot 10^8$ $> 7,4 \cdot 10^6$	[32] [32] [40] [11]
Средневзвешенное			$(3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-10}$	$(3,4 \pm 0,5) \cdot 10^8$	
$^{223}\text{Ra}$	$^{14}\text{C}$	31,85	$(8,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-10}$ $(7,6 \pm 3,0) \cdot 10^{-10}$ $(5,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-10}$ $(4,7 \pm 1,3) \cdot 10^{-10}$ $(6,1 \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$		[1] [2] [8] [9] [10]
Средневзвешенное			$(5,9 \pm 0,7) \cdot 10^{-10}$	$(5,3 \pm 0,6) \cdot 10^7$	
$^{224}\text{Ra}$ $^{226}\text{Ra}$	$^{14}\text{C}$ $^{14}\text{C}$	30,54 28,21	$(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$ $(3,2 \pm 1,6) \cdot 10^{-11}$ $(2,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-11}$	$(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^8$	[40] [11] [32]
Средневзвешенное			$(3,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-11}$	$(5,3 \pm 1,4) \cdot 10^{13}$	
$^{225}\text{Ac}$ $^{231}\text{Pa}$ $^{230}\text{Th}$ $^{232}\text{Th}$ $^{231}\text{Pa}$ $^{232}\text{U}$ $^{233}\text{U}$	$^{14}\text{C}$ $^{23}\text{F}$ $^{24}\text{Ne}$ $^{26}\text{Ne}$ $^{24}\text{Ne}$ $^{24}\text{Ne}$ $^{24}\text{Ne}$ $^{25}\text{Ne}$	30,47 51,84 57,78 55,97 60,42 62,31 60,50 60,85	$< 4 \cdot 10^{-13}$ $< 4 \cdot 10^{-14}$ $(5,6 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$ $< 5 \cdot 10^{-11}$ $(3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-12}$ $(2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$ $(7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-13}$ $(5,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-13}$	$> 7 \cdot 10^{10}$ $> 8 \cdot 10^{17}$ $(1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{17}$ $> 3 \cdot 10^{20}$ $(8,6 \pm 1,6) \cdot 10^{15}$ $(3,4 \pm 0,8) \cdot 10^{13}$	[32] [15] [26] [17] [15] [13] [16] [17]
Средневзвешенное			$(6,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-13}$	$(2,5 \pm 0,7) \cdot 10^{17}$	
$^{234}\text{U}$	$^{24}\text{Ne}$ $^{26}\text{Ne}$	58,84 59,47	$(4,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-13}$ $(3,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$		[23] [22]
Средневзвешенное			$(4,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-13}$	$(5,7 \pm 0,6) \cdot 10^{17}$	
$^{235}\text{U}$ $^{236}\text{U}$ $^{234}\text{U}$	$^{24}\text{Ne}$ $^{25}\text{Ne}$ $^{26}\text{Ne}$ $^{24}\text{Ne}$ $^{26}\text{Ne}$ $^{28}\text{Mg}$	57,36 57,83 58,11 55,96 56,75 74,13	$< 5 \cdot 10^{-12}$ $< 4 \cdot 10^{-12}$ $(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$ $(2,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-13}$	$> 1,4 \cdot 10^{20}$ $> 6 \cdot 10^{18}$	[22] [22] [23] [22]
Средневзвешенное			$(1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-13}$	$(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{18}$	



Продолжение табл. 2

Исходное ядро	Испускаемый кластер	Энергия распада Q, МэВ	$\lambda_{Cl}/\lambda_{\alpha}$	$T_{1/2}$ , годы	Литература
$^{235}\text{U}$	$^{28}\text{Mg}$	72,20	$< 8 \cdot 10^{-13}$	$> 9 \cdot 10^{20}$	[22]
$^{236}\text{U}$	$^{30}\text{Mg}$	72,51	$< 4 \cdot 10^{-12}$	$> 6 \cdot 10^{18}$	[22]
$^{237}\text{Np}$	$^{30}\text{Mg}$	75,02	$< 4 \cdot 10^{-14}$	$> 5 \cdot 10^{19}$	[26]
$^{236}\text{Pu}$	$^{28}\text{Mg}$	79,67	$\sim 2 \cdot 10^{-14}$	$\sim 1,5 \cdot 10^{14}$	[28]
$^{238}\text{Pu}$	$^{28}\text{Mg}$	75,93			
	$^{30}\text{Mg}$	77,03	$(5,6_{-2,5}^{+4,4}) \cdot 10^{-17}$	$\sim 1,5 \cdot 10^{18}$	[23]
	$^{32}\text{Si}$	91,21	$(1,4_{-0,4}^{+0,6}) \cdot 10^{-16}$	$\sim 6,5 \cdot 10^{17}$	[23]
$^{240}\text{Pu}$	$^{34}\text{Si}$	90,95	$< 1,3 \cdot 10^{-13}$	$> 5 \cdot 10^{16}$	[25]
$^{241}\text{Am}$	$^{34}\text{Si}$	93,84	$< 5 \cdot 10^{-15}$	$> 9 \cdot 10^{16}$	[26]
			$< 3 \cdot 10^{-12}$	$> 1,4 \cdot 10^{14}$	[11]
			$< 4,2 \cdot 10^{-13}$	$> 1,0 \cdot 10^{15}$	[30]
			$< 7,4 \cdot 10^{-16}$	$> 5,8 \cdot 10^{17}$	[31]

Примечание. Для изотопов, имеющих несколько независимых экспериментальных определений  $\lambda_{Cl}/\lambda_{\alpha}$ , приведены также их среднезвешенные значения. В этих случаях указаны периоды полураспада  $T_{1/2}$ , соответствующие только средним значениям.

ток нейтронов, тем больший, чем тяжелее изотоп исходного элемента, а это приводит к их удалению от области стабильности, понижению энергии распада, уменьшению проникаемости кулоновского барьера и вероятности распада.

## 2. МЕТОДИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

При постановке указанных исследований было ясно, что для их успеха требуется применение эффективной методики измерений. Из анализа экспериментов с изотопами радия было видно, что использованные в них методики не позволят обнаружить более редкие виды распада, если их относительная вероятность окажется менее  $10^{-12}$ . Это ограничение в первую очередь связано с необходимостью использования в этих методах тонких мишеней малой площади и с весьма малой долей (кроме опытов Прайса и др.) регистрируемых продуктов распада.

В качестве такой эффективной методики было признано целесообразным применить диэлектрические детекторы (ДД), широко используемые для регистрации тяжелых ионов и актов спонтанного деления ядер.

Отличительной особенностью ДД весьма существенной для данной задачи является наличие порога регистрации заряженных частиц, определяемого удельной ионизацией частицы и материалом детектора. Так, например, примененный Прайсом [10] поликарбонат регистрировал частицы с  $Z \geq 5$ , а примененный в Дубне лавсан (полиэтилентерефталат) — частицы с  $Z \geq 6$ , исключая, таким образом,

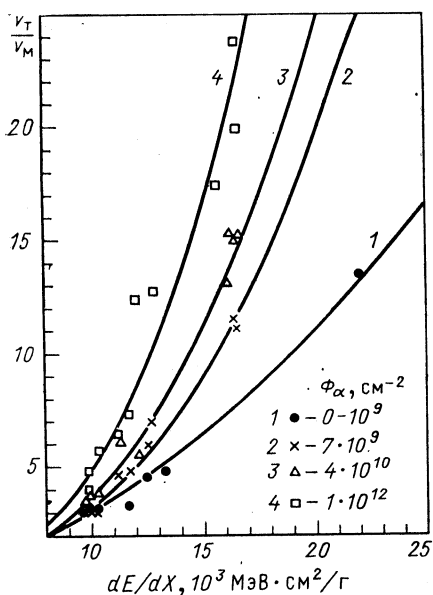


Рис. 5. Зависимость отношения скорости травления вдоль трека к скорости травления пластики  $v_T/v_M$  от удельной ионизации при различном интегральном потоке  $\alpha$ -частиц. Облучение на воздухе в 2л-геометрии

регистрацию фоновых  $\alpha$ -частиц. Кроме того, скорость травления материала детектора вдоль трека частицы сильно зависит от ее удельной ионизации, что дает возможность идентифицировать регистрируемые частицы по заряду и приводит к значительному различию формы треков легких частиц и осколков деления, которые также регистрируются детектором.

Важным преимуществом ДД для регистрации редких событий является возможность ис-

пользования в экспериментах больших количеств исследуемого вещества за счет большой площади мишеней (до  $1000 \text{ см}^2$ ) и высокой эффективности регистрации продуктов распада. Все это, вместе с возможностью длительной экспозиции детектора, позволяет повысить на 2—3 порядка чувствительность экспериментов по сравнению с применением полупроводниковых детекторов.

Характерной особенностью ДД является необходимость (после их облучения) химического травления в соответствующем реагенте для увеличения треков кластеров до оптически видимых размеров. В зависимости от выбранного метода идентификации используется одно-разовое травление или многоступенчатое последовательное травление. При этом после каждой стадии травления измеряются параметры треков, необходимые для определения скорости травления материала детектора вдоль трека —  $v_T$ ; скорости травления необлученного материала ДД —  $v_M$  и их отношения, называемого избирательностью травления  $v_T/v_M$ .

С помощью калибровки детекторов ускоренными ионами с  $Z$  от 6 до 18 устанавливается связь между избирательностью травления  $v_T/v_M$  и  $dE/dX$  ионов для данного детектора. Для примера на рис. 5 приведена зависимость  $v_T/v_M$  от  $dE/dX$  для полиэтилентерефталатного ДД, при различных интегральных потоках облучения  $\alpha$ -частицами (см. ниже).

Кластерный распад с помощью ДД изучался двумя группами исследователей — в Беркли (США) и Дубне (СССР) — различными методами.

Американская группа проводила облучение ДД в вакууме. Геометрия облучения выбиралась такой, чтобы кластер входил в ДД под углом к его поверхности, близким к  $90^\circ$ . На рис. 6, а схематично показана в данной геометрии конфигурация однократно протравленного трека. В этом случае для идентификации кластеров использовался метод, в котором профиль трека определялся с помощью

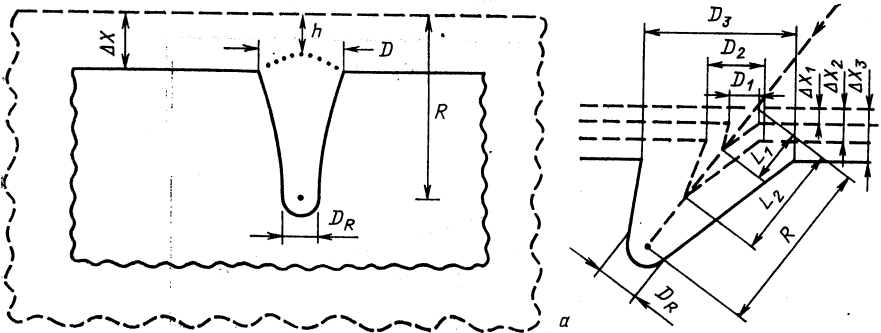


Рис. 6. Схемы измерений параметров треков:

а — однократное травление при перпендикулярном вхождении трека в детектор [33].  $\Delta X$  — толщина слоя стравленного материала детектора. Для идентификации трека используются соотношения  $v_T/v_M = f(D, \Delta X, h)$ ,  $R_{ост} = R - h/2$  и  $v_T/v_M = f(D, \Delta X, D_R)$ ,  $R_{ост} = R/2$ ; б — многократное (на рисунке трехступенчатое) травление трека при облучении в  $2\pi$ -геометрии [22]. Для идентификации трека в нескольких точках по его длине используются соотношения  $v_T/v_M = f(D_i, L_i, \Delta X_i)$ ,  $R_{ост} = R - L_i/2$

реплики из специального материала. Измеренные параметры реплики трансформировались в кривую зависимости  $v_T/v_M (R_{ост})$ , где  $R_{ост}$  — остаточный пробег исследуемого кластера [33].

В работах дубненской группы облучение ДД радиоактивными препаратами проводилось на воздухе в геометрии, близкой к  $2\pi$  (рис. 6, б). Травление проводилось несколькими последовательными этапами, после каждого из которых измерялись параметры треков (диаметр входного отверстия, проекция длины трека на плоскость детектора) и определялись, как и выше, значения  $v_T/v_M$  и  $R_{ост}$ . Для проведения идентификации кластеров ДД калибровались с помощью ионов  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{26}\text{Mg}$ , ускоренных на циклотроне У-300 ОИЯИ до энергий 1,6—2,5 МэВ/а.е.м. Чтобы учесть влияние реальных радиационных условий на чувствительность детектора [34], калибровочные эксперименты проводились в сочетании с облучением ДД  $\alpha$ -частицами изучаемого источника. Из рис. 5 можно видеть, что для ДД из полиэтилентерефталата при интегральном потоке  $\alpha$ -частиц  $\Phi_\alpha$  выше  $10^{10}$  см $^{-2}$  происходит значительный рост избирательности  $v_T/v_M$ . Полученные экспериментальные данные можно выразить функциональной зависимостью  $v_T/v_M = a (dE/dX)^b$ , где  $a = 0,045$  при  $\Phi_\alpha = 0 \div 10^9$  см $^{-2}$  и  $a = 0,0063$  при  $\Phi_\alpha > 10^9$  см $^{-2}$ ;  $b = 1,83 + 0,81 (\Phi_\alpha \cdot 10^{-9})^{0,04}$ . Эта функция позволяет прогнозировать изме-

нение свойств ДД от  $\Phi_\alpha$ . Влияние  $\Phi_\alpha$  на идентификацию треков кластеров показано на рис. 7, где представлена зависимость  $v_T/v_M$  ( $R_{ост}$ ). Как видно, увеличение облучения  $\alpha$ -частицами улучшает идентификацию кластеров. Этот эффект наблюдается только при облучении на воздухе.

Изучение зависимости дисперсии энергии калибровочных ионов от  $\Phi_\alpha$ , полученной из спектрального распределения пробегов ионов,

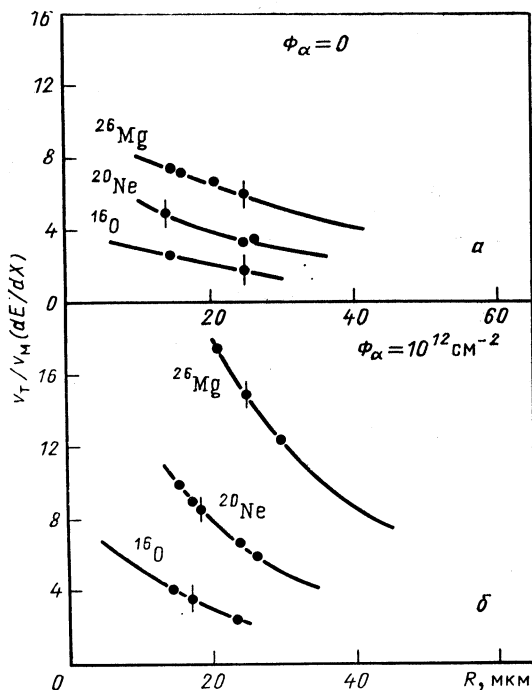


Рис. 7. Расчетные кривые зависимости  $v_T/v_M$  от остаточного пробега ( $R_{ост}$ ) в ДД для треков ионов кислорода, неона и магния. Точки — калибровочные данные:  
 а — без дополнительного облучения  $\alpha$ -частицами; б — при интегральном потоке  $\alpha$ -частиц  $10^{12} \text{ см}^{-2}$

показало, что заметное увеличение дисперсии наблюдается при интегральном потоке  $\alpha$ -частиц  $\sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Это обусловлено появлением большого количества травимых треков ядер отдачи кислорода и углерода, возникающих при упругом рассеянии проходящих через детектор  $\alpha$ -частиц ( $\sim 10^{-6}$  трек/част.). Поскольку пробеги  $\alpha$ -частиц используемых препаратов соизмеримы с пробегами изучаемых кластеров при  $E \sim 2 \div 2,5 \text{ МэВ/а.е.м.}$ , то фоновые треки ядер отдачи могут искажать форму трека кластера, пересекая его на протяжении всей длины пробега. Необходимо учитывать также, что большое ко-

личество треков ядер отдачи затрудняет поиск треков кластеров, особенно на первых этапах травления, когда их длина мала и составляет  $\sim 10$  мкм.

Поэтому для спектрометрических измерений был установлен предел по  $\Phi_{\alpha} \sim 5 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Этот предел в ряде случаев ограничивал длительность экспозиции одного детектора на радиоактивной мишени, так что при изучении ядер с малыми периодами  $\alpha$ -распада и спонтанного деления, когда возникают трудности, связанные с ухудшением фоновых условий, требовались некоторые изменения методик измерений.

В связи с этим группа из Беркли использовала малочувствительные ДД из фосфатных стекол разного типа, что позволило работать при интегральном потоке  $\alpha$ -частиц до  $10^{13}$ — $10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Треки осколков деления устранялись с помощью поглотителя из Al толщиной  $\sim 12$  мкм.

Дубненская группа использовала специально разработанный для этих экспериментов двухслойный детектор, который повысил предельное значение интегрального потока  $\alpha$ -частиц до  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>, а осколков деления до  $10^6$ — $10^7$  см<sup>-2</sup>. Детектор изготавливался из двух плотно прилегающих слоев полимера. Толщина верхнего слоя выбиралась такой, чтобы при выбранном режиме обработки его остаточная толщина превышала пробег ядер отдачи от упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на 3—5 мкм. Таким образом, протравленный трек ядра отдачи, даже перпендикулярно входящий в детектор, не достигал нижнего слоя детектора. После травления верхний слой удалялся.

При изучении распада ядер радия с вылетом кластеров углерода американская группа использовала [10, 32] ДД из поликарбоната, который регистрировал ионы углерода с  $E < 2,5$  МэВ/а.е.м. При изучении распада ядер с  $Z \geq 90$  обе группы использовали [13—15] менее чувствительный полимерный ДД-полиэтилентерефталат, который регистрирует длиннопробежные ионы с  $Z > 6$ , ядра отдачи углерода с энергией  $\sim 1$  МэВ/а.е.м. и не регистрирует  $\alpha$ -частицы.

Травление ДД проводилось в 20%-ном растворе NaOH при температуре 60 °С. Визуальная дискриминация при просмотре проводилась либо по круглым темным пятнам перпендикулярных треков после длительного травления, либо по остроконечным трекам в процессе многостадийного травления. При полном травлении трека (до остановки частицы), которое характеризуется закруглением его конца, измерялся полный пробег кластера. Остаточный пробег определялся как разность между полным пробегом и половиной длины конуса для каждой стадии травления.

С помощью расчетных и экспериментальных калибровочных данных строились графики зависимости  $v_T/v_M$  от  $R_{ост}$  для различных типов ионов, и на них наносились экспериментальные точки (рис. 8). Таким образом определялись заряды кластеров и оценивалось их массовое число. Погрешность идентификации заряда достигала  $\Delta Z = \pm 0,15$ , а массы  $\Delta M = \pm 1$ .

Из распределения полных пробегов кластеров определялась их энергия с относительной погрешностью  $\Delta E/E \sim 3 \div 5\%$  (рис. 9).

В экспериментах дубненской группы для измерений использовались треки кластеров, входящих в детектор в диапазоне углов от  $15$  до  $70^\circ$  по отношению к его поверхности. При этом эффективность регистрации составляла  $66\%$  от  $2\pi$  для однослойных детекторов и на

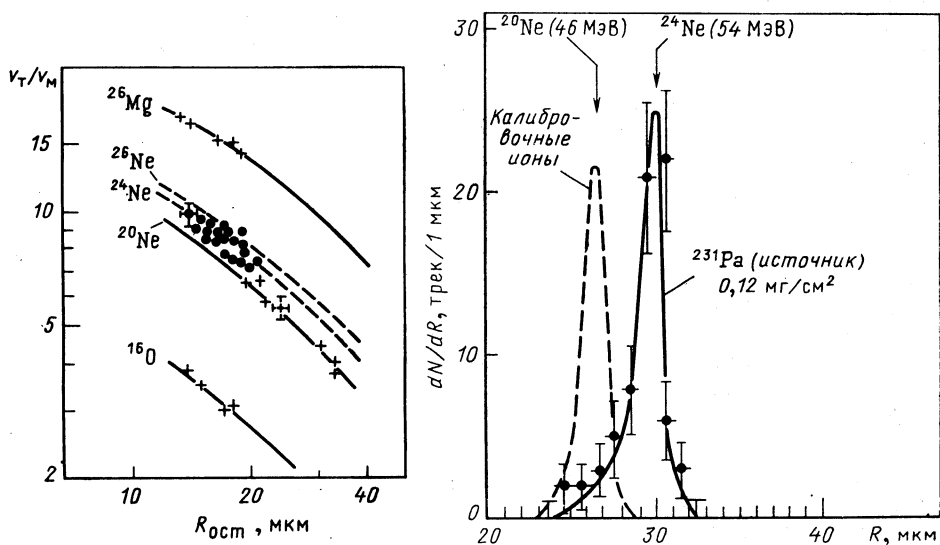


Рис. 8. Зависимость избирательности травления  $v_T/v_M$  от остаточного пробега кластера при распаде  $^{230}\text{Th}$

Рис. 9. Распределение пробегов кластеров ( $^{24}\text{Ne}$ ), зарегистрированных при распаде  $^{231}\text{Pa}$ , и калибровочных ионов ( $^{20}\text{Ne}$ )

несколько процентов ниже при использовании дополнительного «противофоновый» слоя. При отборе треков, входящих в детектор под углом, близким к  $90^\circ$ , эффективность сильно зависит от геометрии опыта и в экспериментах с ураном [13] составляла около  $25\%$ .

После просмотра детекторов и подсчета числа  $N_{cl}$  идентифицированных треков данного кластера при известном количестве распадающихся ядер вероятность испускания кластера по отношению к  $\alpha$ -распаду находилась из выражения

$$\lambda_{cl}/\lambda_\alpha = A_{cl}/\varepsilon N_\alpha.$$

Здесь  $N_\alpha$  — расчетное число испущенных за время экспозиции  $\alpha$ -частиц в телесный угол  $2\pi$  и  $\varepsilon$  — эффективность регистрации кластеров в том же телесном угле.

## 3. ЭМИССИЯ КЛАСТЕРОВ Ne, Mg и Si

Эксперименты с ядрами  $^{231}\text{Pa}$ ,  $^{232}\text{U}$ . Первые работы по наблюдению спонтанной эмиссии кластеров из  $^{231}\text{Pa}$  [12] и  $^{232}\text{U}$  [13], выполненные в Дубне и Беркли, поступили в один и тот же день 26 декабря 1984 г. в редакции журналов «Краткие сообщения ОИЯИ» и «Physical Review, C» соответственно.

В опытах с изотопом  $^{231}\text{Pa}$ , выполненных в Дубне [12], использовался источник, содержащий 7 мг (0,35 мКи) вещества на площади в  $17\text{ см}^2$ . Детекторы из лавсана толщиной 170 мкм для исключения загрязнения  $\alpha$ -активностью помещались на источник с зазором около 0,1 мм. В этих опытах для надежности идентификации треки регистрировались в диапазоне углов от  $20$  до  $70^\circ$  относительно плоскости детектора. Эффективный телесный угол составлял при этом  $\sim 60\%$  от  $2\pi$ . Для уменьшения фона космических лучей экспозиция проводилась под слоем защиты, эквивалентной 7 м бетона. Две экспозиции детекторов длительностью 142 и 168 ч позволили зарегистрировать 12 и 13 треков Ne соответственно [12]. Следующие три экспозиции довели общее число треков Ne до 55 [14]. В дальнейшем [15] с существенно более тонким источником, содержащим 10 мг вещества на площади  $81\text{ см}^2$ , в результате нескольких экспозиций общей длительностью 103 сут были зарегистрированы 197 распадов с испусканием Ne. По сумме всех опытов было получено отношение вероятностей  $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_{\alpha} = (3,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-12}$ . Экспериментальное зарядовое разрешение позволяло отличать треки Ne от треков F. Но ни один из треков нельзя было отнести к фтору. Это означает, что вероятность выхода F по крайней мере в 100 раз меньше выхода Ne.

В опытах по исследованию распада  $^{232}\text{U}$ , выполненных в Беркли [13], использовался источник 0,5 мКи ( $\sim 0,02$  мг). Он был окружен трековым детектором в виде полусферы из кронара. Измерения проводились в вакууме в течение месяца. Всего был зарегистрирован 31 акт распада, соответствующий отношению вероятностей  $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_{\alpha} = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-12}$ . Специфическая геометрия детектора в виде полусферы была связана с тем, что для идентификации треков по методике, разработанной в Беркли, необходимо обеспечить попадание частиц на детектор, близкое к нормальному.

Эксперименты с ядрами  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ . Представляется важным для отдельных элементов проследить зависимость вероятности спонтанной эмиссии кластеров от массового числа распадающегося нуклида. В случае радия это удалось сделать для четырех изотопов. В случае урана исследовано пять изотопов, но лишь для трех, наиболее легких, эффект испускания кластеров зарегистрирован.

Данные по  $^{232}\text{U}$  приведены выше. Ядро  $^{233}\text{U}$  изучено в работе [16]. Общее количество  $^{233}\text{U}$  составляло 75 мг (0,75 мКи). Толщина слоя  $0,33\text{ мг/см}^2$ . Полиэтилентерефталатный детектор толщиной 170 мкм помещался на слой урана с зазором  $\sim 1$  мм, и вся сборка экранировалась кадмием для защиты от тепловых нейтронов. Время экспози-

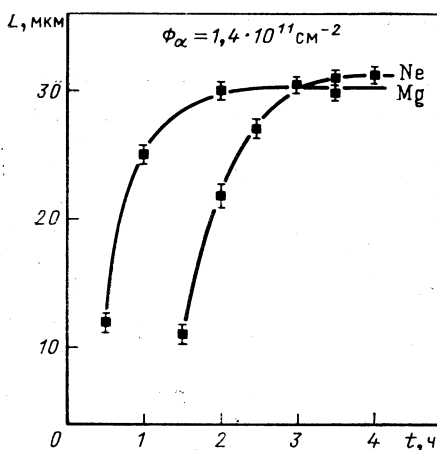


Рис. 10. Зависимость длины протравленных треков неона и магния при распаде  $^{234}\text{U}$  от времени травления

ции составляло 28 сут. Всего было зарегистрировано 16 треков неона, что дает  $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_\alpha = (7,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-13}$ . Этот результат был подтвержден измерениями, проведенными в Беркли [17]. В этих измерениях полусферическая сборка слоев кронара экспонировалась в вакууме в течение 6 мес на источнике  $^{233}\text{U}$  0,1 мКи ( $\sim 10$  мг). Полученный результат  $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_\alpha = (5,3 \pm 2,3) \cdot 10^{-13}$  хорошо согласуется с результатами работы [16]. В [18, 19] была сделана попытка изучить распад  $^{233}\text{U}$  с вылетом  $^{24}\text{Ne}$  методом, использованным в [2], и радиохимическим методом. Однако несмотря на большую проделанную работу чувствительность оказалась недостаточной, и был установлен лишь верхний предел, равный  $\lambda_{\text{Ne}}/\lambda_\alpha < 9,5 \cdot 10^{-13}$ . Отметим, что этот предел близок к уровню эффекта, полученного в [16, 17]. В связи с получением данных о распаде  $^{232}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  значительный интерес представляло изучение распада  $^{234}\text{U}$ . Для этого был ряд причин [20].

Опыты по изучению спонтанной эмиссии кластеров ядрами  $^{234}\text{U}$  были проведены в Беркли [21] и Дубне [22]. Обими группами исследователей был обнаружен распад с испусканием как Ne, так и Mg. Причем если в [21] было зарегистрировано около 11 случаев распада с испусканием Ne и три случая распада с испусканием Mg, то в [22] за время экспозиции 2 сут эти величины составили 31 и 16 соответственно. При идентификации кластеров Ne и Mg в дополнение к обычной методике сравнения с калибровочными кривыми  $v_T/v_M$  ( $R_{\text{ост}}$ ) (см. обсуждение рис. 8 выше) использовалось различие для Ne и Mg в зависимостях протравленной длины трека от времени травления (рис. 10). Более наглядно это различие видно на рис. 11, а, где приведены микрофотографии треков Ne и Mg после 3,5 ч травления. Впоследствии группа из Беркли улучшила статистику, и в работе [23] уже приведены данные по 108 и 36 случаям эмиссии Ne и Mg соответственно. Относительные вероятности  $\lambda_{\text{Cl}}/\lambda_\alpha$  составляют  $(3,9 \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$  для Ne и  $(2,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-13}$  для Mg по данным [22], что хорошо согласуется с данными [21, 23].

Испускание кластеров более тяжелыми изотопами урана  $^{235}\text{U}$  и  $^{236}\text{U}$  также исследовалось в [22]. Однако для них были установлены лишь верхние границы относительной вероятности, составляющие  $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$ .



Экспериментальные вероятности спонтанной эмиссии кластеров для двух четно-четных изотопов урана —  $^{232}\text{U}$  и  $^{234}\text{U}$  хорошо укладываются в систематику, аналогичную систематике Гейгера — Нэттола для  $\alpha$ -распада (см. ниже разд. 5). Ранее аналогичный вывод относительно изотопов Ra был сделан в работах [7, 24, 25].

Эксперименты с ядрами  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{232}\text{Th}$ . В работе [26], выполненной в Дубне с источником, содержащим 210 мг  $^{230}\text{Th}$  в смеси с 310 мг

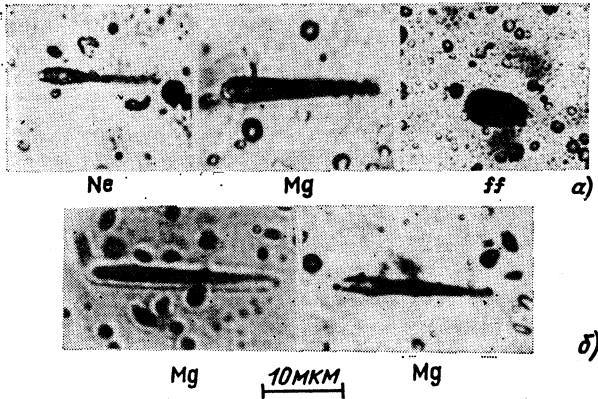


Рис. 11. Микрофотографии треков кластеров:  $\alpha_1$ — неона, магния и осколков деления (*ff*) при распаде  $^{234}\text{U}$ ; б — магния при распаде  $^{236}\text{Pu}$

$^{232}\text{Th}$  и имеющим площадь 1040 см<sup>2</sup>, за 64 сут измерений было получено 165 треков ионов Ne. Было показано, что все они связаны с распадом ядра  $^{230}\text{Th}$ . Относительная вероятность этого процесса  $(5,6 \pm \pm 1,0) \cdot 10^{-13}$ . В опытах, проведенных в Беркли [17] с толстым источником  $^{232}\text{Th}$  площадью 77 см<sup>2</sup> за 10 мес измерений треков кластеров не было зарегистрировано. При этом  $\lambda_{cl}/\lambda_{\alpha} < 5 \cdot 10^{-11}$ . Отметим, что чувствительность поиска кластеров в этих опытах и опытах с  $^{235}\text{U}$  [22] соответствовала периодам  $\sim 10^{20} - 10^{21}$  лет, что близко к экспериментально установленному пределу для спонтанного деления  $^{232}\text{Th}$  ( $\sim 10^{21}$  лет) [27].

Эксперименты с ядрами  $^{236}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{Pu}$ . Данные по этим изотопам представляют существенный интерес с точки зрения исследования корреляции вероятностей эмиссии кластеров с параметром делимости ядер. В работе [28] изотоп  $^{236}\text{Pu}$  был получен при облучении мишени из  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией 30 МэВ на циклотроне Института атомной энергии им. И.В. Курчатова по следующей схеме:  $^{238}\text{U}(p, 3n)^{236}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{236}\text{Pu}$ . Всего было выделено 0,51 мкг Pu с изотопным составом 66 %  $^{236}\text{Pu}$  и 34 %  $^{238}\text{Pu}$ . За время экспозиции 689 сут было зарегистрировано два трека Mg с энергией около 70 МэВ. Было показано, что они относятся именно к  $^{236}\text{Pu}$ . Относительная вероятность

$\lambda_{Mg}/\lambda_{\alpha} \sim 2 \cdot 10^{-14}$ . На рис. 11, б приведены микрофотографии двух обнаруженных треков ионов Mg.

Сообщение о наблюдении испускания кластеров из  $^{238}\text{Pu}$  содержится в [23]. При работе с этим препаратом серьезные трудности создает высокий фон осколков спонтанного деления. Для его исключения детекторы из фосфатного стекла были покрыты фольгой, задерживающей осколки деления. При этом использовалась полусферическая сборка стеклянных детекторов, обеспечивающая прохождение частиц в детектор, близкое к  $90^\circ$  относительно поверхности. За 172 сут экспозиции с источником 10,5 мг было зарегистрировано пять случаев распада с испусканием Si и два случая с испусканием Mg. Это соответствует  $\lambda_{Si}/\lambda_{\alpha} \sim 10^{-16}$  и  $\lambda_{Mg}/\lambda_{\alpha} \sim 5 \cdot 10^{-17}$ .

**Эксперименты с ядрами  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$ .** Ввиду оптимистичных теоретических предсказаний относительной вероятности распада  $^{241}\text{Am}$  с вылетом Si [29] поиску спонтанной эмиссии кластеров этим ядрам было уделено большое внимание.

В работе [26] с источником 3,7 мг за время экспозиции 30 сут был установлен предел  $\lambda_{c1}/\lambda_{\alpha} < 5 \cdot 10^{-15}$ . В работе [11], выполненной с помощью сверхпроводящего спектрометра SOLENO, наряду с эффектом испускания  $^{14}\text{C}$  из  $^{226}\text{Ra}$ , была установлена граница эмиссии ионов  $^{34}\text{Si}$  и  $^{241}\text{Am}$ , составляющая  $\lambda_{Si}/\lambda_{\alpha} < 3 \cdot 10^{-12}$ . В [30] с помощью твердотельных детекторов из лексанполикарбоната была установлена граница  $\lambda_{c1}/\lambda_{\alpha} < 4,2 \cdot 10^{-13}$ . Наибольшая чувствительность была достигнута в работе [31]. С источником массой 8 мг за 6 мес экспозиции на фосфатных стеклах установлено, что  $\lambda_{c1}/\lambda_{\alpha}$  для  $^{241}\text{Am} < 7 \cdot 10^{-16}$ .

$^{237}\text{Np}$  исследовался в работе [26]. С источником, содержащим 320 мг вещества на площади  $500 \text{ см}^2$ , за 122 сут экспозиции не было зарегистрировано ни одного трека кластеров. Это соответствует  $\lambda_{c1}/\lambda_{\alpha} < 4 \cdot 10^{-14}$ . Ядро  $^{240}\text{Pu}$  пока завершает круг исследованных к настоящему времени ядер. В работе [25] была установлена граница  $\lambda_{c1}/\lambda_{\alpha} < 1,3 \cdot 10^{-13}$ . Использовался источник 230 мкг/см общей площадью  $30 \text{ см}^2$ . Измерения с детектором из кронара длились 2 мес.

В табл. 2 суммированы результаты экспериментов, подробно рассмотренных выше. В случаях, когда для одного распадающегося ядра выполнено несколько измерений, приведены рекомендованные средние значения. Именно они используются ниже для теоретического анализа (см. табл. 11).

#### 4. ОБЗОР ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПОДХОДОВ К ОПИСАНИЮ СПОНТАННОЙ ЭМИССИИ КЛАСТЕРОВ

Открытие нового вида радиоактивности поставило вопрос о месте этого явления в общей картине физики ядра. Для его решения необходимо выяснить основные качественные закономерности процесса. Поиск аналогий естественно вести, сравнивая новое явление с двумя другими известными видами радиоактивности с испусканием составных частиц: спонтанным делением и  $\alpha$ -распадом.

Экспериментальные и теоретические исследования основных особенностей деления однозначно приводят к заключению о сильной перестройке ядра в процессе его развала на пару фрагментов сравнимой массы. Действительно, эксперимент показывает [35], что осколки деления  $i$  и  $j$ , выходящие с заметной вероятностью, имеют среднюю кинетическую энергию разлета  $T_{ij}$ , которая намного меньше энергии кулоновского взаимодействия этих осколков в точке контакта  $B_{ij}^{\text{Coul}}$ , если считать, что они имеют равновесную форму. При этом энерговыход процесса  $Q_{ij}$  оказывается достаточным, чтобы в некотором диапазоне значений деформации фрагментов  $\beta_i$  и  $\beta_j$ , больших либо равных их равновесным значениям  $\beta_i^0$  и  $\beta_j^0$ , энергия кулоновского взаимодействия  $B_{ij}^{\text{Coul}}(\beta_i, \beta_j)$  удовлетворяла условию

$$Q_{ij} \geq B_{ij}^{\text{Coul}}(\beta_i, \beta_j) + \Delta E_i^{\text{def}}(\beta_i) + \Delta E_j^{\text{def}}(\beta_j),$$

где

$$\Delta E_{i(j)}^{\text{def}} = E_{i(j)}^{\text{def}}(\beta_{i(j)}) - E_{i(j)}^{\text{def}}(\beta_{i(j)}^0),$$

причем  $E_{i(j)}^{\text{def}}(\beta_{i(j)})$  — энергия деформации фрагмента  $i$  ( $j$ ), соответствующая значению  $\beta_{i(j)}$ . Таким образом, для сильно вытянутых состояний осколков процесс их разлета оказывается над- или околобарьерным. В предельном случае холодного деления  $Q_{ij} \approx T_{ij} \approx B^{\text{Coul}}(\beta_i^0, \beta_j^0)$ , однако относительная вероятность такого деления весьма мала. С теоретической точки зрения ядро имеет шанс разделиться на пару деформированных (в исключительных случаях — сферических) осколков, если перед разрывом оно оказывается сильно вытянутым (с параметром деформации, более чем вдвое превышающим равновесное значение). Стадия перехода в это состояние описывается на языке коллективных моделей с учетом оболочечных поправок при существенном использовании приближения адиабатичности деформации по отношению к одночастичному движению. Акт разрыва, который происходит неадиабатически, приводит, главным образом, к образованию сильновозбужденных фрагментов с энергиями возбуждения  $E_{i(j)}^* \geq \Delta E_{i(j)}^{\text{def}}$ .

Явление  $\alpha$ -распада кардинально отличается от деления тем, что энерговыделение  $Q_\alpha$  при развале родительского ядра  $A_i$  на  $\alpha$ -частицу и дочернее ядро  $A_f$  всегда значительно меньше высоты кулоновского барьера  $B_{\alpha A_f}^{\text{Coul}}$  и дочернее ядро образуется в основном или слабозвозбужденном состоянии, т.е. имеет место подбарьерный неадиабатический процесс без существенной перестройки родительского ядра. Последнее свойство указывает на близость  $\alpha$ -распада прямым ядерным реакциям с передачей или выбиванием кластеров, для которых приведенная вероятность определяется значением соответствующих оболочечных спектроскопических факторов.

При распаде ядер с испусканием тяжелых кластеров  $X$  ( $X = {}^{14}\text{C}, {}^{24}\text{Ne}, {}^{28}\text{Mg}, {}^{32}\text{Si}$ ), как и при  $\alpha$ -распаде, сохраняется соотноше-

ние  $Q_X < B_{XA_f}^{\text{Coul}}$ , т.е. процесс оказывается глубокоподбарьерным. Эксперимент (см. выше) показывает, что энергия вылетевших фрагментов  $E_X^{\text{exp}} \simeq Q_X \frac{A_f}{A_i}$ , значит, дочерние ядра и кластеры оказываются практически невозбужденными. Оба эти аргумента указывают на то, что заметной перестройки родительского ядра в процессе распада может не происходить и распад с испусканием тяжелых кластеров может являться аналогом  $\alpha$ -распада. Заметим, однако, что с ростом массы  $A_X$  вылетающего кластера  $X$  значение соответствующего отношения  $Q_X/B_{XA_f}^{\text{Coul}}$  увеличивается, так что в конечном итоге должен произойти переход к «делительному» механизму. Вопрос об области масс  $A_X$ , где происходит переход, и вероятностях процесса в переходной области в настоящее время является открытым.

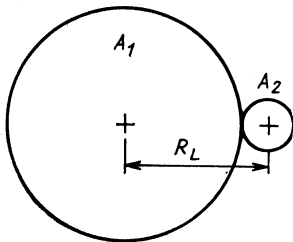
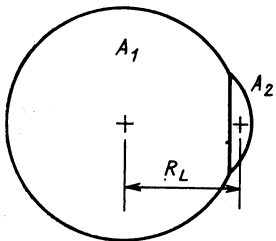
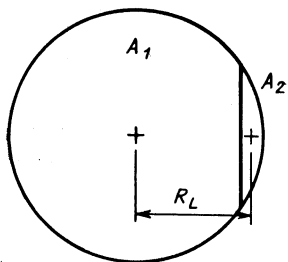


Рис. 12. Эволюция системы по коллективной переменной  $R_L$  [36]

Рассмотрим сначала теоретические подходы к описанию кластерного распада, основанные на различных модификациях модели сверхасимметричного деления.

**Спонтанная эмиссия кластеров как особый тип деления.** Теоретические схемы, трактующие кластерный распад как разновидность деления, основаны на следующих предположениях:

1. Вводятся коллективные переменные, характеризующие форму распадающейся системы.

2. Используется гипотеза адиабатичности движения по этим переменным по отношению к одноуклонному.

3. Предполагается, что распадающаяся система описывается уравнением Шредингера на коллективные переменные. Используется одномерное уравнение или уравнение с разделяющимися переменными.

4. Строится потенциал взаимодействия кластер — остаток во внешней области.

5. В феноменологическом или теоретическом подходе строится потенциал взаимодействия во внутренней области.

6. Определяется зависимость параметров инерции от значений коллективных переменных.

7. Система, по форме представляющая собой кластер и ядро-остаток, рассматривается как пара невозбужденных частиц, регистрируемых в выходном канале.

8. Энергия системы, определяемая как разность между полной энергией в начальном состоянии (включая энергию низшего вибрационного уровня в построенном потенциале) и суммарной внутренней энергией фрагментов, приравнивается энерговыходу  $Q$ .

В качестве примера подхода указанного типа рассмотрим наиболее развитую в этом отношении модель [36]. Предполагается, что процесс деления происходит так, как показано на рис. 12, где плоскость разделяет систему таким образом, чтобы массы фрагментов

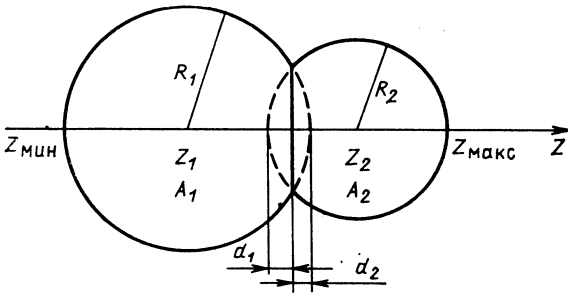


Рис. 13. Определение параметров в работе [36]

справа и слева от нее соответствовали массам частиц в выходном канале. Переменная  $R_L$  соответствует расстоянию между центрами масс этих сегментов. Форма поверхности кластера (и соответствующего сегмента) предполагается сферической. Учитывается квадрупольная и гексадекапольная деформация родительского и дочернего ядер. При этом

$$R_L = \sum_i c_i \left[ R_i + d_i + \frac{3}{4} \frac{d_i^2}{R_i + d_i} \right], \tag{1}$$

где использованные переменные поясняются на рис. 13. Величина  $c_i$  определяется через радиус сечения  $\rho_c$ :

$$\rho_c^2 = c_i^{-1} [R_i^2 - (R_i - d_i)^2]. \tag{2}$$

Закон изменения формы ядра от родительского к дочернему, в принципе, не определен. Поэтому предполагалось, что величины  $c_i$  изменяются следующим образом:

$$c_i = c_i^{(K)} + (c_i^{(H)} - c_i^{(K)}) (d_i/d_0)^{s_i}, \tag{3}$$

где  $d_0$  — максимальное значение  $d_i$ ;  $c_i^{(H)}$ ,  $c_i^{(K)}$  — начальное и конечное значения полуоси эллипсоида, определяющего форму ядра;  $s_i$

$s_2$  — свободные параметры, Минимизация действия накладывает на  $s_1, s_2$  достаточно жесткие условия, в связи с чем зависимость результата от них оказывается слабой.

Взаимодействие частиц за точкой контакта описывалось кулоновским потенциалом отталкивания эллипсоида и сферы. Размерный параметр ядра  $r_0$  принимался равным 1,20 фм. На меньших расстояниях взаимодействие параметризовалось в виде

$$V(R_L) = -E_v + (E_c + E_v - Q) f(k, p); \quad (4)$$

$$f(k, p) = (1 + k) p^2 - kp^3, \quad (5)$$

где  $Q$  — энергия распада;  $E_c$  — кулоновская энергия в точке разрыва;  $R_L = R_L^p$ ;  $p = (R_L - R_L^{(n)}) / (R_L^p - R_L^{(n)})$ ;  $E_v = \frac{\hbar}{2} \sqrt{C/M_0}$  — энергия нулевых колебаний по координате  $R_L$ , которая бралась в гармоническом приближении;  $C = 2V(R_L) / (R_L - R_L^p)^2$  — коэффициент жесткости;  $M_0$  — значение массового параметра в начальной точке. Значения параметра  $k$  подбирались из расчетов энергии системы описанной выше формы в модели жидкой капли.

В той же модели был получен и параметр инерции, определяющий связь кинетической энергии  $T$  и скорости движения по коллективной координате  $R_L$ :

$$M = 2T / \dot{R}_L^2, \quad (6)$$

причем использовалась модель без вихревого движения и перетекания жидкости из объема  $A_1$  в  $A_2$ . Квантовые поправки к значению эффективной массы  $M$  не учитывались.

Проведен контроль чувствительности результатов к выбору параметров модели.

Соотношение полученных результатов с экспериментом представлено в табл. 11. Согласие результатов обсуждаемого подхода с экспериментальными хорошее. Существенная часть среднеквадратичного отклонения результатов связана с отсутствием в схеме четно-нечетных эффектов. Наблюдается небольшое систематическое занижение ширин переходов из четно-четных ядер. Калибровка результатов (подбор величины  $k$ ) по распаду четно-четных ядер позволила бы улучшить согласие.

Работа [37] отличается от [36] выбором коллективных переменных и массовых параметров. Здесь использован обычный набор параметров деформации  $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ . Конфигурация в точке контакта (рис. 12) этими параметрами не описывается, поэтому считалось, что переход в нее осуществляется при совпадении низших моментов [36] функции распределения плотности деформированной системы и контактной конфигурации. Состояние начальной системы определялось с помощью процедуры минимизации потенциальной энергии деформации, вычисленной по методу оболочечной поправки [39]. Отсюда же опре-

делялись и коэффициенты жесткости  $C_\lambda$  во всех модах деформации:

$$C_\lambda = \frac{\partial^2 V(\{\alpha^2\})}{\partial \alpha_\lambda^2}. \quad (7)$$

Колебания, приводящие к распаду, считались гармоническими. Вероятность распада считалась равной произведению вероятности формирования нужной конфигурации в процессе колебаний поверхности  $W_f$  и обычной кулоновской проницаемости  $P_f$  с радиусом обрезания, задаваемым параметрами  $r_0 = 1,2$  фм. Массовые параметры  $B_\lambda$  вычислялись в модели жидкой капли, однако в выражение частоты колебаний вводился единый для всех ядер феноменологический множитель  $k$ :

$$\omega_\lambda = k \sqrt{C_\lambda / B_\lambda}, \quad (8)$$

подогнанный под экспериментальную ширину распада  $^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C}$  и равный 0,35. Понижение вероятности формирования фрагментов  $W_f$  за счет этого, по-видимому, эффективно учитывает тот факт, что формирование конфигурации двух касающихся ядер из системы с аналогичными низшими моментами происходит с определенной (и весьма малой) вероятностью.

Численные результаты работы [37], за исключением полученных для изотопов Ra, приведены для примеров, где экспериментальные данные отсутствуют. Хорошее совпадение результатов наблюдается в  $^{223}, ^{226}\text{Ra}$ , в двух других изотопах расчетная ширина завышена примерно на два порядка. Общая тенденция падения ширины распада с увеличением массы кластера — существенно более быстрая, чем в работе [36].

Отметим как один из недостатков представленных работ [36, 37] использование во внешней области чисто кулоновского взаимодействия. При этом вид потенциального барьера не позволяет описать околорбарьерного рассеяния и реакций с соответствующими выходному каналу распада ионами. Например, при параметре обрезания по  $r_0 = 1,2$  фм его высота в канале  $^{14}\text{C} + \text{Pb}$  оказывается примерно на 10 МэВ больше экспериментальной. Учет ядерного взаимодействия фрагментов, в принципе, приведет к повышению проницаемости. От этого недостатка свободны работы [40, 41], где взаимодействие во внешней области описывается потенциалом «проксимити» [42]. В более поздней работе [41] учтена, как и в [36, 37], деформация родительского ядра, причем допускалась и возможность распада в направлении, отличном от оси симметрии. Коллективная переменная  $L$ , используемая в работах [40, 41], определялась как расстояние между наиболее удаленными точками системы (рис. 14) в направлении  $\theta$ . Потенциал взаимодействия во внешней области выбирался в виде

$$V(L, \theta) = M_1 + M_2 - M + V_c + V_p, \quad (9)$$

где  $M$ ,  $M_1$  и  $M_2$  — массы родительского, дочернего ядра и кластера;  $V_c$  и  $V_p$  — потенциалы кулоновский и «проксимити» соответственно. Во внутренней области

$$V(L, \theta) = a(L - L_0)^v, \quad (10)$$

где  $L_0$  — размер начального ядра в направлении  $\theta$ , а  $a$  и  $v$  — параметры, определяющиеся из требования гладкого сшивания потенциальных кривых (9) и (10) в точке контакта.

Массовый параметр в обсуждаемой работе брался равным приведенной массе. Параметром, вычисляющимся из экспериментальных данных, считался период квадрупольных колебаний начального ядра, причем этот параметр принимал два значения [41]:  $\tau = 5 \cdot 10^{-23}$  с — для четно-четных и  $\tau = 5 \cdot 10^{-21}$  с — для нечетных ядер. Обе работы

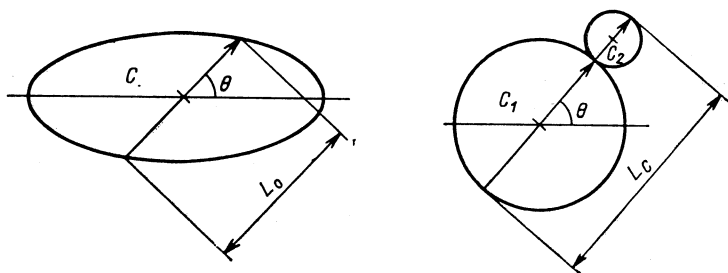


Рис. 14. Определение переменной  $L$  в начальной точке  $L_0$  и точке контакта  $L_c$  из работы [41]

[40, 41], особенно вторая, дают очень хорошее согласие с экспериментом (см. табл. 11), однако большое различие частот (им соответствуют энергии колебаний  $\hbar\omega_{\text{ev}} = 15$  МэВ и  $\hbar\omega_{\text{odd}} = 0,15$  МэВ) не находит в работах какого-либо объяснения и указывает, как мы увидим ниже, на существование эффектов, не связанных с барьерной проницаемостью.

Еще более простой вид потенциального барьера использован в серии работ [29, 43—45, 47, 48]. Работы [43—45], выполненные сразу же вслед за открытием кластерной радиоактивности, содержали первый теоретический отклик на экспериментальные результаты [1, 2]. В этом подходе во внешней области  $R > R_{\text{конт}}$  взаимодействие выбирается в виде точечного кулоновского взаимодействия фрагментов распада, тогда как в области перекрывания фрагментов аппроксимируется выражением типа (5) без учета кубического члена. В начальном состоянии значение потенциала считается равным  $Q_x$ . Массовый параметр соответствует приведенной массе кластеров. В качестве свободного параметра используется величина  $E_v$  энергии нулевых колебаний, которая, в свою очередь, в наиболее изощрен-



ных версиях подгонок [29, 47] представляется в виде

$$E_V^x = \begin{cases} Q_X(ax^2 + bx + c), & 4 < A_X < \tilde{A}_X, \\ Q_Xc, & A_X > \tilde{A}_X, \end{cases}$$

где  $x = (A_X - 24)/20$ . Параметры  $a, b, c, A_X$  подбираются отдельно для групп четно-четных, нечетно-четных и т.д. родительских ядер. Экспоненциальная чувствительность к значению  $E_V^x$  достигается искусственным приемом [43, 44], когда при расчете проницаемости барьера энергия  $E_V^x$  добавляется к  $Q_X$ . Теоретическая ширина кластерного распада полагается равной произведению предэкспоненциального фактора  $\hbar/2E_V^x$  и рассчитанной квазиклассически проницаемости постулированного барьера.

Как видно из табл. 11, при тщательном подборе [47] более чем 12 параметров удается получить хорошее согласие с экспериментальными данными. Однако сравнение с более ранними подгонками [43, 44], и даже с работой [29], где приведены расчеты для нескольких тысяч возможных вариантов эмиссии кластеров, показывает, что по крайней мере для ранних версий обсуждаемого теоретического подхода предсказательная сила его оказалась ограниченной и потребовалась корректировка параметров модели при усложнении структуры кластера и родительского ядра.

Важный шаг в развитии «делительных» схем описания кластерной радиоактивности сделан в [50]. Как и в [37], вероятность распада в единицу времени считается пропорциональной произведению вероятности перехода системы из начального состояния в контактную точку и проницаемости внешнего барьера. Однако здесь во внешней области, кроме кулоновского, учтен и ядерный проксимити-потенциал взаимодействия фрагментов. Вероятность перехода в контактную точку записывалась в виде  $P_0(A_1) \equiv W_f$  из [37]:

$$P_0(A_1) = |\psi_R(A_1)|^2 \sqrt{B_{\eta\eta}(A_1)} \frac{200}{A},$$

где  $B_{\eta\eta}(A_1)$  — массовый параметр системы, рассчитываемый, как и в [36], в гидродинамической модели;  $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$  — коллективная переменная, характерная для теории фрагментации. Функция  $\psi_R(\eta)$  — решение уравнения Шредингера:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\sqrt{B_{\eta\eta}}} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{\sqrt{B_{\eta\eta}}} \frac{\partial}{\partial \eta} + V(\eta, R) \right] \psi_R(\eta) = E_R \psi_R(\eta)$$

относительно переменной  $\eta$ , где расстояние  $R$  рассматривается как параметр. Его конкретное значение в данной работе выбирается равным расстоянию в точке контакта. Потенциал  $V(\eta, R)$  в этой точке выбирался равным внешнему. Работа [50] дает для кластера  $^{14}\text{C}$  хорошие результаты, но демонстрирует тенденцию изменения ширины

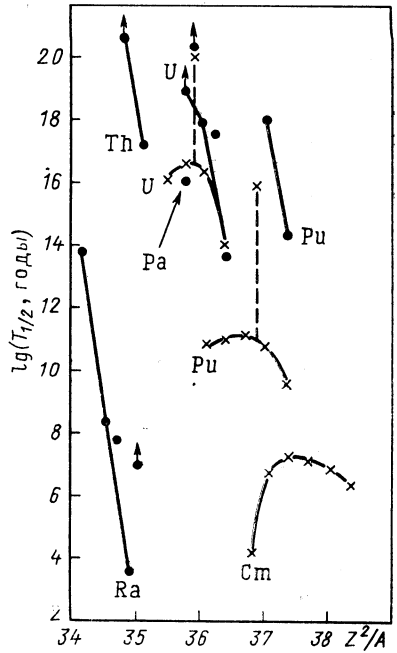
кластерной радиоактивности, отличную от экспериментальной — отношения  $\lambda_X/\lambda_\alpha$  растут с ростом  $X$ . Возможные причины этого, к сожалению, трудно выяснить из краткого сообщения [50]. Ранние работы этого коллектива посвящены, как и работа [6], поиску оптимальных вариантов распада путем построения потенциальных поверхностей  $V(\{\eta\}, R)$  (под  $\{\eta\}$  понимается какой-либо набор переменных из теории фрагментации, включающий, естественно,  $\eta$ ) и не претендуют на количественное описание явления (см., например, [49]).

В литературе представлены еще несколько версий двухтельного барьера, используемых для теоретических расчетов процессов кластерной радиоактивности [51].

Подводя итоги результатов теоретического рассмотрения кластерного распада на основе моделей сверхасимметричного деления, отметим, что, несмотря на различие схем, все эти модели дают довольно точное для столь сложного и малоизученного процесса описание экспериментальных данных. Серьезные противоречия между теоретическими и опытными результатами возникают только в случае предсказаний. Однако согласие теории и эксперимента нельзя считать доказательством справедливости исходных предпосылок моделей «делительного» типа, так как каждая из реализаций этой схемы не учитывает ряда ясных с физической точки зрения обстоятельств. Во-первых, необходим правильный учет энергии нулевых колебаний. В работах, где они не приняты во внимание,  $E_\gamma = 0$ , их учет приведет к изменению результатов на два порядка. Во-вторых, почти все работы (исключение — [40, 41, 50]) используют чисто кулоновский вид потенциала взаимодействия фрагментов во внешней области, что находится в серьезном противоречии с данными по сечениям упругого рассеяния кластеров на этих ядрах. Учет ядерного взаимодействия в районе максимума потенциального барьера, приводящий его вид в соответствие с данными по рассеянию, резко (на несколько порядков) повысит проницаемость барьера. В-третьих, ход потенциальной кривой во внутренней области определяется в обсуждаемых работах чисто феноменологически — по ширинам кластерной радиоактивности (исключение — [36], в которой однако используются не очень надежные параметризации капельной модели), что вносит большую неопределенность в результат. В-четвертых, введение в уравнение движения отличного от приведенной массы параметра инертности по коллективной координате в работах, где этим пренебрегается, приведет к понижению проницаемости барьера от нескольких раз и до двух порядков в зависимости от массы кластера. Наконец, схема адиабатической деформации поверхности ядра принципиально не может претендовать на описание развала ядра на два фрагмента с фиксированными массой и внутренним состоянием — задание формы поверхности определяет широкий спектр фрагментов различной массы и энергии возбуждения. Будучи надежно обоснованной при исследовании деления ядер, где как раз и возникает такой спектр осколков, она оказы-

Рис. 15. Зависимость логарифмов парциальных периодов спонтанного деления (×) и кластерного распада (●) от параметра делимости  $Z^2/A$

важется трудно применимой к процессам распада, где выходят строго детерминированные фрагменты. Их вес в спектре весьма мал, поэтому простой адиабатический расчет на несколько порядков может зависеть вероятность формирования кластеров в пребарьерной области. Отметим, однако, чтобы быть правильно понятыми, что сказанное выше не означает, что в исследованных случаях тяжелого распада не может реализоваться адиабатический механизм формирования кластера. Так, на результаты работы [36] может повлиять лишь учет второго, третьего и пятого обстоятельств. При этом выбор потенциала во внутренней области здесь является наиболее обоснованным, а два других фактора могут в значительной мере компенсировать друг друга.



**Систематика экспериментальных данных как источник сведений о механизме кластерного распада.**

В свете обсуждавшихся достижений и проблем моделей «делительного» типа представляется полезным для выяснения механизма кластерного распада обратиться к прямому анализу совокупности экспериментальных данных. Дополнительно этот анализ может дать феноменологические оценки вероятностей распада, необходимые для планирования новых экспериментов. Адресуясь к моделям сверхасимметричного деления, рассмотрим рис. 15, где приведены логарифмы периодов  $T_{1/2}^{cl}$  кластерного распада вместе с  $T_{1/2}^{s,f}$  спонтанного деления для цепочек изотопов U и Pu в зависимости от параметра делимости  $Z^2/A$ . Видно, что если зависимость  $T_{1/2}^{s,f}$  имеет колоколообразный характер, то периоды  $T_{1/2}^{cl}$  резко падают с ростом  $Z^2/A$  для данной цепочки изотопов. Более важным, на наш взгляд, различием является то, что отношения  $T_{1/2}^{cl}/T_{1/2}^{s,f}$  не остаются постоянными, а резко увеличиваются с ростом  $Z$  родительского ядра. Это может служить указанием на то, что если механизм кластерного распада аналогичен обычному делению, то деформационные барьеры и траектории в пространстве деформаций для этих двух процессов существенно различаются (более подробно обсуждение этого пункта см. ниже). Кроме

того, чисто с практической точки зрения систематику периодов  $T_{1/2}^{cl}$  в зависимости от  $Z^2/A$  неудобно использовать для оценок и предсказаний, так как точки для одного типа вылетающего кластера, но разных  $Z$  родительских ядер не ложатся на одну кривую. Поэтому обратимся к методике, принятой для систематики  $\alpha$ -распада.

В пионерских работах [1, 2], а также в последующих статьях [7, 23] для первичного анализа и экстраполяции экспериментальных данных использовалась простейшая модель распадающегося ядра, предложенная в 1928 г. Гамовым для описания  $\alpha$ -распада. В этой модели точечный бесструктурный кластер с частотой  $\nu_{cl}$  колеблется в прямоугольной потенциальной яме радиусом

$$R_h = r_0 (A_X^{1/3} + A_f^{1/3}),$$

«отгороженной» от внешней области кулоновским барьером. Период полураспада выражается в виде

$$T_{1/2}^{cl} = \ln 2 / 2\nu_{cl} P_L^{cl}, \quad (11)$$

где проницаемость барьера  $P_L^{cl}$  для кластера с угловым моментом  $L$  и энергией распада  $Q_X$  определяется в форме

$$P_L = \exp(-K_L), \quad (12)$$

причем для  $L = 0$  [52]

$$K_0 = \frac{2}{\hbar} \sqrt{\frac{2\mu}{Q_X}} Z_1 Z_2 e^2 [\arccos \sqrt{y} - \sqrt{y - y^2}]. \quad (13)$$

Здесь  $y = Q_X R_h / Z_1 Z_2 e^2$ ,  $\mu = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ , индексы 1 и 2 отмечают заряд (массу) кластера и дочернего ядра.

На рис. 16, взятом из работы [28] и дополненном более поздними данными, показана зависимость  $\lg T_{1/2}^{cl}$  от величины  $K_0$ , которая согласно соотношениям (11) и (12) должна быть линейной для каждого типа вылетающего кластера. В методологических целях на рисунке нанесена также соответствующая зависимость для облегченных  $\alpha$ -переходов в исследуемых родительских ядрах. Видно, что для всех типов испускаемых ионов, включая  $\alpha$ -частицу, экспериментальные данные для четно-четных ядер неплохо ложатся на прямые приблизительно одинакового наклона. Исключение, как и в случае  $\alpha$ -эмиссии, составляет кластерный распад нечетных родительских ядер  $^{223}\text{Ra}$ ,  $^{231}\text{Pa}$  и  $^{233}\text{U}$ , периоды которого отклоняются от систематики для четно-четных ядер. На рис. 17 для цепочек изотопов Ra и U четно-нечетный эффект проиллюстрирован более подробно. По оси абсцисс здесь отложена величина  $(Q_X)^{1/2}$ , через которую выражается  $\lg T_{1/2}$  в классическом соотношении Гейгера — Нэттола для  $\alpha$ -распада

$$\lg T_{1/2} = A(Z) + B(Z) / Q_X^{1/2}. \quad (14)$$

Заметим, что в случае  $\alpha$ -распада масштаб четно-четных эффектов зависит от типа  $\alpha$ -перехода, и для облегченных переходов он заметно меньше [53], чем на рис. 17.

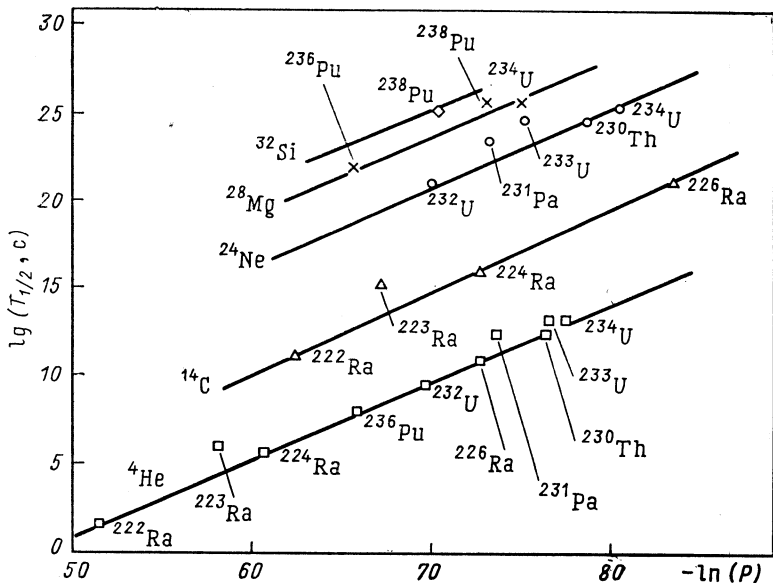


Рис. 16. Зависимость логарифмов парциальных периодов кластерного распада от натурального логарифма проникаемости кулоновского потенциального барьера

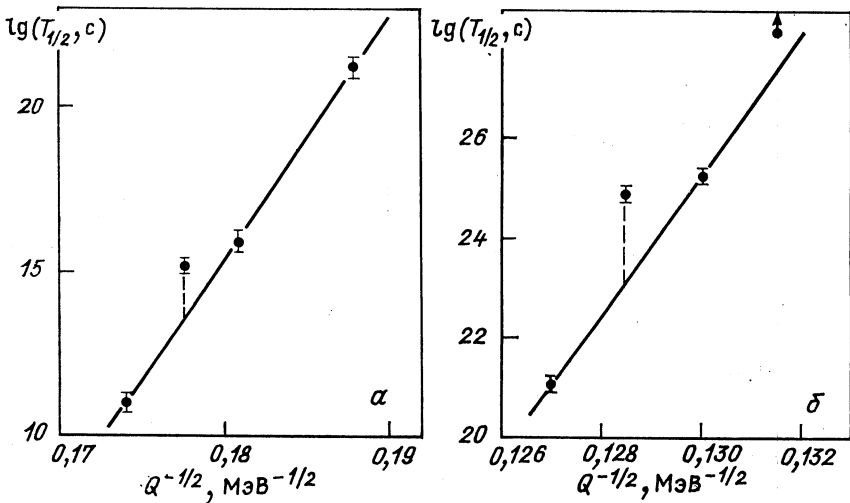


Рис. 17. Зависимость парциальных периодов полураспада с испусканием кластеров от энергии распада  $Q$  для изотопов радия (а) и урана (б)

Таким образом, зависимость от энергии распада и характеристик кулоновского барьера для эмиссии кластеров имеет тот же характер, что и для  $\alpha$ -распада, однако циклические частоты, значения которых согласно (11), (12) определяют точки пересечения прямых с осью ординат на рис. 16, экспоненциально зависят от массы кластера.

Заметим, что если параметр  $r_0$  не ограничивать физически разумным условием, чтобы в точке контакта фрагментов распада значение  $R_h$  было не меньше суммы их экспериментальных радиусов, т.е. выбирать  $r_0 \geq 1,2$  фм, а использовать  $r_0$  в качестве подгоночного параметра, то, как показано в [23], удается с хорошей точностью уложить все случаи кластерного распада четно-четных ядер (кроме  $\alpha$ -распада) на одну прямую ( $r_0 = 0,928$  фм,  $v_{cl}^{ev, ev} = 4,3 \cdot 10^{26}$  с $^{-1}$ ). Для проведения оценок и интерполяции такой способ представления данных удобен, однако надо иметь в виду, что нефизический выбор радиуса обрезания кулоновского потенциала  $R_h$  неявным образом имитирует зависимость от массы кластера предэкспоненциального множителя в (14). (Подробнее обсуждение этого вопроса см. в [54].) При более серьезном рассмотрении вопроса о значении и массовой зависимости параметра  $v_{cl}$  необходимо учесть, что потенциальный барьер распадающегося ядра формируется суммой кулоновского  $V_{XA_f}^{Coul}$  и ядерного потенциалов  $V_{XA_f}^{nucl}$  ядер, описывающих взаимодействие фрагментов распада. В рамках модели Гамова [46] с феноменологически подобранным ядерным взаимодействием  $V_{XA_f}^{nucl}$  такая программа была реализована в [56]. При этом ширина  $\Gamma_X$  распада с вылетом кластера  $X$  записывалась в виде

$$\Gamma_X = \Gamma_X^{Gam} S_X, \quad (15)$$

где  $S_X$  — спектроскопический фактор, определяющий вероятность формирования пары кластер  $X$  + дочернее ядро  $A_f$ , а  $\Gamma_X^{Gam}$  — ширина, описывающая вероятность проникновения через барьер сформированного кластера

$$\Gamma_X^{Gam} = \frac{\hbar v_X}{2R_{in}} P_X. \quad (16)$$

Здесь  $v_X$  — скорость кластера, определяемая в [56] из условия  $\mu_X v_X^2/2 = 25 A_X$  МэВ. Проницаемость  $P_X$  в отличие от (12), (13) рассчитывается численно в виде стандартного квазиклассического интеграла, в нижнем пределе которого стоит  $P_{in}$  — внутренняя точка поворота.

С помощью (15) и (16) из экспериментальных данных по вероятностям кластерного распада в [56] были получены феноменологические спектроскопические факторы  $S_X$ . С хорошей точностью они аппроксимируются простым выражением

$$S_X = (S_\alpha^{ev, ev})^{(A_X - 1)/3}, \quad (17)$$

где  $S_{\alpha}^{\text{ev, ev}} = 6,3 \cdot 10^{-3}$  для четно-четных родительских ядер и  $S_{\alpha}^{\text{odd}} = 3,2 \cdot 10^{-3}$  — для нечетных. Заметим, что значения  $S_{\alpha}$  близки к экспериментальным результатам спектроскопических факторов облегченных  $\alpha$ -переходов в четно-четных и нечетных родительских ядрах [53]. Соотношение (17) находится в хорошем качественном согласии с зависимостью параметра  $\gamma_{c1}$  от массы кластера, продемонстрированной на рис. 16.

В [57] предложен иной способ параметризации спектроскопического фактора  $S_X$ , основанный на термодинамическом подходе. Предполагается, что вероятность формирования системы кластер + ядро-остаток имеет вид

$$S_X \sim e^{-Q_X/T}, \quad (18)$$

где «температура»  $T = \sqrt{Q_X/a}$  выражается через параметр плотности одночастичных уровней  $a$ , который выбирается в форме  $a = A_f/8,0$  и  $a = A_f/9,5$ . В табл. 11 приведен первый вариант, лучше согласующийся с экспериментом.

Таким образом, в любых моделях гамовского типа, использующих реалистическую форму барьера, возникают спектроскопические факторы испускаемой частицы, значительно меньшие единицы и быстро убывающие с ростом ее массы. Возникает естественный вопрос — с какой точностью могут быть извлечены из эксперимента эти спектроскопические факторы. Подробному исследованию данного вопроса посвящена работа [58]. Рассмотрим кратко основные ее результаты.

Конкретизируем понятие внешней асимптотической кластерной области родительского ядра, где его можно рассматривать как совокупность сформированных продуктов распада — кластера и дочернего ядра. Оценки, проведенные в [53], показывают, что для случая  $\alpha$ -распада в качестве внутренней границы асимптотической области можно использовать значение  $R_{c1} = 1,2 (A_{\alpha}^{1/3} + A_f^{1/3})_{\text{фм}}$ . Принимая аналогичное определение для случая кластерного распада, определяем в исследуемой области феноменологический формфактор кластера  $X$  в канале распада  $c$  в виде решения уравнения Шредингера с потенциалом  $V_{XA_f}^{\text{nucl}}(R) + V_{XA_f}^{\text{coul}}(R)$ , совпадающим с действительной частью оптического потенциала, описывающего упругое рассеяние частицы  $X$  на дочернем ядре и с граничным условием

$$\Phi_{Xc}(R) \rightarrow \sqrt{\frac{\hbar \Gamma_{Xc} k_c}{Q_X}} G_c(R), \quad (19)$$

где  $\Gamma_{Xc}$  — экспериментальная ширина распада с вылетом кластера  $X$  в канал  $c$  ( $c \equiv J_f, \sigma_f, L$ ),  $k_c = \sqrt{2\mu_X Q_X/\hbar}$ ;  $\mu_X$  — приведенная масса;  $G_c(R)$  — нерегулярная кулоновская функция, описывающая распадающееся состояние вблизи точки  $R_1$ , лежащей в подбарьерной области в близкой левой окрестности внешней кулоновской точки поворота. Если проинтегрировать уравнение Шредингера для

$\Phi_{Xc}(R)$  по подбарьерной области от  $R_{c1}$  до  $R_1$  с граничным условием (19), то с помощью полученного решения можно вычислить феноменологический кластерный спектроскопический фактор во всей внешней области

$$W_{Xc}^{cl} = \int_{R_{c1}}^{R_1} [\Phi_{Xc}(R)]^2 dR. \quad (20)$$

Величина  $W_{Xc}^{cl}$  пропорциональна интегралу по кластерной области от  $R$ -матричной приведенной ширины  $\gamma_{Xc}^2(R)$ . В силу интегрального определения величина  $W_{Xc}^{cl}$  является более устойчивой к малым вариациям «радиуса канала»  $R_{c1}$ , нежели  $\gamma_{Xc}^2(R)$ , и может быть использована для классификации различного типа распадов с испусканием частиц  $X$ . В отличие от  $\alpha$ -распада, где потенциал ядерного взаимодействия  $\alpha$ -частицы с дочерним ядром  $V_{\alpha A_f}^{nucl}(R)$  хорошо исследован во всей кластерной области, проблема взаимодействия тяжелых ион — тяжелое ядро на расстояниях, близких к внутренней границе кластерной области, в настоящий момент далека от своего окончательного решения.

В современной литературе можно найти многочисленные и весьма разнообразные версии феноменологических потенциалов  $V^{nucl}(R)$ , описывающих упругое рассеяние, сечения реакций и других неупругих процессов при взаимодействии составных частиц с ядрами. Отмеченное разнообразие является следствием известных дискретной и непрерывной неоднозначностей извлечения параметров феноменологических потенциалов в обратной задаче рассеяния. Первая из них возникает, когда близкое по качеству описание дают потенциалы, отличающиеся числом связанных состояний, вторая — когда данные описываются потенциалами из одного дискретного класса, отличающимися набором параметров (например, неопределенности типа глубокий — узкий или мелкий — широкий). Ситуация усугубляется, если исследуется канал с сильным поглощением. Существенно влияют на результаты решения обратной задачи и экспериментальные ошибки.

Тем не менее неоднозначности в потенциалах взаимодействия  $d$ ,  $t$ ,  $^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц с ядрами могут быть устранены при прецизионном исследовании рассеяния соответствующих частиц достаточно высокой энергии в широком диапазоне углов [59]. Не менее информативно в этом смысле и радужное рассеяние [60]. Ограничения на параметры потенциалов взаимодействия  $\alpha$ -частиц с тяжелыми ядрами получаются из анализа подбарьерной ( $n$ ,  $\alpha$ )-реакции [53]. Для не слишком тяжелых ядер-мишеней, на которых исследования были проведены одним из указанных выше способов, свойства потенциалов оказались единообразными.

При подгонке на классе  $L$ -независимых потенциалов, во-первых, глубина действительной части любого из них составляет  $\sim 50 \mu_{X/m_N}$



МэВ, т.е. все они относятся к разряду «глубоких». Во-вторых, число связанных состояний кластера в таких потенциалах не меньше числа запрещенных состояний кластера в родительском ядре, т.е. указанные потенциалы не противоречат обобщенной теореме Левинсона (см. в [53]).

Подгонка экспериментальных сечений  $L$ -зависимыми потенциалами не приводит в исследованных случаях к существенному улучшению описания, несмотря на значительное увеличение числа параметров, кроме того, теряется однозначность их выбора. Это свидетельствует в пользу варианта с  $L$ -независимым потенциалом.

При переходе к более тяжелым ядрам-мишеням из-за экспоненциального спадания сечения рассеяния в области малых энергий и больших углов получить набор данных, достаточный для устранения неоднозначностей, оказывается затруднительным. Для кластеров  $X$  с массой  $A_X > 4$  не наблюдаются экспериментально и  $(n, X)$ -процессы с медленными нейтронами.

Имеющиеся в литературе версии феноменологических потенциалов  $V_{XA}^{nucl}$  взаимодействия ядер с массой  $A \sim 208$  с «легкими» тяжелыми ионами  $^{12-14}C$ ,  $^{16}O$  и т.п. нацелены на описание упругого рассеяния и некоторых реакций. Почти все они имеют глубину  $V_0$  порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт, т.е. относятся к классу «мелких» и не содержат ни одного связанного состояния. Для фиксированной пары взаимодействующих ядер, несмотря на заметные внешние различия, они дают довольно близкие значения положения и высоты барьеров. В то же время на малых расстояниях — левее максимума барьера, ход потенциальных кривых начинает серьезно различаться. Заметим, что из-за сильного поглощения сечения упругого рассеяния в широком диапазоне энергий оказываются нечувствительными к поведению вещественной части потенциала на малых расстояниях  $R$ . Для описания глубокоподбарьерных процессов данный класс потенциалов не подходит, так как, во-первых, не имеет связанных состояний (не удовлетворяет обобщенной теореме Левинсона) и, во-вторых, их левый склон выбирается практически произвольно, в то время как зависимость от формы этого склона величины  $W_{Xc}^{cl}$ , пропорциональной проницаемости барьера, очень сильная.

Что касается потенциалов, используемых для описания околобарьерного слияния тяжелых ионов, то они являются эффективными потенциалами, моделирующими сильную связь каналов, характерную для данного процесса, и, таким образом, не имеют прямого отношения к рассматриваемым нами потенциалам  $V_{XA_f}^{nucl}(R)$ , ориентированным на описание одного упругого канала.

Вследствие сказанного при построении модели взаимодействия необходимо пользоваться определенными теоретическими схемами. Подробный анализ [58] различных теоретических схем показал, что наиболее продуктивным является подход к построению потенциала  $V_{XA_f}^{nucl}$ , основанный на процедуре свертки (фолдинга) нуклон-нуклон-

ных (или нуклон-ядерных) взаимодействий с известными функциями распределения пространственной нуклонной плотности взаимодействующих ядер. Кроме того, данный подход имеет и определенное микроскопическое обоснование [61]. В литературе используются как двойные фолдинг-потенциалы, получающиеся из выражений

$$V_{II}(\mathbf{R}) = \int \rho_{A_f}(\mathbf{r}_1) \rho_X(\mathbf{r}_2) V_{NN}(\mathbf{R} + \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) d^3r_1 d^3r_2, \quad (21)$$

так и одинарные, при получении которых производится свертка оптического потенциала нуклон—ядро с плотностью пространственного распределения кластера:

$$V_I(\mathbf{R}) = \int \rho_X(\mathbf{r}) V_{N-\text{nucl}}(\mathbf{R} - \mathbf{r}) d^3r. \quad (22)$$

Глубина фолдинг-потенциала существенно зависит от вида затравочного  $V_{NN}$  (для двойного) или  $V_{N-\text{nucl}}$  (для одинарного) взаимодействия и может варьировать при исследовании тяжелых ядер на десятки процентов. Поскольку при этом экспериментальные данные не дают возможности выделить определенный тип затравочного взаимодействия, можно сказать, что фолдинг-потенциалы воспроизводят точные потенциалы с некоторой (хотя, возможно, и недостаточной) точностью. Схема, претендующая на введение поправок, учитывающих обменные эффекты в двойной фолдинг-процедуре, предложена в работе [62]. Заметим, однако, что в интересующей нас кластерной области роль обменных компонент взаимодействия уменьшается.

Процедура вычисления кластерных спектроскопических факторов  $W_{Xc}^{cl}$  базировалась на экспериментальных данных из табл. 2 и использовании для потенциала  $V_{XA_f}^{nucl}(\mathbf{R})$  выражений (21) и (22). Нуклонная плотность кластера в формулах (21) и (22) бралась из работы [63] и дочернего ядра — из [64]. В варианте одинарного фолдинга исполь-

Таблица 3. Кластерные спектроскопические факторы  $W_{Xc}^{cl}$  для

Распад		Потен		
$A_i$	$X + A_f$	1	2	3
$^{222}\text{Ra}$	$^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$
$^{223}\text{Ra}$	$^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	$3,1 \cdot 10^{-12}$	$1,8 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$
$^{224}\text{Ra}$	$^{14}\text{C} + ^{210}\text{Pb}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$3,0 \cdot 10^{-8}$
$^{226}\text{Ra}$	$^{14}\text{C} + ^{212}\text{Pb}$	$0,82 \cdot 10^{-10}$	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$
$^{230}\text{Th}$	$^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	$2,2 \cdot 10^{-18}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	$3,2 \cdot 10^{-15}$
$^{231}\text{Pa}$	$^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	$1,1 \cdot 10^{-19}$	$5,4 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$
$^{232}\text{U}$	$^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	$7,1 \cdot 10^{-19}$	$3,3 \cdot 10^{-16}$	$9,6 \cdot 10^{-16}$
$^{233}\text{U}$	$^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	$4,5 \cdot 10^{-20}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$	$6,7 \cdot 10^{-17}$
$^{234}\text{U}$	$^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	$7,8 \cdot 10^{-18}$	$5,1 \cdot 10^{-15}$	$1,2 \cdot 10^{-14}$
$^{234}\text{U}$	$^{26}\text{Mg} + ^{208}\text{Hg}$	$6,1 \cdot 10^{-22}$	$7,0 \cdot 10^{-19}$	$2,1 \cdot 10^{-18}$
$^{236}\text{Pu}$	$^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	$2,0 \cdot 10^{-22}$	$1,9 \cdot 10^{-19}$	$6,7 \cdot 10^{-19}$

зовались затравочные  $V_{N-nucl}$ -потенциалы (см. табл. 3): 1 — из работы [65], 2 — [66], 3 — [67], для двойного фолдинга  $V_{NN}$  — потенциалы из работ; 4 — [62], 5 — [68], 6 — [68]; 7 — [69]. Кроме того, использовался глубокий феноменологический потенциал (8) из [55], который применялся также в работе [56] при извлечении экспериментальных спектроскопических факторов. В тех случаях, когда феноменологическая форма потенциального барьера для пары  $A_f + X$  была известна, проводилось сравнение с формой барьера для фолдинг-потенциала. Во всех таких случаях различия оказались не слишком большими и не принимались во внимание, поскольку сами феноменологические оптические потенциалы изучались при довольно высоких (по сравнению с распадом) энергиях, а вклад обменных членов, эффективно учитываемый в этих потенциалах, зависит от энергии.

В табл. 3 для различных пар  $X$  и  $A_f$  приведены значения  $W_{Xc}^{cl}$ , рассчитанные с указанными выше потенциалами. Обращают на себя внимание большие вариации величин  $W_{Xc}^{cl}$  для фиксированного канала  $c$  в зависимости от выбора потенциала. Для  $X = {}^{14}C$  они достигают четырех, для  ${}^{24}Ne$  — семи, а для  ${}^{28}Mg$  — восьми порядков. На три порядка могут отличаться результаты расчетов в потенциалах 3 и 8, для которых различия в форме барьеров много меньше характерных погрешностей извлечения их параметров из данных по рассеянию. Возникает серьезная проблема, которой, практически, не было в процессах с  $\alpha$ -частицами, где для различных фолдинг-потенциалов величины  $W_{\alpha c}^{cl}$  меняются всего в 5—6 раз [53], что близко к неопределенностям вычисления абсолютных ширин  $\alpha$ -распада. К тому же использование данных по  $(n, \alpha)$ -реакции позволяет сузить масштаб указанных вариаций почти вдвое.

Необходимо отметить, что размах вариаций величин  $W_{Xc}^{cl}$  в исследуемых случаях  $X$ -распада примерно такой же, как при исполь-

**различных потенциалов**

циал

4	5	6	7	8
$1,8 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$
$2,2 \cdot 10^{-8}$	$7,1 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
$1,9 \cdot 10^{-6}$	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-6}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-10}$
$9,2 \cdot 10^{-7}$	$3,2 \cdot 10^{-7}$	$7,2 \cdot 10^{-7}$	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-10}$
$2,0 \cdot 10^{-13}$	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$2,4 \cdot 10^{-12}$	$2,7 \cdot 10^{-17}$
$9,8 \cdot 10^{-14}$	$6,7 \cdot 10^{-13}$	$6,7 \cdot 10^{-14}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$	$1,1 \cdot 10^{-18}$
$6,1 \cdot 10^{-13}$	$4,2 \cdot 10^{-12}$	$4,3 \cdot 10^{-13}$	$7,8 \cdot 10^{-13}$	$7,1 \cdot 10^{-18}$
$5,9 \cdot 10^{-14}$	$3,9 \cdot 10^{-13}$	$3,9 \cdot 10^{-14}$	$7,1 \cdot 10^{-14}$	$5,7 \cdot 10^{-19}$
$1,3 \cdot 10^{-11}$	$8,8 \cdot 10^{-11}$	$8,3 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$	$7,4 \cdot 10^{-17}$
$2,8 \cdot 10^{-15}$	$2,5 \cdot 10^{-14}$	$1,9 \cdot 10^{-15}$	$3,5 \cdot 10^{-15}$	$1,9 \cdot 10^{-20}$
$9,4 \cdot 10^{-16}$	$8,1 \cdot 10^{-15}$	$6,1 \cdot 10^{-16}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$	$7,2 \cdot 10^{-21}$

зовании [10] чисто кулоновского потенциала с обрезанием для взаимодействий кластер — ядро, если менять радиус обрезания приблизительно на 15 %. При отказе от принципов отбора потенциалов  $V_{XA}^{nuc1}(R)$ , принятых выше, вариации величин  $W_{Xc}^{cl}$  возрастут еще на несколько порядков. Например, барьер для проксимити-потенциала [42] оказывается выше, чем для всех исследованных потенциалов из табл. 3.

Полезно сравнить полученные нами значения  $W_{Xc}^{cl}$  с экспериментальными спектроскопическими факторами из [56], рассчитанными с использованием одного и того же потенциала  $V_{XA_f}^{nuc1}$ . Как следует из рис. 1, работы [56] и табл. 3, они оказываются численно очень близки для всех типов испускаемых кластеров. Однако обсуждение, проведенное выше, показывает, что абсолютные значения спектроскопических факторов и в определенной степени их зависимость от  $A_X$  содержат серьезные неопределенности, связанные с выбором ядерного потенциала взаимодействия кластер—ядро.

Этот вывод, к счастью, несправедлив для относительных характеристик кластерного распада, исследуемых для фиксированной частицы  $X$  в узком диапазоне родительских ядер, в частности для четно-нечетных эффектов, обсуждавшихся выше. Действительно, если по аналогии с  $\alpha$ -распадом определить фактор запрета изучаемого распада в канал с выражением

$$F_{Xc} = (W_{Xc_0}^{cl})_{ev.ev} / W_{Xc}^{cl}, \quad (23)$$

где  $(W_{Xc_0}^{cl})_{ev.ev}$  — спектроскопический фактор распада в тот же канал, усредненный по четно-четным родительским ядрам, соседним с данным, то, как показывает табл. 4, значения фактора  $F_{Xc}$  оказываются

Таблица 4. Факторы запрета  $F_{Xc}^{exp}$  для различных потенциалов

$A_i$	$X + A_j$	1	2	3	4	5	6	7	8	$\bar{F}_{Xc}^{exp}$
$^{223}\text{Ra}$	$^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	82	86	84	84	87	82	83	87	84
$^{231}\text{Pa}$	$^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	13	14	14	13	13	13	13	15	13
$^{233}\text{U}$	$^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	94	110	97	115	116	112	111	71	103

практически независимыми от выбора потенциала  $V_{XA}^{nuc1}$ . Определенные таким образом  $F_{Xc}^{exp}$  с точностью до фактора 2—3 совпадают также с факторами запрета, полученными из простых систематик на рис. 16 и 17.

Независимость  $F_{Xc}^{exp}$  от выбора потенциала позволяет, во-первых, ввести количественную меру четно-нечетных эффектов в кластерном распаде и, во-вторых, оставаясь в рамках неадиабатического механизма, провести классификацию кластерного распада. Назовем по

аналогии с  $\alpha$ -распадом облегченным кластерный распад четно-четного родительского ядра  $A_i$  с вылетом четно-четного кластера, так что  $J_i = J_f = 0$ . Тогда распад с вылетом того же кластера из соседнего ( $A'_i = A_i \pm 1$ ) нечетного ядра при условии, что  $J_i \neq J_f$ , будем называть полуоблегченным. Как будет подробнее обсуждаться ниже, значения экспериментальных факторов запрета  $F_{Xc}$  в микроскопической модели неадиабатического формирования кластера количественно воспроизводятся для испускаемых ядер  $^{14}\text{C}$  и  $^{24}\text{Ne}$  на основе учета оболочечной структуры кластера, родительского и дочернего ядер.

**Микроскопические схемы расчета спектроскопических факторов кластерного распада.** Чтобы показать теоретическую состоятельность подходов к описанию кластерного распада, основанных на аналогиях с  $\alpha$ -распадом, необходимо в первую очередь воспроизвести микроскопически феноменологические спектроскопические факторы. Методы их теоретического расчета для кластерных каналов различного типа подробно изложены в монографиях [53, 70]. Трудоемкость расчетов этих величин резко возрастает с увеличением массы кластера, а результаты оказываются весьма чувствительными к деталям структуры кластера, родительского и дочернего ядер.

Опыт вычисления этих величин для  $\alpha$ -распада тяжелых ядер, а также расчетов для процессов с различными кластерами в легких ядрах показывает, что наиболее важной задачей является учет двух факторов: отдачи на центр масс ядра-остатка и смешивания конфигураций за счет сверхтекучих нуклон-нуклонных корреляций. Увеличение массы кластера приводит к резкому (практически экспоненциальному) возрастанию этих эффектов. Для понимания результатов необходимо очертить основные положения формализма.

Определим, как обычно [70], кластерный формфактор развала ядра  $A$  на кластер  $X$  и остаток ( $A - X$ ) в оболочечной области выражением

$$\Phi_L(\rho) = \langle \hat{A} \{ U_L^{J_i \pi_i M_i} \delta(\rho - \rho') \} | \psi^{J_i \pi_i M_i} \rangle, \quad (24)$$

где  $\rho$  — координата относительного положения центров масс дочернего ядра и кластера;  $\psi^{J_i \pi_i M_i}$  — трансляционно-инвариантная внутренняя оболочечная функция родительского ядра, характеризующаяся моментом  $J_i$ , четностью  $\pi_i$  и проекцией момента  $M_i$ ;

$$\hat{A} = \left( \frac{A}{X} \right)^{1/2} \sum_P (-1)^P \hat{P} \quad (25)$$

— оператор антисимметризации;  $P$  — оператор перестановки номеров координат нуклонов фрагментов  $X$  и  $(A - X)$ ;  $p$  — четность этой перестановки;

$$\hat{U}_L^{J_i \pi_i M_i} = \{ \psi^{J_f \pi_f} \psi^{J_x \pi_x} Y_L(\Omega_\rho) \}_{J_i \pi_i M_i}. \quad (26)$$

— функция канала, характеризующаяся теми же квантовыми числами, что и функция родительского ядра;  $\psi^{J_f \pi_f}$ ,  $\psi^{J_x \pi_x}$  —

— трансляционно-инвариантные оболочечные функции дочернего ядра и кластера соответственно;  $Y_L(\Omega_\rho)$  — сферическая функция.

Оболочечный спектроскопический фактор  $W_X^{06}$  выражается через формфактор кластера в оболочечной области с помощью формулы

$$W_X^{06} = \int_0^\infty \Phi_L^{06}(\rho) \rho^2 d\rho. \quad (27)$$

Следуя [70], можно показать, что при характерной для реального ядра степени размытости поверхности Ферми

$$\Phi_L(R_X) \simeq (-1)^L \left( \frac{A}{A-X} \right)^{n_{\min}/2} \Phi_{06}(R_X), \quad (28)$$

где

$$\Phi_{06}(R_X) = \langle \psi_{06}^{J_i \pi_i M_i} | \hat{A} \{ U_{06L_i}^{J_i \pi_i M_i} \delta(R_X - R'_X) \} \rangle, \quad (29)$$

$\psi_{06}$  — функция обычной модели оболочек,

$$U_{06L}^{J_i \pi_i M_i} = \{ \psi_{06}^{J_i \pi_i} \psi^{J_X \pi_X} Y_L(\Omega_\rho) \}_{J_i \pi_i M_i}, \quad (30)$$

а  $n_{\min}$  определяется минимально допустимым принципом Паули числом узлов  $\nu_{\min}$  функции относительного движения  $\Phi_{06}(R_\nu)$ :  $n_{\min} = 2\nu_{\min} + L$ , которое совпадает с аналогичным значением в осцилляторной модели. В итоге при переходе в формуле вероятности формирования кластера к функциям  $\psi_{06}$  появляется множитель  $(A/(A -$

Таблица 5. Факторы, формирующие эффект отдачи, для различных кластеров

$X$	$N_X$	$N = N_A - N_{A-A_X} - N_X$	$(A/(A-A_X))^N$
${}^8\text{Be}$	4	40	4,5
${}^{12}\text{C}$	8	58	25,9
${}^{14}\text{C}$	10	68	83,9
${}^{16}\text{O}$	12	76	279
${}^{20}\text{Ne}$	20	90	$3,88 \cdot 10^3$
${}^{22}\text{Ne}$	24	98	$1,9 \cdot 10^4$
${}^{24}\text{Ne}$	28	106	$1,06 \cdot 10^5$
${}^{28}\text{Mg}$	36	120	$3,82 \cdot 10^6$
${}^{34}\text{Si}$	48	142	$2,17 \cdot 10^9$
${}^{40}\text{Ca}$	60	160	$1,67 \cdot 10^{12}$

$$A - A_X = A_f = 208$$

$X))^{n_{\min}}$ , значения которого представлены в табл. 5, где видно, что для испускаемого ядра  ${}^{40}\text{Ca}$  он может достигать значений  $10^{12}$ .

Построим формализм расчета формфактора (29). Ввиду того что функция в правой части является полностью антисимметричной, его

можно записать в виде

$$\psi^{06}(R_X) = \langle U_{06}^{J_i \pi_i M_i} \delta(R_X - R'_X) | \psi_{06}^{J_i \pi_i M_i} \rangle \left( \frac{A}{X} \right)^{1/2}. \quad (31)$$

Все интересующие нас кластеры  $X$  относятся к области легких ядер, и для них вполне оправдана осцилляционная модель.

Для расчета интеграла перекрытия (31) запишем волновую функцию внутреннего движения кластера  $X \psi^{J_X \pi_X M_X}$  в виде мультикластерного представления, ограничиваясь для краткости кластерами  $X$ , относящимися к  $p$ -оболочке. Тогда, выбирая разбиение группировки  $X$  на требуемое число  $\alpha$ -частиц, бинейтронов и, если необходимо, отдельный нейтрон (протон), получим

$$\begin{aligned} & | \psi^{J_X \pi_X M_X} \rangle \equiv | X N = X - 4 [f] L_X S_X \rangle = \\ & = a_{\{L_j\}} \hat{A} \left\{ \prod_{i=1}^{\beta} (\psi_{\alpha_i}) \prod_{k=1}^{\gamma} (\psi_{F_k}) S_X \prod_{j=1}^{\beta+\gamma-1} [\varphi_{n_j l_j}(\rho_j) \{L_j\} L_X] \right\}_{J_X \pi_X M_X}, \quad (32) \end{aligned}$$

где  $\{L_j\}$  — набор промежуточных моментов, который может быть выбран произвольно, требуется лишь, чтобы выполнялись правила отбора, например в случае  $X = {}^{16}\text{O}$  удобно взять все моменты  $L_j = 0, l_j = 0$ ;  $\psi_{\alpha_i}$  — функция внутреннего движения четверки нуклонов, отличающаяся от гауссовой волновой функции  $\alpha$ -частицы лишь размерным параметром  $\hbar\omega = \hbar\omega_{\alpha 0}$ , причем координаты нуклонов в ней имеют номера  $4i - 3 \div 4i$ ;  $\psi_{F_k}$  — соответствующая функция легкого кластера массы  $F_k$  (для четно-четного ядра с  $N_X > Z_X$  — нейтронной пары, нечетного — нейтронной пары или нейтрона (протона), имеющая спин  $S_X$ );  $\varphi_{n_j l_j}(\rho_j)$  — волновые функции координат Якоби, характеризующих систему из  $\beta$   $\alpha$ -частиц и  $\gamma$  кластеров  $F_k$ ;

$$\begin{aligned} 1/a_{\{L_j\}} = & \langle X N = X - 4 [f] L_X S_X | \hat{A} | \prod_{i=1}^{\beta} (\psi_{\alpha_i}) \times \\ & \times \prod_{k=1}^{\gamma} (\psi_{F_k}) \prod_{j=1}^{\beta+\gamma-1} [\varphi_{n_j l_j}(\rho_j) L_X] \rangle \quad (33) \end{aligned}$$

— нормировка. Для того чтобы функция в правой части формулы (32) не была тождественно равна нулю, требуется, чтобы  $n_j = F_k$  ( $\gamma > 1$ ), если  $\beta = 1, n_1 = 4, n_j = F_k$  ( $\gamma \geq 1$ ), если  $\beta = 2$  и т.д. Равенство (32) имеет место, так как в волновой функции его правой части однозначно определены все необходимые для классификации системы квантовые числа:  $N, [f], L_X, S_X$ , причем она является антисимметричной и нормированной. Нормировка  $1/a_{\{L_j\}}$  является мультикластерным (в случае  $\beta + \gamma = 2$  — обычным, двухфрагментным) спектроскопическим фактором развала ядра  $X$  на легкие кластеры в основном состоянии. Определение таких величин и методы их вычисления представлены в [71]. Ниже мы кратко опишем схему их расчета.

Вернемся к выражению (31). Ограничимся в данной работе случаем четно-четного кластера. Еще раз воспользуемся антисимметрией правой части. Действие на нее оператора антисимметризации из формулы (9) приводит к результату

$$\begin{aligned} \Phi_{об}(R_X) = & \left[ \frac{A!}{(A-X)! (4!)^\beta \prod_{k=1}^{\gamma} (F_k!)} \right]^{1/2} \times \\ & \times a_0 \left\langle \psi_{об}^{J_i \pi_i M_i} \left| \prod_{i=1}^{\beta} (\Psi_{\alpha_i}) \prod_{k=1}^{\gamma} (\Psi_{F_k}) \prod_{j=1}^{\beta+\gamma-1} [\varphi_{n_j l_j}(\rho_j)] : L_X = 0 \right. \right. \\ & \left. \left. \times Y_L(\Omega_{R_X}) \psi_{об}^{J_f \pi_f} \delta(R_X - R'_X) \right\rangle, \end{aligned} \quad (34)$$

где символ  $a_0$  означает, что мы пользуемся мультикластерным представлением с  $l_j = 0, L_j = 0$ . Для того чтобы проинтегрировать по переменным нуклонов дочернего ядра, надо, очевидно, провести генеалогическое разложение волновой функции родительского. Вид правой части интеграла перекрытия из (32), представляющей собой произведение волновой функции остатка и нескольких легких кластеров, наборы номеров координат нуклонов в которых фиксированы, указывает на то, что левую часть также удобно представить как сумму произведений аналогичных по массе группировок нуклонов, т. е. воспользоваться не обычным двухфрагментным, а мультикластерным генеалогическим разложением [72]. По определению, мультикластерный генеалогический коэффициент есть коэффициент разложения полностью антисимметричной функции протонной (нейтронной) подсистемы ядра  $A$  в сумму произведений функций нескольких антисимметричных протонных (нейтронных) группировок. При этом отдельное произведение не является антисимметричным относительно перестановок нуклонов из одной группировки в другую. Тогда

$$|p_i\rangle = \sum_{\Delta, \varepsilon} \langle p_i | p_f(\Delta), p(\varepsilon) \rangle |p_f(\Delta)\rangle |p(\varepsilon)\rangle, \quad (35)$$

где  $|p_i\rangle$  и  $|p_f(\Delta)\rangle$  — волновые функции протонной компоненты родительского и дочернего ядер;  $\Delta$  и  $\varepsilon$  — наборы квантовых чисел, характеризующих эти функции.

Наиболее удобной формой функции отделяемых нуклонов является

$$|p(\varepsilon)\rangle = \prod_r^{Z_X/2} |p_r^{(2)}(\varepsilon_r)\rangle, \quad (36)$$

где  $|p_r^{(2)}(\varepsilon_r)\rangle$  — функция двухпротонной пары. Коэффициент преобразования (35) легко определяется через обычные бинарные генеалогические коэффициенты:

$$\langle p_i | p_f(\Delta) \prod_{r=1}^{Z_X/2} p_r^{(2)}(\varepsilon_r) \rangle = \sum_{\{\Delta_r\}} \prod_{r=1}^{Z_X/2} \langle p_{f_{r-1}}(\Delta_{r-1}) | p_{f_r}(\Delta_r) p_r^{(2)}(\varepsilon_r) \rangle, \quad (37)$$



где  $|p_{fr}(\Delta_r)\rangle$  — волновая функция протонной подсистемы ядра с зарядом  $Z_A - 2r$ , характеризующаяся набором квантовых чисел  $\Delta_r$ , причем  $|p_{f_0}\rangle \equiv |p_i\rangle$ , а  $|p_{fz_{X/2}}(\Delta_{z_{X/2}})\rangle \equiv |p_f(\Delta)\rangle$ . Выражение (37) включает в себя суммирование по полному набору квантовых чисел  $\{\Delta_r\}$ , характеризующих промежуточные состояния. Подставим выражения (35) и (37) в формфактор (34). Заметим, что переменные, характеризующие ядро-остаток и кластеры  $\alpha_i$ ,  $F_h$ , отделены друг от друга как в левой, так и в правой частях интеграла перекрывания, и проведем интегрирование по ним. Тогда:

$$\begin{aligned} \Phi_{об}(R_X) &= \left[ \frac{A!}{(A-X)! (4!)^\beta \prod_{h=1}^{\gamma} (F_h)!} \right]^{1/2} \times \\ &\times a_0 \sum_{\{\Delta_r\}\{\varepsilon_r\}\{\Delta'_r\}\{\varepsilon'_r\}} \left\langle \prod_{i=1}^{\beta} \tilde{\Phi}_{\alpha_i}^{\varepsilon_i \varepsilon'_i}(R_{\alpha_i}) \prod_{h=1}^{\gamma} \tilde{\Phi}_{F_h}^{\varepsilon_{\beta+h}}(\mathbf{R}_{F_h}) \right\rangle \times \\ &\times \left| \prod_{j=1}^{\beta+\gamma-1} [\varphi_{n_j l_j=0}(\rho_j) : L_X=0] Y_0(\Omega_{R_X}) \delta(R_X - R'_X) \right\rangle, \quad (38) \end{aligned}$$

где штрихованные индексы определяют квантовые числа нейтронной подсистемы

$$\tilde{\Phi}_{\alpha_i}^{\varepsilon_i \varepsilon'_i}(\mathbf{R}_{\alpha_i}) \equiv \langle p_i^{(2)}(\varepsilon_i) n_i^{(2)}(\varepsilon'_i) | \delta(R_{\alpha_i} - R'_{\alpha_i}) \Psi_{\alpha_i} \rangle, \quad (39)$$

а

$$\tilde{\Phi}_{F_h}^{\varepsilon_{\beta+h}}(\mathbf{R}_{F_h}) \equiv \langle n_{\beta+h}^{(2)}(\varepsilon_{\beta+h}) | \delta(R_{2n_h} - R'_{2n_h}) \Psi_{F_h} \rangle. \quad (40)$$

— трехмерные формфакторы  $\alpha$ -частиц и кластеров  $F_h$  для конфигураций  $\{\varepsilon_i, \varepsilon'_i\}$  и  $\varepsilon_{\beta+h}$ . Выражение

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha_i}^{\Delta_i \Delta_{i-1}}(\mathbf{R}_{\alpha_i}) &= \left[ \frac{[A-4(i-1)!]}{(A-4i)! 4!} \right]^{1/2} \times \\ &\times \sum_{\{\varepsilon_i\}\{\varepsilon'_i\}} \langle p_{f_{i-1}}(\Delta_{i-1}) | p_{f_i}(\Delta_i) p_i^{(2)}(\varepsilon_i) \rangle \langle n_{f_{i-1}}(\Delta'_{i-1}) | n_{f_i}(\Delta'_i) \rangle \times \\ &\times n_i^{(2)}(\varepsilon'_i) \Phi_{\alpha_i}^{\varepsilon_i \varepsilon'_i}(\mathbf{R}_{\alpha_i}) \quad (41) \end{aligned}$$

и аналогичное выражение для бинейтрона — обычные трехмерные формфакторы соответствующих кластеров в обычной модели оболочек со смешиванием конфигураций, отличающиеся, например, от формфактора свободной  $\alpha$ -частицы множителем

$$\left[ \frac{A-4(i-1)}{A-4i} \right]^{n_{\min}/2} \eta_{\alpha},$$

возникающим из-за отсутствия в оболочечной модели эффекта отдачи на центр масс и различия параметров  $\hbar\omega_X$  и  $\hbar\omega_\alpha$ . Величина  $\eta_\alpha^2 = W_\alpha(\hbar\omega_X)/W_\alpha(\hbar\omega_\alpha)$  легко вычисляется теоретически. В итоге приходим к выражению

$$\begin{aligned} \Phi_{об}(R_X) = a_0 \sum_{\{\Delta_r\}\{\Delta_r'\}} \eta_\alpha^\beta \eta_{2n}^\gamma \prod_{i=1}^{\beta} (W_{\alpha_i}^{1/2}) \prod_{k=\beta+1}^{\beta+\gamma} (W_{2n_k}^{1/2}) \times \\ \times \left\langle \prod_{i=1}^{\beta} \Phi_{\alpha_i}^{\Delta_i \Delta_i'} \prod_{i=1}^{\beta} \Phi_{\alpha_i}^{\Delta_i \Delta_i'} (R_{\alpha_i}) \prod_{k=1}^{\beta} \Phi_{2n_k}^{\Delta_k + \beta \Delta_k' + \beta - 1} (R_{F_k}) \right\rangle \times \\ \times \left| \prod_{j=1}^{\beta+\gamma-1} [\varphi_{n_j l_j = 0}(\rho_j) : L_X = 0] Y_0(\Omega_\rho) \delta(R_X - R_X') \right\rangle, \quad (42) \end{aligned}$$

где

$$\Phi_i^\Delta(R_i) = \frac{1}{W^{1/2}} \Phi^\Delta(R_i) \quad (43)$$

— нормированные трехмерные формфакторы легких кластеров, а их нормировки

$$W_i \equiv \int |\Phi_i(R_i)|^2 R_i^2 dR_i \quad (44)$$

по определению — спектрофакторы.

Отметим, что схема вычисления  $a_0$ , задаваемой формулой (33) и входящей в выражение (42), обоснована на приемах, аналогичных только что использованным. Итоговое выражение оказывается весьма компактным:

$$1/a_0 = \left[ \prod_{j=1}^{\beta-1} (S_{\alpha_j}) \prod_{k=1}^{\gamma} (S_{F_k}) \right]^{1/2}, \quad (45)$$

где  $S_{\alpha_i}$  и  $S_{F_k}$  — спектроскопические факторы соответствующих легких кластеров, возникающие при последовательном отделении этих кластеров от ядер  $X$ ,  $X = F_k$  и т. д., с образованием промежуточных ядер в основных состояниях и имеющие параметр  $\hbar\omega_i = \hbar\omega_X$ . Величины  $a_0$  для различных кластеров из  $p$ - и ( $s$  —  $d$ )-оболочек приведены в табл. 6.

Таблица 6. Изменение с ростом массы и заряда нормировочного коэффициента волновой функции испускаемого кластера

$X$	$a_0^2$	$a_0'^2$	$X$	$a_0^2$	$a_0'^2$
$^8\text{Be}$	0,667	—	$^{26}\text{Ne}$	26,52	0,276
$^{12}\text{C}$	0,988	—	$^{28}\text{Mg}$	162,5	1,08
$^{14}\text{C}$	2,61	—	$^{30}\text{Mg}$	125,8	0,095
$^{16}\text{O}$	3,33	—	$^{32}\text{Si}$	235,9	0,082
$^{20}\text{Ne}$	14,6	—	$^{34}\text{Si}$	208,6	$9,68 \cdot 10^{-3}$
$^{22}\text{Ne}$	20,2	6,16	$^{40}\text{Ca}$	30,95	$4,56 \cdot 10^{-5}$
$^{24}\text{Ne}$	21,15	1,57			

Процедура вычисления формфактора (42), содержащая большое количество индексов суммирования, может быть резко упрощена при учете того обстоятельства, что эта сумма содержит доминирующую компоненту. Дело в том, что спектроскопические факторы  $W_{\alpha}$ -переходов между основными  $0^+$ -состояниями ядер с испусканием  $\alpha$ -частицы или бинейтрона оказываются во много раз больше средних значений. Причина этого — когерентное суммирование амплитуд в выражении (41). Исследования  $\alpha$ -распада [53] показывают, что масштаб этого эффекта, возникающего за счет сверхтекучих нуклон-нуклонных корреляций в основных состояниях немагических ядер — приблизительно тридцатикратное усиление на одну нуклонную пару. В итоге любой член суммы по  $\Delta_r$  ( $\Delta_r'$ ), содержащий в качестве одного из промежуточных состояний отличное от основного  $0^+$ , подавлен  $\sim 10^3$  раз. Некоторым исключением оказываются коллективные парно-вибрационные возбуждения  $J_{\text{колл}}^{\pi} = 2^+, 4^+, \dots$ . Для них амплитуды  $\alpha$ -переходов  $J_{\text{колл}}^{\pi} \rightarrow 0^+$  также заметно превосходят средние за счет когерентного сложения. Однако сумма амплитуд, соответствующих возбуждению промежуточного уровня, при этом оказывается малой, в силу чего и обсуждаемые компоненты не могут конкурировать с доминирующей. Поэтому приближение, не учитывающее вклада переходов, для которых отсутствует сверхтекучее усиление, практически не влияет на точность расчетов. При этом спектроскопический фактор  $X$ -распада имеет вид

$$W_X = \left( \frac{A}{A-X} \right)^{n_{\text{min}}} \eta_{2n}^{2\gamma} a_0^2 \eta_{\alpha}^{2\beta} \prod_{i=1}^{\beta} (W_{\alpha_i}) \prod_{h=1}^{\gamma} (W_{F_h}) \mathcal{J}_X, \quad \mathcal{J}_X = \int J_X^2(R_X) R_X^3 dR_X, \quad (46)$$

где

$$J_X(R_X) = \left\langle \prod_{i=1}^{\beta} \Phi'^{\Delta_i \Delta_{i-1} \Delta'_i \Delta'_{i-1}}(\mathbf{R}_{\alpha_i}) \prod_{h=1}^{\gamma} \Phi'^{\Delta_h + \beta \Delta_h + \beta - 1}(\mathbf{R}_{F_h}) \right| \times \\ \times \prod_{j=1}^{\beta + \gamma - 1} |\varphi_{n_j l_j}(\rho_j) L_{X=0}| Y_0(\Omega_{R_X}) \delta(R_X - R_X') \rangle \quad (47)$$

и является величиной, вычисление которой вызывает наибольшие трудности. Однако метод, развитый в [53] для вычисления аналогичного формфактора  $\alpha$ -частицы из четырех однонуклонных функций путем последовательной свертки их с внутренними функциями координат Якоби  $\alpha$ -частицы, вполне применим и для вычисления  $J_X(R_X)$ , причем в принципе усложнения возникают лишь за счет увеличения числа повторных интегрирований и появления в интегралах функций  $\varphi_{n_j l_j}(\rho_j)$ , испытывающих несколько осцилляций.

Для расчетов интегралов перекрывания  $J_X(R_X)$ , входящих в определение оболочечного спектроскопического фактора частицы  $X$ ,

использовалась следующая схема. Поскольку, как показывают теоретические расчеты, форма  $\alpha$ -частичных (двухнейтронных) форм-факторов  $\Phi_\alpha(R_\alpha)$  ( $\Phi_{2n}(R_{2n})$ ) при учете эффектов спаривания практически не меняется для широкой области ядер с  $A \geq 208$ , все факторы  $\Phi'_\alpha(R_\alpha)$  ( $\Phi'_{2n}(R_{2n})$ ), нормированные на единицу, выбирались при расчете формфактора  $\Phi_X(R_X)$  (29) в универсальной форме, совпадающей с формой формфакторов  $\Phi_\alpha(R_\alpha)$  ( $\Phi_{2n}(R_{2n})$ ), рассчитанных для ядра  $^{218}\text{Rn}$ . Волновые функции относительного движения  $\alpha$ -частиц и пар нейтронов, входящие в определение внутренних волновых функций  $\psi_X$  частиц  $X$ , выбирались в осцилляторной форме, их размерный параметр равнялся  $\hbar\omega_X$ . Результаты расчетов интегралов  $\mathcal{Y}_X$  для различных  $X$ , проведенные с использованием ЭВМ, представлены в табл. 7.

Таблица 7. Изменение интеграла перекрытия по мере усложнения вылетающего кластера

$X$	$\mathcal{Y}_X$	$X$	$\mathcal{Y}_X$
$^8\text{Be}$	$1,09 \cdot 10^{-2}$	$^{26}\text{Ne}$	$1,5 \cdot 10^{-15}$
$^{12}\text{C}$	$0,92 \cdot 10^{-4}$	$^{28}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-15}$
$^{14}\text{C}$	$0,77 \cdot 10^{-6}$	$^{30}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-17}$
$^{16}\text{O}$	$0,67 \cdot 10^{-6}$	$^{32}\text{Si}$	$1,5 \cdot 10^{-17}$
$^{20}\text{Ne}$	$0,89 \cdot 10^{-8}$	$^{34}\text{Si}$	$1,5 \cdot 10^{-19}$
$^{22}\text{Ne}$	$0,34 \cdot 10^{-10}$	$^{40}\text{Ca}$	$4,1 \cdot 10^{-20}$
$^{24}\text{Ne}$	$0,24 \cdot 10^{-12}$		

Представленный формализм легко развить и для кластеров  $X$ , принадлежащих к ядрам ( $s-d$ )-оболочки. Единственная модификация его связана с тем, что набор квантовых чисел, характеризующих функцию  $\psi: N [f] LS$ , оказывается недостаточным, вследствие чего необходимо ввести в этот набор  $SU(3)$ -индекс ( $\lambda\mu$ ) и записать формулу (32) в представлении  $SU(3)$ . При этом вывод формул, приведенный выше для кластера  $p$ -оболочки, становится весьма громоздким из-за присутствия в них большого количества коэффициентов Клебша — Гордана группы  $SU(3)$ . Итоговое выражение для  $W_X$  совпадает с (46) с заменой  $a_0 \rightarrow a'_0$ , где

$$a_0'^2 = a_0^2 \langle (n_5 0) 0 (n_6 0) 0 | (\lambda_5 \mu_5) 0 \rangle^2 \prod_{j_2=5}^{\beta+\gamma-1} \langle (\lambda_{j_2} \mu_{j_2}) 0 (n_{j_2+2} 0) 0 | \times \\ \times | (\lambda_{j_2+1} \mu_{j_2+1}) 0 \rangle, \quad (48)$$

а интегралы перекрытия  $\langle (\lambda_1 \mu_1) l_1 (\lambda_2 \mu_2) l_2 | (\lambda \mu) l \rangle$  — коэффициенты Клебша — Гордана группы  $SU(3)$ . В дополнение к приближениям, обсуждавшимся выше, вывод формулы (48) содержит еще одно приближение: компоненты, связанные с  $l_j \neq 0$  или  $L_j \neq 0$ , игнорируются. Прямой расчет для  $X = ^{24}\text{Mg}$  показывает, что вклад их в  $W_X$  достаточно мал. Величины  $a_0'^2$  также приведены в табл. 6.

Появление в окончательном выражении для спектрофактора  $W_X$  произведения достаточно большого числа коэффициентов Клебша — Гордана группы  $SU(3)$  приводит к тому, что один из его множителей, имеющих для легких кластеров тенденцию к возрастанию с ростом массы  $A_X$ , начинает убывать, что должно серьезно сказаться на общем ходе зависимости спектроскопических факторов  $W_X(A_X)$ . Отметим дополнительно, что использование схемы  $j-j$ -связи, более точной, чем используемая схема  $SU(3)$  для кластеров с массой  $A_X > 28$ , приведет к уменьшению значений  $a_0^2$ , но, поскольку перекрытие функций этих схем  $\langle \psi_X^{SU(3)} | \psi_X^{jj} \rangle$  достаточно велико, уменьшение не играет существенной роли и в данной работе не принято во внимание.

Формула (46) позволяет провести расчет оболочечных спектроскопических факторов частиц  $X$ , используя в качестве  $W_\alpha$  экспериментальные оболочечные спектроскопические факторы  $\alpha$ -частиц. Эти величины  $W_\alpha^{\text{эксп}}$  можно рассчитать по формуле:

$$W_\alpha = W_\alpha^{\text{exp}} \left( \frac{A}{A-4} \right)^{-N_\alpha} \eta_\alpha^2, \quad (49)$$

связанной с представлением о близости кластерных и оболочечных спектроскопических факторов  $\alpha$ -частиц. Если учесть, что для всех четно-четных ядер с  $A=212 \div 240$  фактор  $\left( \frac{A}{A-4} \right)^\alpha \approx 1,5$ , а экспериментальные  $\alpha$ -частичные кластерные спектроскопические факторы  $W_\alpha^{\text{exp}}$  имеют диапазон значений  $10^{-2,4} \div 10^{-2,2}$ , то экспериментальные значения факторов (49)  $W_\alpha$  оказываются достаточно близкими ( $10^{-2,6} \div 10^{-2,4}$ )  $\eta_\alpha^2$  и поэтому ниже для их оценки можно использовать значения  $W_\alpha \simeq 10^{-2,5} \eta_\alpha^2$ . Для величин  $W_{2n}$  использовалась теоретическая оценка  $W_{2n}^{\text{exp}} = 10^{-0,2}$ , хорошо согласующаяся с экспериментальным значением  $W_\alpha^{\text{exp}}$ . Величины  $\eta_\alpha^2$  оказываются близкими для всех кластеров  $X \geq 12$  и для  $\hbar\omega_\alpha = \hbar\omega_{1^1_0}$  имеют значение  $\eta_\alpha^2 \simeq 2,7$ ,  $\eta_{2n}^2$  близки к единице.

Следует отметить, что в случае распада родительских ядер с  $N \geq 136$  при переходе в область дочерних ядер с  $N \geq 126$ , как правило, равновесные деформации  $\beta_{20}$  родительских ядер ( $0,15 \leq \beta_{20} \leq 0,20$ ) заметно отличаются от равновесных деформаций  $\beta_{20}$  ( $\beta_{20} = 0$ ) дочерних ядер, форма которых оказывается сферической. В принципе, в модели  $S_p(2, R)$ , близкой к простой оболочечной модели можно рассчитать фактор запрета  $\gamma_0^2$  в оболочечном спектроскопическом факторе  $W_X$ , связанный с учетом изменения формы ядер при испускании частицы  $X$ .

Для указанных выше деформаций фактор запрета оказывается близким к 0,1. Например, при переходе родительского ядра с  $\beta_{20} = 0,20$  в дочернее ядро  $^{208}\text{Pb}$  ( $\beta_{20} = 0$ ) с испусканием фрагмента  $X$  величина  $\gamma_0^2 = 0,041$ . Однако при использовании для  $W_\alpha$  в (46) экспериментальных значений оболочечных  $\alpha$ -частичных спектроско-

пических факторов  $W_{\alpha}^{\text{exp}}$  (49) учета фактора  $\gamma_0^2$  делать не следует, поскольку он автоматически учитывается в величинах  $W_{\alpha}^{\text{exp}}$ .

Важнейшей чертой обсуждаемого в настоящей работе механизма тяжелой кластерной радиоактивности является наличие яркого эффекта сверхтекучего усиления. Он определяет доминирующий вклад в спектроскопический фактор функций пар нейтронов (протонов) с суммарным моментом, равным нулю. Причем, как указано выше, коэффициент усиления  $k_X \simeq 30$  на пару нуклонов при переходе в выражениях для спектроскопических факторов бинейтронов (бинпротонов) от оболочечной модели, не учитывающей корреляций, к сверхтекучей. При этом коэффициент увеличения спектрофактора  $\alpha$ -частицы

$$k = \frac{W_{2p}^{\text{sc}} W_{2n}^{\text{sc}}}{W_{2p}^{\text{об}} W_{2n}^{\text{об}}} \simeq 10^3$$

в ядрах с  $A - X \sim 208$ . Поскольку влиянием сверхтекучих свойств ядра на остальные величины в выражении (46) можно пренебречь, спектроскопический фактор  $W_X$  при переходе  $0^+ \rightarrow 0^+$  испытывает усиление за счет входящих в него  $W_{\alpha^-}$  и  $W_{2n}$ -множителей.

Несмотря на то что в модели оболочек, не учитывающей нуклон-нуклонных корреляций сверхтекучего типа, формула (46) не годится для количественных расчетов, можно для иллюстративных целей получить коэффициент усиления  $K_X$  для кластера  $X$ , вводя в (46) значения оболочечных и сверхтекучих спектрофакторов легких кластеров. Результаты такой оценки приведены в табл. 8, которая де-

Таблица 8. Изменение коэффициента усиления  $K_X$  вероятности формирования кластера по мере его усложнения

$X$	$K_X$	$X$	$K_X$
${}^8\text{Be}$	$8 \cdot 10^5$	${}^{22}\text{Ne}$	$2 \cdot 10^{16}$
${}^{12}\text{C}$	$7 \cdot 10^8$	${}^{24}\text{Ne}$	$5 \cdot 10^{17}$
${}^{14}\text{C}$	$10^{10}$	${}^{28}\text{Mg}$	$5 \cdot 10^{20}$
${}^{16}\text{O}$	$7 \cdot 10^{11}$	${}^{34}\text{Si}$	$1 \cdot 10^{25}$
${}^{20}\text{Ne}$	$6 \cdot 10^{14}$	${}^{40}\text{Ca}$	$3 \cdot 10^{29}$

монстрирует чрезвычайно большой масштаб эффекта. Заметим, что учет сверхтекучих корреляций позволяет практически полностью снять для частиц массы  $X \leq 40$  структурный запрет [70] на формирование из нуклонов одной главной оболочки достаточно тяжелой частицы  $X$  в основном состоянии.

Результаты расчета оболочечных спектроскопических факторов  $W_{\alpha}^{\text{об}}$  тяжелых кластеров  $p$ - и  $s$  —  $d$ -оболочки приведены в табл. 9 вместе с  $W_X^{\text{cl}}$ , рассчитанными с использованием потенциала [65].

Таблица 9. Сравнение оболочечных  $W_X^{об}$  и экспериментальных  $W_X^{exp}$  спектроскопических факторов

$X$	$W_X^{об}$	$W_X^{exp}$ (родитель-ское ядро)	$X$	$W_X^{об}$	$W_X^{exp}$ (родитель-ское ядро)
$^8\text{Be}$	6,6(-7) *	—	$^{28}\text{Mg}$	1,5(-21)	2,0(-22)
$^{12}\text{C}$	1,4(-9)	—			( $^{234}\text{U}$ )
$^{14}\text{C}$	5,9(-11)	2,0(-10) **			6,1(-22)
$^{16}\text{O}$	3,2(-12)	—			( $^{236}\text{Pu}$ )
$^{20}\text{Ne}$	1,3(-14)	—			4,6(-21)
$^{22}\text{Ne}$	1,1(-16)	—	$^{30}\text{Mg}$	5,7(-24)	( $^{238}\text{Pu}$ )
$^{24}\text{Ne}$	7,0(-19)	7,1(-19) ( $^{232}\text{U}$ )	$^{32}\text{Si}$	5,1(-25)	—
		7,8(-18) ( $^{234}\text{U}$ )	$^{34}\text{Si}$	5,0(-27)	2,1(-24)
		—	$^{40}\text{Ca}$	6,0(-33)	( $^{238}\text{Pu}$ )
$^{26}\text{Ne}$	2,8(-21)	—			—

\* Знак (-n) означает  $10^{-n}$ .  
 \*\* Среднее по  $^{222}\text{Ra}$ ,  $^{224}\text{Ra}$  и  $^{226}\text{Ra}$ .

С учетом рассмотренных выше неопределенностей величин  $W_X^{cl}$  согласование между ними и значениями  $W_X^{об}$  представляется вполне удовлетворительным. Однако этому нельзя придавать абсолютного смысла, так как выбор другого потенциала  $V_{XA}^{nuc}$  увеличит  $W_X^{cl}$  и нарушит полученное согласие. В то же время тенденция изменения обеих величин с изменением  $A$  и  $X$  оказывается очень похожей, что позволяет использовать полученные результаты с потенциалом из [65] для предсказаний ширины кластерной радиоактивности на широком диапазоне масс  $A$  и  $A_X$ .

Таблица 9 показывает феноменологический масштаб разброса величин  $W_X^{cl}$  для фиксированного кластера, испускаемого различными четно-четными ядрами:  $10^1$  — для  $^{24}\text{Ne}$  и  $2,3 \cdot 10^1$  — для  $^{28}\text{Mg}$ , а также достоверное падение  $W_X^{cl}$  в нечетных ядрах. Этот факт является еще одним следствием эффекта сверхтекучего спаривания, с помощью которого естественно объясняется существование среди распадов ядер с испусканием тяжелых фрагментов переходов различной степени разрешенности. Переходы нулевого порядка, которые в теории  $\alpha$ -распада называются облегченными, соответствуют спариванию всех нейтронов и протонов в отделяемом ядре. Переходы запрещенности первого порядка возникают, когда моменты родительского и дочернего ядер не равны друг другу ( $J_i \neq J_f$ ), что соответствует распариванию одной нейтронной или протонной пары. При этом фактор запрета  $F \leq K_{2n} \simeq 30$ . Переходы второго порядка связаны с двумя распаренными парами и характеризуются факторами запрета  $F \leq (K_{2n})^2 \simeq 10^3$ . Эту иерархию переходов можно продолжить до случая, когда порядок запрета равен  $A_X/2$ .

Теоретические оценки факторов подавления  $F_{Xc}^{th}$  для кластерных распадов с вылетом  $^{14}C$  и  $^{24}Ne$  в случае  $J_i \neq J_f$  получены в работе [73] в диагональном приближении. Поэтому представленные в табл. 10 значения  $F_{Xc}^{th}$  могут служить верхними границами факторов запрета

Таблица 10. Сравнение теоретических  $F_{Xc}^{th}$  и экспериментальных  $F_{Xc}^{exp}$  факторов запрета кластерного распада нечетных родительских ядер

Родительское ядро ( $J_i^{\pi_i}$ )	Дочернее ядро ( $J_f^{\pi_f}$ )	Испускаемый кластер	$\bar{F}_{Xc}^{exp}$	$F_{Xc}^{th}$
$^{223}Ra (1/2^+)$	$^{209}Pb (9/2^+)$	$^{14}C$	84	360
$^{231}Pa (3/2^-)$	$^{207}Tl (1/2^+)$	$^{24}Ne$	13	50
$^{233}U (5/2^+)$	$^{202}Pb (9/2^+)$	$^{24}Ne$	103	160

та. С учетом сказанного можно констатировать, что обсуждаемый теоретический подход удовлетворительно воспроизводит четно-нечетные эффекты в кластерном распаде без введения подгоночных параметров. Заканчивая обсуждение результатов расчетов спектроскопических факторов кластерного распада, уместно упомянуть, что впервые такая схема была развита и реализована в работах [74 — 76]. Интересно отметить, что структура величин  $W_X^{06}$  (46) отличается от феноменологической формулы (17). В (46) кроме произведений спектроскопических факторов  $\alpha$ -частиц входят факторы, имеющие различное поведение с увеличением массы кластера. С этой точки зрения простой и наглядной структуре спектроскопического фактора, введенного в [56], трудно дать микроскопическое обоснование.

Попытка вычисления спектроскопических факторов кластеров, использующая развитую еще на заре кластерной физики технику коэффициентов Тальми — Мошинского, сделана в работе [77]. Представлены расчетные формулы, для  $X = ^{12}C, ^{16}O$ . Громоздкость аппарата не позволила провести расчеты даже для кластеров из  $p$ -оболочки в простой оболочечной модели родительского ядра.

Несколько отличный от формализма работ [74, 75], но базирующийся на таких же предпосылках подход к расчету ширины распада ядра с испусканием кластера  $^{14}C$  развит в [78]. Главное отличие для развитой в ней теоретической схемы — использование введенного в работах [79, 80] «нового» определения спектроскопического фактора и кластерного формфактора. Новый оболочечный формфактор  $\Phi_{Xc}^{\prime 06}(R)$  получается из традиционного с помощью выражения

$$\Phi_{Xc}^{\prime 06}(R) = [1 - K(R, R')]^{-1/2} \Phi_{Xc}^{06}(R), \quad (50)$$

где  $K(R, R')$  — обменное ядро интегрального уравнения модели резонирующих групп [81]. С теоретической точки зрения новая версия более корректно учитывает обмен нуклонами между фрагмента-



ми распада в выходном канале. Отношение нового  $W_X^{\text{нов}}$  и традиционного спектроскопических факторов в схеме пионерских работ [82]  $W_X^{\text{нов}}/W_X$  оказалось равным  $3 \cdot 10^2$  — для  $\alpha$ -распада [80] и  $4 \cdot 10^8$  — для  $^{14}\text{C}$ -распада [78]. Это, естественно, вынудило авторов [80] использовать волновые функции родительского и дочернего ядер, приводящие к весьма малым масштабам эффектов смешивания конфигураций за счет сверткекучего спаривания. Вследствие этого при хорошем количественном описании облегченных  $\alpha$ -переходов возникают трудности с описанием полу- и необлегченных  $\alpha$ -переходов. В некоторых ядрах ( $^{209}\text{Po}$ ,  $^{211}\text{Rn}$ ,  $^{213}\text{Ra}$ ) даже в модели без смешивания конфигураций ширины  $\alpha$ -распада, рассчитанные в новой схеме, оказываются примерно в 60 раз выше экспериментальных. Можно было бы назвать и некоторые другие возникающие в рассматриваемой схеме проблемы.

Причиной их может являться либо метод [80] поиска эквивалентного потенциала взаимодействия фрагментов в выходном канале, отвечающего требованию гладкой шивки оболочечного и кластерного формфакторов, либо существенное влияние на результаты расчетов пренебрежения связью с каналами, отвечающими возбужденным состояниям фрагментов. Возвращение к обычной  $R$ -матричной схеме с новым спектрофактором в работе [82] привело к резкому понижению отношения ширин  $\alpha$ -распада в новой и старой схемах:  $\lambda'_\alpha/\lambda_\alpha$  порядка нескольких раз, т. е. в этом случае различие схем оказывается в пределах их теоретической точности.

В то же время расчет в новой схеме ширин процессов кластерной радиоактивности представляется очень важным ввиду того, что большие различия в результатах могут, в принципе, привести к однозначному выбору какой-либо схемы. В работе [78] использовался потенциал между фрагментами из [55]. Смешивание конфигураций учитывалось в  $1 h_{9/2}$ - и  $2 f_{7/2}$ -оболочках для протонов и  $2 g_{9/2}$ ,  $3 d_{5/2}$ ,  $1 i_{11/2}$  — для нейтронов. Масштаб усиления оказался при этом  $k^2 = 5$  для одной  $\alpha$ -частицы. Отдачей на центр масс пренебрегалось. В работе [78] подробно обсуждаются неопределенности расчетов. В некоторых случаях их оценка представляется излишне оптимистической. Вычислительные методы работы [78] позволили провести расчет лишь для исследуемого ядра  $^{14}\text{C}$ . В то же время в ней предложена формула параметризации спектроскопического фактора  $S(^{14}\text{C}) \sim [S(\alpha)]^{14/4}$ , использованная в слегка модифицированном виде [56] (см. выше).

Схема, где кластерный формфактор вычисляется с помощью решения неоднородного двухтельного уравнения Шредингера, причем в качестве функции источника используется оболочечный формфактор, в приложении к кластерной радиоактивности, развита в работе [83]. Методы вычисления оболочечных формфакторов, примененные в [83], вызывают, однако, определенные вопросы, в связи с чем результаты этой работы ниже подробно не обсуждаются.

Связь канала, содержащего невозбужденные фрагменты, с другими каналами за счет специально выбранного взаимодействия, исследо-

вана в [84, 85]. Теория возмущений, использованная в первой из них, дает усиление распада с вылетом  $^{14}\text{C}$  за счет связи каналов более чем на порядок. Точное решение системы уравнений в [85] показало, что этот фактор значительно меньше и близок в данном случае к единице. Результаты работы [85] относятся, однако, к области энергий более высоких, чем характерные для кластерной радиоактивности. В этом смысле выводы [85] нельзя считать окончательными. Тем не менее отметим, что понижение энергии снижает и коэффициент усиления за счет связи каналов.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ПЕРСПЕКТИВ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ И ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

В табл. 11 собраны результаты теоретических работ, обсуждавшихся выше. Здесь же для удобства сравнения приведены экспериментальные периоды полураспада и энергии вылетающих кластеров. Последние четко показывают, в каких случаях эксперимент не дискриминирует тип кластера. С прагматической точки зрения наилучшее описание экспериментальных данных дают работы [23, 29, 47, 56], подробно рассмотренные выше и исповедующие альтернативные подходы. Однако с точки зрения физики изучаемого распада интереснее представляется вполне удовлетворительное согласие с экспериментом, с одной стороны, результатов работы [36], где, по-видимому, наиболее последовательно проведена делительная идеология, и, с другой стороны, результатов работы [78], а также авторов настоящего обзора (см. также их более ранние расчеты [74 — 76]), в которых факторы формирования кластеров вычислены микроскопически на основе учета структуры участвующих в процессе ядер и аналогии с  $\alpha$ -распадом.

Исходя из полученного согласия нельзя, по-видимому, на данном этапе исследований сделать однозначного вывода о механизме кластерного распада.

Правда, картина неадиабатического формирования кластера в распадающемся ядре кажется более обещающей, разнообразной. В ней находят естественное объяснение четно-нечетные эффекты, легко интерпретируются успех простых систематик периодов кластерного распада и отсутствие жесткой связи между выходами осколков обычного «статистического» деления и выходом кластеров с  $E \simeq Q_x$ . Остановимся на последнем обстоятельстве более подробно. На рис. 18 схематически показаны в единой шкале экспериментальные выходы  $\alpha$ -частиц, кластеров  $^{14}\text{C}$  из ядер  $\text{Ra}$ ,  $^{24}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Mg}$  из  $^{234}\text{U}$ , а также осколков деления. Видно, что если кластеры и осколки деления формируются в процессе преодоления деформационного барьера, то барьеры эти для них существенно различаются.

Недавно были опубликованы результаты работы [86], в которой одновременно изучалась реакция  $^{233}\text{U} (n_{\text{th}}, ^{24}\text{Ne})$  и  $^{233}\text{U} (n_{\text{th}}, f)$  на

Таблица 11. Сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных логарифмов периодов кластерного распада  $T_{1/2}$

Вид распада	$E_{\kappa}$ , МэВ	Теоретические значения $\lg(T_{1/2}, c)$ по данным различных работ										Экспериментальные значения $\lg(T_{1/2}, c)$
		[47]	[36]	[23]	[41]	[56]	[50]	[78]	[37]	[57]	Настоящая работа	
$^{221}\text{Fr}$ (14C)	29,28	14,4	16,0	15,2	16,0	15,5	—	—	—	14,6	16,2	$> 15,8$
$^{221}\text{Ra}$ (14C)	30,34	14,3	—	14,1	14,8	14,2	12,6	—	—	13,8	15,0	$> 14,4$
$^{223}\text{Ra}$ (14C)	30,97	11,2	13,4	11,2	11,6	11,8	11,2	13,1	—	12,2	11,8	$11,0 \pm 0,06$
$^{223}\text{Rn}$ (14C)	29,85	15,2	15,7	15,0	15,7	15,1	14,1	15,2	—	15,7	16,0	$15,2 \pm 0,05$
$^{224}\text{Ra}$ (14C)	28,63	15,9	18,2	16,0	16,8	16,2	15,0	16,9	—	16,6	16,6	$15,9 \pm 0,12$
$^{225}\text{Ac}$ (14C)	28,57	17,8	—	18,7	19,7	18,6	—	—	—	—	19,7	$> 18,3$
$^{226}\text{Ra}$ (14C)	26,46	21,0	23,2	21,0	22,2	21,1	21,2	21,2	—	21,2	21,6	$21,2 \pm 0,2$
$^{231}\text{Pa}$ (23F)	46,68	25,9	—	26,0	25,5	—	—	—	—	—	—	$> 25,4$
$^{230}\text{Th}$ (24Ne)	51,75	25,3	26,2	24,8	24,9	24,8	21,2	—	—	—	25,6	$24,6 \pm 0,07$
$^{232}\text{Th}$ (26Ne)	49,70	29,5	30,6	29,1	28,4	27,9	—	—	—	—	30,4	$> 27,9$
$^{231}\text{Pa}$ (24Ne)	54,14	23,4	23,5	23,7	23,5	23,4	19,3	—	23,1	23,4	24,4	$23,4 \pm 0,08$
$^{232}\text{U}$ (24Ne)	55,86	20,8	22,0	20,7	20,0	20,8	16,5	—	20,5	24,1	24,1	$21,0 \pm 0,1$
$^{233}\text{U}$ (24Ne)	54,27	24,8	24,5	24,9	24,8	25,4	21,3	—	23,0	25,6	25,6	$24,9 \pm 0,15$
$^{233}\text{U}$ (25Ne)	54,32	25,0	24,7	25,1	24,4	—	—	—	—	—	—	$25,3 \pm 0,05$
$^{234}\text{U}$ (24Ne)	52,81	26,1	27,0	25,8	25,7	25,6	—	—	—	—	26,0	$25,7 \pm 0,06$
$^{234}\text{U}$ (26Ne)	52,87	26,3	27,5	26,2	26,0	26,4	—	—	—	24,7	—	$> 27,2$
$^{234}\text{U}$ (28Mg)	65,26	25,8	26,5	25,4	25,7	25,4	—	—	—	—	25,4	$> 21,7$
$^{237}\text{Np}$ (30Mg)	65,52	27,5	27,8	28,3	27,7	29,9	—	—	—	—	26,0	$25,7 \pm 0,25$
$^{236}\text{Pu}$ (28Mg)	70,22	21,0	22,1	—	—	—	—	—	21,0	—	—	$> 21,7$
$^{238}\text{Pu}$ (28Mg)	67,32	25,7	26,5	25,9	24,6	25,8	—	—	—	—	—	$25,3 \pm 0,16$
$^{238}\text{Pu}$ (30Mg)	67,00	26,0	26,8	25,5	—	26,9	—	—	—	—	25,9	$> 25,3$
$^{238}\text{Pu}$ (28Si)	78,95	25,1	26,4	25,7	—	25,7	—	—	—	—	28,0	$> 25,3$
$^{241}\text{Am}$ (24Si)	80,60	24,5	25,6	26,5	26,2	28,8	16,3	—	—	—	—	$> 25,3$
$\sigma \lg T_{1/2}$		0,45	1,4	0,26	0,7	0,35	3,0	1,3	—	0,9	0,7	

\* Среднеквадратичное отклонение теоретических оценок от экспериментальных результатов.

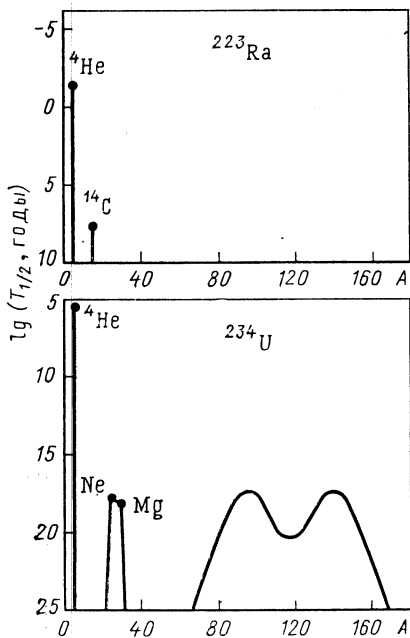


Рис. 18. Сравнение вероятностей различных видов радиоактивного распада ( $\alpha$ -распад, эмиссия кластеров, спонтанное деление) для ядер  $^{223}\text{Ra}$  и  $^{234}\text{U}$

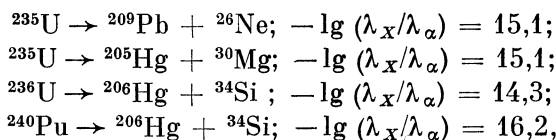
тепловых нейтронах. На уровне  $10^{-9}$  к бинарному делению выход ядер  $\text{Ne}$  с кинетической энергией  $E_{\text{кин}} \approx Q_{24\text{Ne}}$  не наблюдался, а ядра  $\text{Ne}$  с  $E_{\text{кин}} \sim Q_{\text{Ne}}/2$  наблюдались за счет тройного деления. Опыт изучения деления показывает, что форма массового распределения осколков спонтанного деления и из реакции ( $n_{\text{th}}, f$ ) меняется слабо. Поэтому, экстраполируя результаты [86] на случай спонтанного деления компаунд-ядра  $^{234}\text{U}$ , следовало бы ожидать выход холодных  $^{24}\text{Ne}$  и  $^{210}\text{Pb}$  на уровне заведомо ниже  $10^{-8}$  относительно деления ввиду уменьшения отношения  $Q_X/B_X^{\text{coul}}$ . Однако эксперимент дает примерно равные выходы осколков и ядер  $\text{Ne}$  (см. рис. 18). Это указывает, что прямое распространение концепции деления на кластерный распад может быть неправомерным. С этим выводом согласуются и представленные в настоящем обзоре систематики экспериментальных данных по вероятности кластерного распада.

Экспериментальная чувствительность регистрации кластеров в настоящее время позволяет регистрировать эффект вплоть до  $\lambda_{\text{cl}}/\lambda_{\alpha} \sim \sim 10^{-16}$ . Главным направлением экспериментальных исследований было и до сих пор остается изучение ширин кластерной радиоактивности  $\Gamma_X$  в зависимости от массового числа кластера  $X$  и, соответственно, вследствие условия  $A_i - A_X \approx 208$ , от массового числа родительского ядра  $A_i$ . Все теоретические и феноменологические схемы, а также экстраполяция экспериментальных данных предсказывают с ростом  $X$  падение отношения  $\lambda_X/\lambda_{\alpha}$ , однако скорость падения в различных схемах не одинакова. Представляется интересным постановка опытов по наблюдению кластерного распада с вылетом  $^{48}\text{Ca}$ . Наиболее перспективным с экспериментальной точки зрения в качестве ядра-излучателя  $^{48}\text{Ca}$  представляется изучение  $^{249}\text{Cf}$ , доступного в массовых количествах порядка миллиграммов. Хотя большинство моделей предсказывает малые значения этого отношения (например, теоретические оценки авторов дают результат  $\lambda_{\text{Ca}}/\lambda_{\alpha} \leq 10^{-30}$ ), даже верхние экспериментальные оценки могут оказаться критическими для отбора части из представленных моделей.

Кроме того, именно здесь, по-видимому, следует искать переходную к делению область.

В [23] в качестве перспектив работы на установке ISOLDE-III в ЦЕРН отмечалась возможность изучения вылета  $^{14}\text{C}$  из нечетно-нечетного ядра  $^{220}\text{Fr}$ ,  $^{12}\text{C}$  из  $^{114}\text{Ba}$  и  $^8\text{Be}$  из  $^{186}\text{Bi}$ . За исключением первого варианта, наработка столь нейтронно-дефицитных ядер в количествах около  $10^{10}$  ядер представляется весьма проблематичной.

Важную информацию для анализа возникновения факторов запрета в кластерном распаде для нечетного родительского ядра может дать повышение чувствительности на два-три порядка по сравнению с достигнутой в уже проведенных опытах по изучению распада  $^{237}\text{Np}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{231}\text{Pa}$ . В случае  $^{233}\text{U}$  можно надеяться раздельно наблюдать распад с вылетом не только  $^{24}\text{Ne}$ , но и  $^{25}\text{Ne}$ . В случае  $^{231}\text{Pa}$  возможно наблюдение распада с образованием, кроме  $^{24}\text{Ne}$  как основной ветви, также и  $^{23}\text{Ne}$ . Реально существенное повышение чувствительности в изучении распада четно-четных ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , для которых пока установлены только границы кластерного распада. Приведем в качестве предсказаний значения  $\lambda_X/\lambda_\alpha$ , получающиеся в теоретических работах авторов:



т.е. наблюдение актов распада не является безнадежным.

Важным с точки зрения выбора теоретических моделей, наиболее адекватно трактующих кластерный распад, представляются опыты по поискам кластерного распада на возбужденные уровни дочернего ядра. Эти эксперименты, требующие энергетического разрешения  $\ll 1$  МэВ, возможны, по-видимому, лишь с помощью электронных методик или магнитных спектрографов. При этом нужны источники с высокой удельной активностью и малой площадью, что возможно лишь для относительно короткоживущих ядер. Возможно, оптимальным вариантом является здесь опять же  $^{223}\text{Ra}$  при распаде с испусканием  $^{14}\text{C}$  на первые возбужденные уровни в  $^{209}\text{Pb}$ .

Изменение ширины  $\Gamma_X$  такого перехода по сравнению с шириной перехода между основными состояниями является результатом не только изменения проницаемости барьера, но и изменения фактора запрета  $F$ . Поскольку относительное изменение проницаемости слабо зависит от выбора потенциала взаимодействия, а влияние изменения центробежного барьера для кластерной радиоактивности пренебрежимо мало, измерения распада на возбужденное состояние напрямую определяют факторы запрета. Кроме того, они служат хорошим тестом для отбора моделей, сильно отличающихся толщиной барьера, т.е. адиабатических и неадиабатических. Весьма интересно было бы исследовать облегченный переход нечетного родительского ядра с

испусканием четно-четного кластера на нечетное дочернее ядро с моментом  $J_f = J_i$ . Если при этом фактор запрета, в отличие от переходов на другие уровни, окажется малым ( $\sim$  несколько раз), это будет серьезным доказательством неадиабатического механизма формирования кластера, так как для «делительного» механизма четно-нечетные эффекты можно связать лишь с изменением барьера — они практически не зависят от момента  $J_f$ .

Теоретические предсказания характеристик переходов на различные состояния ядра  $^{209}\text{Pb}$  в распаде  $^{223}\text{Ra}$  ( $J^\pi = 1/2^+$ )  $\rightarrow$   $^{14}\text{C}$  даны в работе [89]. Расчеты проведены в предположениях, аналогичных использованным в работе [73]. Полученные результаты показывают, что факторы подавления сильно зависят от квантовых характеристик состояний конечного ядра.

Во время работы над обзором появилось сообщение [90]. В нем обсуждаемая тонкая структура распада  $^{223}\text{Ra}$  была подтверждена экспериментально. Фактор запрета для переходов на два первых возбужденных уровня ( $J_f^\pi = 11/2^+$  и  $15/2^-$ ) оказался  $\sim 2 - 5$ , а для перехода на основной — больше 500. Первое значение  $F_{Xc}^{\text{exp}}$  характерно для облегченных, второе — для полублегченных и необлегченных  $\alpha$ -переходов. Результат [90] дает, на наш взгляд, решающее подтверждение аналогии между механизмами  $\alpha$ -распада и распад с испусканием более тяжелых кластеров.

При переходе к высоковозбужденным состояниям родительского ядра механизм распада меняется [74]. Ввиду того что потенциальный барьер для  $\alpha$ -частицы много толще, чем для кластеров, выигрыш в проницаемости в последнем случае заметно меньше.

Соответственно наблюдение тяжелых частиц в таких процессах представляется проблематичным. Это подтверждается работой [88]. Подробное обсуждение этих вопросов вывело бы нас далеко за рамки избранной темы.

С точки зрения развития теории кластерного распада весьма существенными явились бы следующие результаты. В теории адиабатического формирования кластера требуется учесть оболочечные поправки при вычислении потенциальных поверхностей и поверхностей массовых параметров. Важно также перейти к решению уравнения Шредингера в пространстве коллективных переменных, достаточных для описания эволюции системы вдоль траектории, соответствующей минимуму интеграла действия.

В моделях неадиабатического формирования кластеров требуется развитие теории факторов запрета на случай, когда родительское и дочернее ядра существенно отличаются деформацией. Не менее важно и определение масштаба усиления вероятности кластерного распада за счет обмена нуклонами в выходном канале [84] при учете связи каналов за счет нецентрального взаимодействия. Необходимы и некоторые уточнения влияния изменений размеров  $\alpha$ -частицы и кластеров при учете сверхтекучих корреляций в  $pp$ - и  $nn$ -парах в родительском ядре.

Важным теоретическим аргументом при определении механизма кластерной радиоактивности могло бы явиться создание гибридного формализма, учитывающего как адиабатическую деформацию, так и фактор формирования (оболочечный спектроскопический фактор) ядра такой формы. Такой подход даст возможность зафиксировать определенное состояние системы в выходном канале и может претендовать на описание как кластерного распада, так и холодного деления.

В целом экспериментальное обнаружение кластерной радиоактивности дало существенно новый импульс развитию теоретических представлений о механизмах перестройки ядра в процессах радиоактивного распада.

Авторы благодарны Ю. Ц. Оганесяну, Г. Н. Флёрову, оказывавшим постоянную поддержку и проявлявшим живой интерес к работе, В. П. Бугрову, Ю. С. Короткину, И. А. Лебедеву, Б. Ф. Мясоедову, А. Сандулеску, Г. А. Тимофееву, Д. Хашегану, В. Г. Чумину, в сотрудничестве с которыми написаны многие вошедшие в обзор работы, коллективам лаборантов — микроскопистов и циклотрона ЛЯР ОИЯИ, сыгравших важную роль в проведении экспериментов, участникам семинара ЛНФ ОИЯИ, где прошло плодотворное обсуждение теоретической части работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rose H.J., Jones G.A.//Nature. 1984. Vol. 307. P. 245—247.
2. Александров Д. В., Беляцкий А. Ф., Глухов Ю. А. и др.//Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 152—154.
3. Rutherford E.//Phylos. Mag. 1914. Vol. 27. P. 488—498.
4. Трифонов Д. Н. Радиоактивность вчера, сегодня, завтра. М.: Атомиздат, 1966.
5. Шуколюков Ю. А. Деление ядер урана в природе. М.: Атомиздат, 1970.
6. Сандулеску А., Поенару Д. Н. Грайнер В.//ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. Вып. 6. С. 1334—1368.
7. Новацкий Б. Г., Оглоблин А. А.//Вестн. АН СССР. 1988. Т. 4. С. 81—91.
8. Gales S., Hourani E., Hussonnois M.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 759—762.
9. Kutschera W., Ahmad I., Armato III S.G.e.a.//Phys. Rev. C. 1985. Vol. 32. P. 2036—2042.
10. Price P.B., Stevenson J.D., Barwick S.W.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 297—299.
11. Hourani E., Hussonnois M., Stab J.e.a.//Phys. Lett. 1985. Vol. B160. P. 375—379.
12. Sandulescu A., Zamyatnin Yu.S., Lebedev I.A.e.a.//JINR Rapid Comm. N5-84. Dubna, 1984. P. 5—7.
13. Barwick S.W., Price P.B., Stevenson J.D.//Phys. Rev. C31. 1985. Vol. 31. P. 1984—1986.
14. Сандулеску А., Замятнин Ю. С., Лебедев И. А. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 2104—2106.
15. Третьякова С. П., Сандулеску А., Михеев В. Л. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1925—1928.
16. Третьякова С. П., Сандулеску А., Замятнин Ю. С. и др.//Краткие сообщ. ОИЯИ № 7-85. Дубна, 1985. С. 23—26.

17. Price P.V., Barwick S.W.//Particle Emission from Nuclei. Vol. II/Ed. D.N. Poenaru, M.S. Ivuscu. CRC Press, Boca Raton, Florida, 1989. P. 205—231.
18. Александров Д. В., Глухов Ю. А., Никольский Е. Ю. и др.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т. 49. С. 2111—2114.
19. Балыш А. Я., Гуров А. А., Демехин А. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 37—43.
20. Замятнин Ю. С.//Сообщения ОИЯИ Р6-86-821. Дубна, 1986.
21. Wang S., Price P.V., Barwick S.W.e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 2717—2720.
22. Tretyakova S.P., Zamyatnin Yu.S., Kovantsev V.N.e.a. Preprint JINR E7-88-803. Dubna, 1988.
23. Price P.V.//Proc. Intern. Conf. on «Fifty years of research in nuclear fission». Berlin (West), 3—7 April 1989. Nucl. Phys. in press. 1989.
24. Price P. V.//Proc. 5th Intern. Conf. on Nuclei far from stability. Rossean Lake, Ontario, Canada, 1987/Ed. I. S. Towner. N.Y.: American Inst. of Physics, 1988. P. 800—809.
25. Barwick S. W., Ph. D. Thesis University of California at Berkeley, 1986.
26. Tretyakova S. P., Sandulescu A., Mikheev V. L.//JINR Rapid Comm. N 13-85, Dubna, 1985. P. 34—40.
27. Флеров Г. Н., Клочков Д. С., Скобкин В. С., Терентьев В. В.//ДАН. 1958. Т. 118. С. 69—71.
28. Оглоблин А. А., Третьякова С. П., Веников Н. И. и др. Краткие сообщения ОИЯИ № 2 (35)-89. Дубна, 1989. С. 43—46.
29. Poenaru D. N., Greiner W., Depta K. e.a.//Atomic Data Nucl. Data Tables. 1986. Vol. 34. P. 423—538.
30. Paul M., Ahmad I., Kutschera W.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 1980—1982.
31. Moody K. Y., Hulet E. K., Wand S. e.a.//Phys. Rev. 1987. Vol. C36. P. 2710—2712.
32. Barwick S. W., Ravn H. L., Price P. V.//Phys. Rev. 1986. Vol. C34. P. 362—365.
33. Флейшер Р. Л., Прайс П. Б., Уокер Р. М. Треки заряженных частиц в твердых телах: Пер. с англ. Ч. 1. М.: Энергоиздат, 1981.
34. Tretyakova S. P., Apel P., Jolos L. e.a.//Proc. 10th Intern. Conf. on Solid State Nucl. Track Detectors/Eds. Francois H. e.a. Oxford, Pergamon Press, 1980. P. 283—286.
35. Гангрский Ю. П., Далхсурен, Марков Б. Н.//Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986.
36. Пик-Пичак Г. А.//Ядерная физика. 1986. Т. 44. С. 1421—1431.
37. Рубчя В. А., Эйсмонт В. П., Явшиц С. Г.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1016—1020.
38. Рубчя В. А., Явшиц С. Г.//ЯФ. 1984. Т. 40. С. 649—656.
39. Strutinsky V. M.//Nucl. Phys. 1968. Vol. A122. P. 1—18.
40. Shi Yi-Jin, Swiatecki W. J.//Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 300—301.
41. Shi Yi-Jin, Swiatecki W. J.//Nucl. Phys. 1985. Vol. A438. P. 450—460; Ibid. 1987. Vol. A464. P. 205—222.
42. Blocki J., Randrup J., Swiatecki W. J. e.a.//Ann. Phys. 1977. Vol. 105. P. 427—462.
43. Poenaru D. N., Ivascu M. Central Institute of Physics Report NP-39, Bucharest, 1984.
44. Poenaru D. N., Ivascu M., Sandulescu A., Greiner W.//J. Phys. G. 1984. Vol. 10. P. L183—L189.
45. Poenaru D. N., Ivascu M., Sandulescu A. e.a.//Phys. Rev. 1985. Vol. C32. P. 572—581.
46. Perlman I., Rasmussen J. O. Alpha Radioactivity//Handbuch der Physik (herausgegeben von Flügge S.). Berlin — Göttingen — Heidelberg: Springer-Verlag, 1957. Bd 42. S. 109—204.
47. Poenaru D. N., Ivascu M., Mazilu D. e.a. Central Institute of Physics. Report NP-54-86, Bucharest, 1984.



48. Greiner W., Ivascu M., Poenaru D. N. e.a.//Treatise on Heavy Ion Science/ Ed. Bromley. N.Y.: Plenum Press, 1989. P. 343.
49. Gupta R. K., Gilaty S., Malik S. S. e.a.//J. Phys. G. Nucl. Phys. 1987. Vol. 13. P. L27—L31.
50. Kumar F., Puli R. K., Singh S. e.a.//Proc. Intern. Conf. on Fifty years of research in nuclear fission, Berlin (West), 1989. P. 9.
51. Pan Zhengying, Yuan Zhushu, Yang Fuchia//Chinese. Phys. Lett. 1986. Vol. 3. P. 145—148; Shanmugam G., Kamalaharan B.//Phys. Rev. 1988. Vol. C38. P. 1377—1383.
52. Bere Г. А.//Физика ядра. Ч. II. М.: ОГИЗ, 1948. С. 184.
53. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
54. Iriondo M., Jerrestam D., Liotta R. J.//Nucl. Phys. 1986. Vol. A454. P. 252—266.
55. Christensen P. R., Winter A.//Phys. Lett. 1976. Vol. B65. P. 19—22.
56. Blendowske R., Walliser H.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 1930—1933.
57. Грашин А. Ф., Ефименко А. Д.//Ядерная физика. 1986. Т. 43. С. 1330—1331.
58. Кадменский С. Г., Кургалин С. Д., Фурман В. И., Чувильский Ю. М. Препринт ОИЯИ Р4-89-509, Дубна, 1989.
59. Goldberg D. A., Smith S. M.//Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. P. 500—504.
60. Goldberg D. A.//Phys. Lett. 1975. Vol. B55. P. 59—62.
61. Saito S.//Progr. Theoret. Phys. 1969. Vol. 41. P. 705—711.
62. Князьков О. М.//ЭЧАЯ. 1986. Т. 17. Вып. 2. С. 318—359.
63. Perey C. M., Perey R. J.//Atomic Data and Nucl. Data Tables 1976. Vol. 17. P. 1—127.
64. Barrett P., Джексон Д. Размеры и структура ядер: Пер. с англ. Киев: Наукова думка, 1981.
65. Гареев Ф. П., Иванова С. П., Калинин Б. Н.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1968. Т. 32. С. 1690—1702.
66. Becchetti F., Greenless G. W.//Phys. Rev. 1969. Vol. 182. P. 1190—1197.
67. Satchler G. R., Love W. G.//Phys. Rep. 1979. Vol. 55. P. 183—349; Rickertsen L. D., Satchler G. R.//Phys. Lett. 1977. Vol. B66. P. 9—10.
68. Князьков О. М., Hefter E. F.//Z. fur Phys. 1981. Vol. A301. P. 277—282.
69. Satchler G. R.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A329. P. 233—258.
70. Немец О. Ф., Неудачин В. Г., Рудчик А. Т. и др. Нуклонные ассоциации в ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач. Киев: Наукова думка, 1988.
71. Глоzman Л. Я., Чувильский Ю. М.//Проблемы физики атомного ядра и космических лучей. Харьков: Изд. ХГУ, 1986. Т. 26. С. 43—49.
72. Glozman L. Ya., Tchuvil'sky Yu. M.//J. Phys. G. 1983. Vol. 9. P. 1033—1045.
73. Бугров В. П., Кадменский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М.//Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Л.: Наука, 1988. С. 474.
74. Кадменский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М. Сообщение ОИЯИ Р4-85-368. Дубна, 1985.
75. Кадменский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М.//Международная школа по структуре ядра. Алушта, 1985. Д4-85-851. Дубна, 1985. С. 985—998.
76. Кадменский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. С. 1786—1795.
77. Florescu A., Holan S., Sandulescu A.//Rev. Romn. Phys. 1988. Vol. 33. P. 131—143.
78. Blendowske R., Fliessbach T., Walliser H.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A464. P. 75—89.
79. Feschbach H., Herman A. K., Lemmer R. N.//Ann. Phys. 1967. Vol. 41. P. 230—286.
80. Fliessbach T., Wang H. J.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A263. P. 75—85.
81. Вильдермут Р., Тан Я. Единая теория ядра: Пер. с англ. М.: Мир, 1980.

82. Tonozuka I., Arima A.//Nucl. Phys. 1979. Vol. A323. P. 45—90.
83. Ivascu M., Silisteanu I.//Nucl. Phys. 1988. Vol. A485. P. 93—110.
84. Landowne S., Dasso C. H.//Phys. Rev. 1986. Vol. C33. P. 387—389.
85. Тараканов А. В., Шилов В. М. Сообщение ОИЯИ P7-87-482. Дубна, 1987.
86. Börfig B., Geltenbort P., Gönnewein F. e.a.//Proc. Intern. Conf. on «Fifty years of research in nuclear fission». Berlin (West), 1989. P. 10.
87. Lazarev Yu. A., Oganessian Yu. Ts., Shirokovski I. V. e.a. Europhysics Lett. 1987. Vol. 4. P. 893—898.
88. Гангрский Ю. П., Христов Х. Г., Васько В. М.//ЯФ. 1986. Т. 44. С. 294—297.
89. Бугров В. П., Кадменский С. Г., Фурман В. И., Чувильский Ю. М.//Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра. Л.: Наука, 1987. С. 439.
90. Brillard L., Elani A. G., Hourani E.//Proc. Intern. School-Seminar on Heavy-Ion Phys. Dubna. JINR. 1989. P. 112.