
ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ATOMIC NUCLEUS AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS

УДК 530.17,539.143

СПОНТАННЫЕ И ВЫНУЖДЕННЫЕ РАСПАДЫ АТОМНЫХ ЯДЕР, РЕАЛИЗУЮЩИЕСЯ В ДВА ЭТАПА

В. С. ОКУНЕВ¹⁾

¹⁾Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,
ул. 2-я Бауманская, 5, стр. 1, 105005, г. Москва, Россия

Основная цель работы – определение возможности кластерных распадов сверхтяжелых атомных ядер. Универсальность принципа подобия позволяет применить его для анализа неизученных физических процессов. Аналогии наблюдаются в вынужденных и спонтанных распадах атомных ядер. Показано, что в два этапа реализуются процессы, инициированные внешним воздействием: реакции фрагментации, вынужденное деление стабильных ядер, ударная радиоактивность. Ядерные реакции фрагментации и вынужденного деления стабильных изотопов свинца и висмута происходят под действием частиц (адронов) и легких атомных ядер с кинетической энергией более 10^8 эВ. Ударная радиоактивность наблюдается при столкновении макрообъектов, имеющих кристаллическую структуру, на скоростях не менее ~ 1 км/с. Также в два этапа реализуются некоторые радиоактивные распады атомных ядер, включая крайне редкие кластерные распады. На основе аналогий рассмотренных процессов сделаны осторожные прогнозы о возможности кластерных распадов ядер в широком диапазоне атомных масс.

Ключевые слова: аналогии; реакция фрагментации; радиоактивные распады; ударная радиоактивность; сверхтяжелые ядра.

Образец цитирования:

Окунев В.С. Спонтанные и вынужденные распады атомных ядер, реализующиеся в два этапа. *Журнал Белорусского государственного университета. Физика.* 2020;3:122–135.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-122-135>

For citation:

Okunev V.S. Spontaneous and forced decay of atomic nuclei realized in two stages. *Journal of the Belarusian State University. Physics.* 2020;3:122–135. Russian.
<https://doi.org/10.33581/2520-2243-2020-3-122-135>

Автор:

Вячеслав Сергеевич Окунев – кандидат технических наук; доцент кафедры физики факультета фундаментальных наук научно-учебного комплекса «Фундаментальные науки».

Author:

Viacheslav S. Okunev, PhD (engineering); associate professor at the department of physics, faculty of fundamental sciences, scientific and educational complex «Fundamental Sciences».
okunevvs@bmsu.ru
<https://orcid.org/0000-0002-9885-9598>

SPONTANEOUS AND FORCED DECAY OF ATOMIC NUCLEI REALIZED IN TWO STAGES

V. S. OKUNEV^a

^a*Bauman Moscow State Technical University,
5 Second Baumanskaya Street, 1 building, Moscow 105005, Russia*

The main purpose of the work is to determine the possibility of cluster decays of superheavy atomic nuclei. The universality of the principle of similarity allows you to apply it to the analysis of not studied physical processes. Analogies are observed in forced and spontaneous decays of atomic nuclei. It is shown that in two stages, processes initiated by external influence are realized: fragmentation reactions, forced fission of stable nuclei, and impact radioactivity. Nuclear reactions of fragmentation and forced fission of stable isotopes of lead and bismuth are realized under the action of particles (hadrons) and light atomic nuclei with a kinetic energy of more than 10^8 eV. Shock radioactivity is observed in the collision of macroobjects having a crystalline structure at speeds of at least ~ 1 km/s. Also, in two stages, some radioactive decays of atomic nuclei are realized, including extremely rare cluster decays. Based on the analogies of the processes considered, some cautious predictions are made about the possibility of cluster decays of atomic nuclei in a wide range of atomic masses.

Keywords: analogies; fragmentation reaction; radioactive decays; shock radioactivity; superheavy nuclei.

Введение

Для изучения и исследования новых физических процессов и явлений широко используют принцип подобия и аналогии. В книге «Математические начала натуральной философии» (1687) И. Ньютон высказал идею подобия физических явлений, распространив на них геометрическое подобие, сформулировал теорему о подобии, ввел константы подобия. Строгое доказательство подобных явлений дал французский математик Ж. Бертран в 1848 г. [1, с. 80, 144].

Подобие строится на аналогиях. В самом общем случае рассматривают аналогию свойств и аналогию отношений. В научных исследованиях различают строгую и нестрогую аналогию отношений. Строгая аналогия широко применяется в математических моделях физических объектов (атомных ядер) и процессов (превращения ядер). Несмотря на то что в научных изысканиях чаще используется строгая аналогия, в исследовании неизвестных процессов лучше брать за основу нестрогую аналогию отношений, иначе физические процессы могут быть неразличимы, что не позволит выявить качественно новые процессы или явления.

Современная физика органически объединяет физику экспериментальную и теоретическую. И ядерная физика не исключение. Так как не все эксперименты практически выполнимы, теоретическая физика часто опережает экспериментальную. Выводы, сделанные автором, в ближайшем будущем вряд ли будут подтверждены экспериментально. В то же время они достаточно ясны, поскольку строятся на логической основе. Уместно заметить, что в древнегреческом языке слово *θεωρία* (рус. *теория*) имело значение 'созерцание'. Используемый автором «созерцательный» (полуфеноменологический) подход хорошо обоснован, отличается относительной простотой и наглядностью [2]. Он позволяет исследовать широкий круг явлений, включая кластерные распады сверхтяжелых ядер. При неосуществимости экспериментального моделирования и отсутствии адекватных комплексных теоретических моделей атомных ядер применение этого подхода дает большие предсказательные возможности в исследовании и понимании свойств некоторых процессов, в том числе ядерно-физических свойств сверхтяжелых нуклидов. Такой подход позволяет исключить сложные математические выкладки и использовать простой язык, понятный студентам вузов, завершающим изучение общей физики.

Известные факты

Общие черты ядерных реакций и процессов радиоактивного распада. Некоторые ядерно-физические процессы реализуются в два этапа [2–5]. В них (механизмах, продуктах взаимодействия или распада) явно проявляются и аналогия свойств, и аналогия отношений. В настоящей работе используется строгая и нестрогая аналогия отношений. Ядерные реакции характеризуются входными и выходными каналами. Два этапа ядерной реакции наиболее ярко проявляются в неупругих взаимодействиях адронов, реализующихся через образование составного ядра. Среднее время жизни составного ядра заметно превышает время его образования. По этой причине распадающееся составное ядро «не помнит»

о способе своего образования (входном канале реакции). Оно характеризуется лишь определенным числом нейтронов (N), протонов (Z) и энергией возбуждения (E^*). Процессы радиоактивного распада, протекающие спонтанно, подобны распаду составного ядра. Роль составного ядра играет исходное радиоактивное (материнское) ядро, которое также характеризуется определенными N , Z и E^* . Распад возможен и из основного энергетического состояния, т. е. при $E^* = 0$. Ядра, спонтанно распадающиеся из основного состояния, распадаются и из любого возбужденного состояния. Распад составного ядра и радиоактивность – процессы не тождественные. Однако в них наблюдаются некоторые сходства. Спонтанные радиоактивные распады отчасти подобны распадам составного ядра. Отсюда следует, что радиоактивные распады могут быть инициированы внешним воздействием. Основная задача такого воздействия – перевести ядро в возбужденное состояние любым доступным способом: от облучения какими-либо частицами до деформации, вызванной, например, взаимным кулоновским отталкиванием протонов сближающихся ядер, находящихся на расстоянии, превышающем радиус действия сил ядерного взаимодействия.

Распады атомных ядер могут быть обусловлены любым внешним воздействием, реализующимся за счет известных фундаментальных взаимодействий: ядерного (как проявления сильного), электромагнитного, слабого (слабого ядерного), гравитационного. Вследствие ядерного взаимодействия осуществляются ядерные реакции, вследствие электромагнитного – фотоядерные реакции. Кроме того, посредством электромагнитного взаимодействия (обычно за счет облучения γ -квантами) можно перевести ядро в возбужденное состояние. Возбуждение снимается испусканием γ -квантов, β -превращениями (изменением проекции изотопического спина одного из кварков в составе нуклона ядра) или распадом ядра на фрагменты. Слабое взаимодействие ведет к β -превращениям. Наконец, гравитационное взаимодействие в центральной части нейтронных звезд приводит к β -превращениям протонов в составе атомных ядер (посредством электронного захвата) и нейтронизации вещества. В работах [6–9] исследуется возможность ускорения радиоактивных распадов ядер в составе металлических и полуметаллических макрообъектов за счет столкновения макрообъектов на скоростях, явно недостаточных для преодоления кулоновского барьера между положительно заряженными ионами в составе кристаллической решетки.

Ряд спонтанных (радиоактивных) и вынужденных распадов атомных ядер реализуются в два этапа. В этапах этих процессов проявляется строгая аналогия.

Некоторые факты о стабильности и превращениях атомных ядер. 1. Отношение числа нейтронов к числу протонов в наиболее устойчивых атомных ядрах увеличивается с повышением массового числа A ($A = N + Z$). Это связано со взаимным кулоновским отталкиванием протонов и необходимостью дополнительных электрически нейтральных нуклонов для обеспечения целостности ядра за счет сил ядерного притяжения между нуклонами.

2. Стабильные атомные ядра расположены в узкой полосе на диаграмме $N - Z$. Полоса наиболее устойчивых, в том числе стабильных, ядер характеризуется условием равновесия сил ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий. Условию равновесия соответствует определенное отношение N/Z (назовем его оптимальным), полученное из полуэмпирической формулы Вайцеккера для энергии связи в приближении капельной модели ядра:

$$N/Z = 0,98 + 0,015A^{2/3}. \quad (1)$$

Соотношение (1) выполняется с точностью до четности N и Z в ядре, т. е. не учитывает эффект спаривания нейтронов (протонов). Оно характерно и для наиболее долгоживущих ядер – актинидов, транс- и суперактинидов [2; 4].

3. Спонтанная эволюция в природе направлена к «среднему», к золотой середине. Энергетически выгодны реакции синтеза (слияния) легких ядер в более тяжелые и деления (распада) тяжелых ядер на более легкие фрагменты.

Этапы приближения к золотой середине. Стремление тяжелого атомного ядра к наибольшей устойчивости (оптимальному отношению N/Z) может реализовываться в два этапа.

На первом этапе ядро стремится уменьшить массовое число, приближаясь к золотой середине ($A \approx 60$). Это происходит за счет испускания нескольких α -частиц или более тяжелого фрагмента ядра, состоящего, как правило, из нескольких α -частиц и, возможно, одного или нескольких нейтронов (фрагмента, имеющего α -кластерную структуру). Процесс не сопровождается оптимизацией отношения N/Z , т. е. стремлением к уравниванию сил в ядре. При этом в подавляющем большинстве случаев не наблюдается уход от полосы (1) наиболее устойчивых ядер.

На втором этапе «корректируется распад»: реализуется стремление к полосе наиболее устойчивых ядер, т. е. оптимизация отношения N/Z .

Процессы распада ядер, реализующиеся в два этапа. Известны спонтанные и вынужденные распады атомных ядер, реализующиеся в два этапа. Среди таковых – следующие процессы, инициированные внешним воздействием:

- вынужденное деление тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами (неполное, или незавершенное, деление);
- реакция ядерной фрагментации;
- ударная радиоактивность (коллективные радиоактивные распады атомных ядер, инициированные внешним механическим воздействием).

Первые два процесса хорошо изучены. Они были известны к середине XX в., тогда как последний открыт недавно.

В два этапа реализуются и отдельные спонтанные процессы.

Например, некоторые ядра могут последовательно испустить несколько α -частиц (первый этап). Затем (второй этап) происходит цепочка β -превращений (для средних и тяжелых ядер) или деление (для сверхтяжелых ядер).

Кроме того, в два этапа реализуются кластерные радиоактивные распады. Их вероятность крайне мала, что затрудняет экспериментальное наблюдение. Кластерные распады удобно объединить в три группы:

- 1) кластерные распады средних нейтронно-дефицитных ядер;
- 2) кластерные распады тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению;
- 3) кластерные распады сверхтяжелых атомных ядер, устойчивых к спонтанному делению.

Среди распадов первой группы известен всего лишь один распад: $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$. Наиболее изучены распады второй группы. Известно почти 40 таких распадов. Отмечены двойные кластерные распады из возбужденного энергетического состояния. (Ядра ^{232}Th и ^{234}U из возбужденного состояния могут испустить сразу два кластера ^{24}Ne . Ядро ^{236}U из возбужденного состояния также может испустить два кластера – неон и магний [10].) Распады последней группы пока не наблюдались экспериментально. Рассмотрим эти процессы подробнее.

Процессы, инициированные внешним воздействием

Вынужденное деление тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами. Первые практические результаты по проблеме вынужденного деления висмута, свинца, таллия, платины и тантала были опубликованы в 1947–1949 гг. [11–13]. При делении этих стабильных нуклидов высокоэнергетическими частицами – нейтронами с кинетической энергией до 100 МэВ, дейтронами и ионами гелия с энергией до 200 и 400 МэВ соответственно – практически не наблюдается асимметричного деления [11]. В то же время относительно велик (по сравнению с делением урана) выход легких ядер и образование стабильных нуклидов – осколков деления. Получено, что деление происходит при высоких энергиях возбуждения ядер, ему предшествует «испарение» большого числа нейтронов (10–12) возбужденными ядрами [13]. Из испарившихся нейтронов образуются новые легкие ядра [7]. Установлено, что стабильные ядра висмута (^{209}Bi) делятся дейтронами с кинетической энергией не менее 50 МэВ, а стабильные ядра свинца, таллия, платины и тантала – дейтронами с энергией 200 МэВ и нейтронами с энергией 100 МэВ [11].

Ядра дейтерия, разогнанные до энергии 190 МэВ, способны разделить стабильный изотоп висмута с образованием ^{199}Po в возбужденном состоянии и 12 нейтронов [13]. (В этом заключается основное отличие вынужденного деления стабильных ядер от спонтанного или вынужденного деления ядер урана.) Затем почти симметрично делится полоний-199 (максимальный выход осколков при таком делении соответствует массовому числу $A \approx 100$). Отношение числа нейтронов к числу протонов у осколков деления приблизительно такое же, как у разделившегося полония [13].

Более поздние исследования вынужденного деления стабильных нуклидов золота, таллия, свинца и висмута подтверждают образование двух приблизительно одинаковых по массе осколков, т. е. деление симметрично [14].

Возможны два сценария (механизма) реакции деления тяжелых стабильных ядер высокоэнергетическими адронами.

Сценарий 1. Процесс реализуется в два этапа. Сначала испускается ядерный кластер (в том числе более тяжелый, чем α -частица). Данный этап получил название неполного, или незавершенного, деления. На этом процесс может завершиться. Однако если энергия возбуждения тяжелого дочернего ядра велика, то обычно происходит его деление. Как правило, оно симметрично.

Сценарий 2. При высокой энергии налетающего на ядро адрона возможно деление тяжелых стабильных ядер. Наиболее вероятно симметричное деление.

Особенности вынужденного деления тяжелых стабильных и радиоактивных ядер при больших энергиях возбуждения представлены в работе [15].

Вынужденное деление стабильных ядер можно считать частным случаем ядерной фрагментации.

Реакции ядерной фрагментации и мультифрагментации. Реакция ядерной фрагментации (испускание легких медленных ядер при столкновении частиц высокой энергии с веществом) открыта в ходе исследований взаимодействия космических лучей с веществом, проводимых в СССР (И. И. Гуревич и др.) и Германии (Э. Шоппер) в конце 1930-х гг. [16; 17]. Позднее, в 1950-х гг. (О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов), это явление было обнаружено при облучении мишеней протонами с кинетической энергией в несколько сотен мегаэлектронвольт [16; 18].

Открытию реакции ядерной фрагментации предшествовало создание математической модели. К 1947 г. была предложена каскадно-испарительная модель, предполагающая и описывающая развитие каскада соударений нуклонов при попадании в атомное ядро высокоэнергетической частицы [18].

В начале 1980-х гг. на ускорителе *Bevalac* (Национальная лаборатория имени Лоуренса в Беркли, США) при облучении мишеней (золото и др.) ядрами углерода (250 МэВ на 1 нуклон) шведским физиком Б. Якобсоном было обнаружено множественное испускание ядрами фрагментов промежуточной массы (ядер с зарядом более 2, по существу, легких фрагментов кластерных распадов). Под мультифрагментацией понимают процесс распада горячего ядра с испусканием нуклонов, α -частиц и фрагментов промежуточной массы (строго говоря, распада на большее, чем при фрагментации, число фрагментов (2), каждый из которых, как правило, содержит более двух нуклонов). Горячим называют ядро, находящееся в сильно возбужденном состоянии (около 500 МэВ для ядер с массовым числом $A = 150$), при котором и происходит мультифрагментация [16]. В работе [16] представлены ориентировочные значения температур и энергии возбуждения атомных ядер, при которых наблюдаются разные виды распадов этих ядер.

Процессы фрагментации и мультифрагментации сходны и различаются лишь числом новых ядер, рождающихся при столкновении частиц высоких энергий с атомными ядрами. Переход от фрагментации к мультифрагментации реализуется при повышении энергии сталкивающихся объектов [19].

В реакциях ядерной фрагментации и мультифрагментации имеет место эффект, подобный неполному (незавершенному) вынужденному делению стабильных ядер.

Ударная радиоактивность. Недавно было открыто новое физическое явление, подтвержденное экспериментально, – коллективные радиоактивные распады атомных ядер, инициированные внешним механическим воздействием, или, проще говоря, ударная радиоактивность [6–9].

Процесс отчасти подобен вынужденному делению тяжелых стабильных ядер. Ударная радиоактивность реализуется при столкновении металлических макрообъектов на высоких скоростях (около 1 км/с). В то же время скорость сближения атомных ядер недостаточна для преодоления кулоновского барьера и осуществления ядерных реакций. Расстояние между сближающимися ядрами превышает радиус действия ядерных сил. Ударная радиоактивность наблюдается, например, при столкновении висмутового ударника со стальной преградой [8; 9].

Одним из условий ядерного взаимодействия нуклидов является преодоление кулоновского барьера U_C , препятствующего их сближению. При столкновении двух ядер ^{209}Bi простейшая оценка дает $U_C \approx 1106$ МэВ, ядер ^{56}Fe и ^{209}Bi – 434 МэВ. Механическим столкновением макрообъектов такой барьер преодолеть сложно. Если кулоновский барьер не будет преодолен, то ядерные превращения также возможны, хотя расстояние между объектами заметно больше радиуса действия ядерных сил r_S (около 10 фм, в теории Юкавы $r_S \approx 1,4$ фм). Это может произойти, во-первых, за счет туннельного эффекта, вероятность которого для больших объектов (ядер ^{209}Bi) крайне мала, а во-вторых, за счет сил электромагнитного взаимодействия между протонами сталкивающихся ядер, деформирующих эти ядра (в первую очередь деформируется протонный радиус, точнее, протонный размер изначально несферического ядра ^{209}Bi). Вероятность последнего события относительно велика ввиду наличия большого числа протонов в сталкивающихся ядрах и бесконечного радиуса действия сил электромагнитного взаимодействия. В данном случае минимальное расстояние между ядрами r_{ab} (на которое они сблизятся (рис. 1)) может заметно превышать r_S . Именно в этот момент взаимное кулоновское отталкивание положительно заряженных ионов (или ядер) в составе кристаллической решетки макрообъектов приведет к инерциальному взрыву металла.

На рис. 1 схематически изображены потенциалы электромагнитного (в данном случае – кулоновского) U_{E-M} и ядерного U_S взаимодействий двух объектов (ядер) в зависимости от расстояния r между ними (по причине разной интенсивности ядерного и электромагнитного взаимодействий U_{E-M} и U_S даны в разных масштабах). Потенциал ядерного взаимодействия по форме близок к потенциалу Юкавы. Одно из ядер (a) покоится и расположено в начале координат, другое (b) налетает на него из области

$r \rightarrow \infty$. Суммарный потенциал $U = U_{E-M} + U_S$. При этом $U > 0$ соответствует взаимному отталкиванию ядер, $U < 0$ – притяжению. В области расстояний $r \approx r_S$ и $r > r_S$ на рис. 1 заметен относительно небольшой локальный максимум $U(r)$. Это и есть кулоновский барьер U_C .

Рассмотрим механизм ударной радиоактивности. Предположим, что кулоновский барьер не преодолен, $r_{ab} > r_S$ (см. рис. 1). Причины (способы) деформации атомных ядер могут быть различными. Наиболее изученный способ – перевод ядра из основного в возбужденное энергетическое состояние посредством облучения его адронами, γ -квантами или другими частицами. Предположительно, деформация атомных ядер возможна при внешних воздействиях (высокая температура, давление и пр.). К деформации ядер могут привести механические столкновения макрообъектов, состоящих из большого числа атомов (и, соответственно, атомных ядер), на высоких скоростях. Так, высокоскоростные столкновения макрообъектов, содержащих обедненный уран, ведут к деформации ядер ^{238}U и значительному (на порядки)

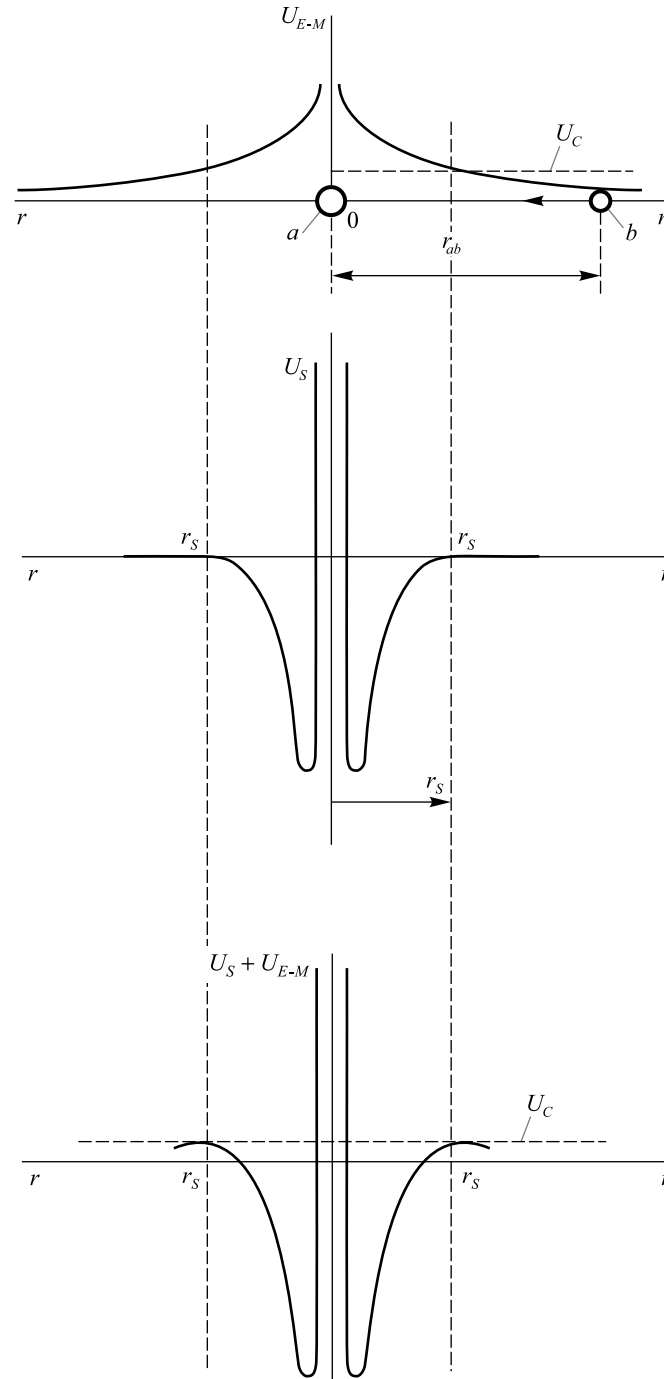


Рис. 1. Потенциалы кулоновского и ядерного взаимодействий (схема)
Fig. 1. Potentials of Coulomb and nuclear interactions (diagram)

уменьшению периода полураспада $T_{1/2}$ (в том числе для спонтанного деления) с инициацией продуктами распада ядерных реакций [7]. Не важна причина деформации ядра, важно, что ядро находится в деформированном состоянии по отношению к основному энергетическому состоянию. В ядерных реакциях, протекающих через образование составного ядра, последнее «не помнит» о способе своего образования, т. е. процесс его распада значительно дольше процесса образования. Можно предположить, что деформированное по отношению к основному энергетическому состоянию ядро «не помнит» о способе деформации. Любая деформация атомного ядра, независимо от обусловивших ее причин, ведет к изменению спина и собственного квадрупольного электрического момента Q , может вызвать разрушение оболочечной структуры ядра и изменение расположения энергетических уровней. Как следствие, уменьшается устойчивость ядра (в том числе период полураспада $T_{1/2}$). Вероятность того или иного канала распада зависит не от способа деформации, а от формы деформированного ядра.

Рассмотрим кластерный распад, обусловленный механическим столкновением макрообъектов (висмута и стали). Ядро ^{209}Bi характеризуется магическим числом нейтронов $N = 126$, значит, $Q(N) = 0$. Число протонов $Z = 83$ (не магическое), $Q(Z) \neq 0$. Нейтронная материя в ядре ^{209}Bi «стремится» образовать шар, протонная – деформировать его. В результате действия ядерных сил взаимного притяжения нуклонов ядро, находящееся даже в основном энергетическом состоянии, деформировано, а нейтронный и протонный радиусы (вернее, размеры, поскольку форма ядра не сферическая) различны. При сближении и последующем столкновении макрообъектов, один из которых (или оба) содержит висмут, на расстояниях $r > r_s$ проявляется электромагнитное взаимодействие с бесконечным радиусом. В отличие от протонов нейтроны не имеют электрического заряда и в меньшей степени участвуют в электромагнитном взаимодействии. По этой причине ядерная материя, содержащая протоны, деформируется в гораздо большей мере. В ядре ^{209}Bi $N - Z = 43$. В центральной части ядра обычно $N \approx Z$, периферийная часть перегружена нейтронами. В результате протонный и нейтронный радиусы (размеры) ядра различны. Взаимное кулоновское отталкивание протонов соседних ядер при их сближении ведет к деформации этих ядер. Процесс носит коллективный (групповой) характер: во взаимодействии участвует сразу множество ядер.

Итак, при механическом столкновении макрообъектов вследствие электромагнитного взаимодействия в гораздо большей степени деформируется протонный радиус (размер) ядра. В результате в деформированном ядре (особенно если эта деформация ведет к еще большему отклонению от сферической формы) вблизи поверхности на короткое время (определяемое характерным временем ядерного взаимодействия $\tau_s \approx 10^{-23} - 10^{-22}$ с) образуется нейтронное облако – область (или области), где $N/Z \gg 1$. При этом немного повышаются вероятность приближения оставшихся атомных электронов к протонам ядра и вероятность захвата атомного электрона протоном ядра. Нейтроны этой области связаны между собой и с центральной частью ядра силами ядерного притяжения, но меньшими, чем в центральной части ядра.

В момент времени, предшествующий вылету квазисвободных нейтронов из ядра, это нейтронное облако как бы образует неустойчивое нейтронное ядро – квазиядро, представляющее собой группу нейтронов, удерживаемую силами взаимного ядерного притяжения этих нейтронов и тяжелого фрагмента, оставшегося от ^{209}Bi . Для существования такого квазиядра в свободном состоянии, т. е. для трансмутации его в нормальное атомное ядро, необходим и энергетически выгоден переход части нейтронов в протоны посредством изменения проекции изотопического спина одного из d -кварков в составе нескольких нейтронов. Процесс реализуется за счет энергии симметрии ядра – тенденции к стабильности ядер с одинаковым числом нейтронов и протонов. При вынужденном делении свинца и висмута авторы работ [12; 14] говорят об испарении 10–12 нейтронов. Если число квазисвободных нейтронов равно 11, то трансмутация 5 нейтронов в протоны соответствует образованию ядра ^{11}B , 6 нейтронов – ^{11}C (сразу распадающегося в ^{11}B) вблизи тяжелого фрагмента, оставшегося от ^{209}Bi . (Поскольку среди квазисвободных нейтронов в квазиядре могут присутствовать несколько протонов, таких переходов может быть меньше 5.) Оставшийся от ядра ^{209}Bi тяжелый кластер (^{198}Bi) распадается посредством слабого взаимодействия в ^{198}Pt . Окончательно получаем $^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{198}\text{Pt} + ^{11}\text{B}$, где исходное ядро и продукты его распада стабильны. Возможно испускание ядром квазисвободных нейтронов. Эти нейтроны могут инициировать ядерные реакции.

Представленная на рис. 2 схема в первом приближении поясняет механизм столкновения двух изначально деформированных ядер, при котором область квазисвободных нейтронов максимальна. Процесс носит коллективный (групповой) характер: во взаимодействии участвует сразу множество ядер. Для иллюстрации на рис. 2 изображены только два ядра. Такая симметричность деформации наблюдается при наличии большого количества соседних ядер, не показанных на рис. 2, и лишь при центральных столкновениях, причем если ядра одинаково ориентированы вдоль одной прямой. Также необходимо заметить, что расстояние между соседними ядрами значительно превышает характерные размеры ядер.

По этим причинам точно изобразить картину взаимодействия практически невозможно. На рис. 2, а, показан случай, когда ядра расположены на большом расстоянии ($r_{ab} \gg r_s$) и силы электромагнитного взаимодействия еще не деформируют протонную материю в ядрах. Рисунок 2, б, отражает деформирование протонной материи при дальнейшем сближении ядер. При этом расстояние между ними все еще заметно больше радиуса действия сил ядерного взаимодействия. В качестве одного из ядер может выступать железо. Деформированная протонная материя в составе ядра посредством сил ядерного притяжения быстро (за время $\sim \tau_s$) увлекает за собой нейтронную материю. В результате ядро деформируется.

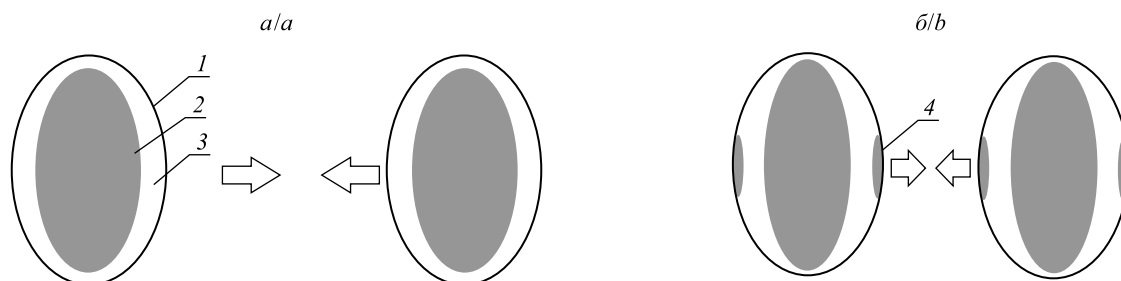


Рис. 2. Механизм столкновения двух деформированных ядер ^{209}Bi , при котором область квазисвободных нейтронов максимальна: 1 – внешняя граница ядра (расстояние от центра ядра до точек, где плотность ядерной материи уменьшается в 2 раза); 2 – центральная область ядра ($N \approx Z$); 3 – периферийная область ядра ($N > Z$); 4 – область квазисвободных нейтронов ($N \gg Z$)

Fig. 2. The mechanism of collision of two deformed ^{209}Bi nuclei, in which the region of quasi-free neutrons is maximal: 1 – outer boundary of the nucleus (the distance from the center of the nucleus to the points where the density of nuclear matter decreases by a factor of 2); 2 – central region of the nucleus ($N \approx Z$); 3 – peripheral region of the nucleus ($N > Z$); 4 – the region of quasi-free neutrons ($N \gg Z$)

Деформированная форма ядра соответствует форме этого же ядра, находящегося в возбужденном состоянии. В процессе сближения форма ядер продолжает изменяться, причем дискретно. Возбуждение снимается испусканием γ -квантов или фрагментов ядра (в том числе ядерных кластеров), включая деление. Это происходит и в результате ударной радиоактивности.

Как и при вынужденном делении тяжелых стабильных ядер, возможны два сценария (механизма) реакции, подобные описанным выше, и два механизма образования легкого кластера в результате ударной радиоактивности, вызванной столкновением макрообъектов. Здесь наблюдается строгая аналогия.

Механизм 1. Кластер образуется из квазисвободных нейтронов, расположенных вблизи поверхности деформированного ядра. За счет энергии симметрии часть квазисвободных нейтронов переходит в протоны (β^- -превращения). Образуется и испускается кластер.

Механизм 2. Легкий и тяжелый кластеры представляют собой фрагменты деформированного электромагнитным полем материнского ядра.

Процесс может завершиться распадом ядер в составе макрообъектов на кластеры. Это соответствует незавершенному делению. Если тяжелый кластер находится в возбужденном состоянии, возбуждение снимается испусканием γ -квантов или ядерных фрагментов, включая деление. Наконец, при высоких скоростях столкновения макрообъектов возможно деление сильно деформированного материнского ядра (без испускания кластеров). Процесс подобен ядерной фрагментации или вынужденному делению стабильных ядер высокоэнергетическими адронами.

При более высоких скоростях столкновения макрообъектов, содержащих висмут, можно ожидать последующего распада тяжелого кластера ^{198}Pt или ^{198}Bi , находящегося в возбужденном состоянии, т. е. перехода кластерного распада в деление ядра. В этом случае следует говорить о вынужденном делении ^{209}Bi , инициированном механическим столкновением макрообъектов. (Согласно каплевой модели ядра спонтанное деление ^{209}Bi энергетически выгодно, но ему препятствует энергетический барьер.)

Стоит отметить, что экспериментальные данные по ударной радиоактивности пока официально не подтверждены независимыми исследователями.

Спонтанные процессы

Кластерные распады средних нейтронно-дефицитных ядер. Хорошо изучены кластерные радиоактивные распады бария-114 (среднего по массе нейтронно-дефицитного ядра) и тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению. Распад бария реализуется по схеме $^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$. Вероятность кластерного распада бария по отношению к основной моде распада (электронный захват) составляет около $3 \cdot 10^{-5}$ [20–22].

Кластерный распад нейтронно-дефицитного бария-114 происходит практически вдоль протонной границы стабильности, лишь незначительно приближая его к оптимальному отношению N/Z . Подобное явление должно наблюдаться для других относительно легких нейтронно-дефицитных ядер.

Механизм кластерного распада нейтронно-дефицитных ядер, более легких, чем свинец, принципиально не отличается от механизма кластерных распадов тяжелых ядер с близким к оптимальному отношению N/Z . Легкий кластер (^{12}C) состоит из трех α -частиц и не перегружен нейтронами (по причине дефицита нейтронов в материнском ядре). Дефицит нейтронов в тяжелом кластере (^{102}Sn) несколько меньше, чем в материнском ядре. Тяжелый кластер испытывает четыре последовательных электронных захвата, приближаясь к оптимальному отношению N/Z .

Кластерный распад реализуется практически вдоль протонной границы стабильности в сторону уменьшения массового числа. Затем в тяжелом радиоактивном кластере происходят четыре последовательных β -превращения протона в нейтрон с сохранением массового числа. Кластерный распад подобных ядер приводит не просто к оптимизации отношения N/Z , но и к уменьшению массового числа, т. е. к реализации другого фактора стабилизации, обусловленного увеличением средней удельной энергии связи для средних ядер. Тем самым реализуется «обход» (на диаграмме $N - Z$) стабильных, но относительно тяжелых ядер.

Подобное явление можно ожидать, например, при распаде нейтронно-дефицитного радия-208: $^{208}\text{Ra} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{196}\text{Pb}$ (с точностью до ± 2 нуклона) [3; 5].

Кластерные распады тяжелых ядер, устойчивых к спонтанному делению. В табл. 1 представлены каналы известных кластерных распадов и их вероятность p по отношению к основной моде распада. Особенности этих кластерных распадов хорошо изучены.

Таблица 1

Известные кластерные распады

Table 1

Known cluster decays

Распад	p	Распад	p
$^{114}\text{Ba} \rightarrow ^{102}\text{Sn} + ^{12}\text{C}$	$\sim 3 \cdot 10^{-5}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1 \cdot 10^{-14}$
$^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{14}\text{C}$	$8,14 \cdot 10^{-13}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$9 \cdot 10^{-14}$
$^{221}\text{Ra} \rightarrow ^{207}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$1 \cdot 10^{-12}$	$^{234}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{26}\text{Ne}$	Нет данных
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$3,07 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{211}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$8 \cdot 10^{-12}$
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$8,5 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{25}\text{Ne}$	Нет данных
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{207}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,8 \cdot 10^{-12}$
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{14}\text{C}$	$2,9 \cdot 10^{-11}$	$^{235}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{29}\text{Mg}$	Нет данных
$^{225}\text{Ac} \rightarrow ^{211}\text{Bi} + ^{14}\text{C}$	$6 \cdot 10^{-12}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{212}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$9 \cdot 10^{-12}$
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{20}\text{O}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{26}\text{Ne}$	Нет данных
$^{228}\text{Th} \rightarrow \text{Hg} + \text{Ne}$	Нет данных	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-13}$
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{24}\text{Ne}$	$5,6 \cdot 10^{-13}$	$^{236}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{30}\text{Mg}$	Нет данных
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{23}\text{F}$	$9,97 \cdot 10^{-15}$	$^{237}\text{Np} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{30}\text{Mg}$	$1,8 \cdot 10^{-14}$
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{24}\text{Ne}$	$1,34 \cdot 10^{-11}$	$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	$2 \cdot 10^{-14}$
$^{230}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$	$4,8 \cdot 10^{-14}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{32}\text{Si}$	$1,38 \cdot 10^{-16}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$2 \cdot 10^{-12}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{210}\text{Pb} + ^{28}\text{Mg}$	$5,62 \cdot 10^{-17}$
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{204}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,18 \cdot 10^{-13}$	$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{30}\text{Mg}$	Нет данных
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^{24}\text{Ne}$	$7 \cdot 10^{-13}$	$^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{206}\text{Hg} + ^{34}\text{Si}$	$6 \cdot 10^{-15}$
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{25}\text{Ne}$	Нет данных	$^{241}\text{Am} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{34}\text{Si}$	$2,6 \cdot 10^{-13}$
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{205}\text{Hg} + ^{28}\text{Mg}$	$1,3 \cdot 10^{-15}$	$^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + ^{34}\text{Si}$	$1 \cdot 10^{-16}$

Примечание. Составлено по данным [10; 20–22].

Процессы реализуются в два этапа. Рассмотрим, например, кластерный распад франция-221. На первом этапе происходит непосредственно кластерный распад $^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{207}\text{Tl} + ^{14}\text{C}$. Продукты распада радиоактивны и на втором этапе сами распадаются:

$$^{207}\text{Tl} (\text{спин } 1/2, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 4,77 \text{ мин}, p = 1) \rightarrow ^{207}\text{Pb} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e,$$

$$^{14}\text{C} (\text{спин } 0, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 5,7 \text{ тыс. лет}, p = 1) \rightarrow ^{14}\text{N} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e.$$

Вместо кластерного распада на первом этапе может реализоваться цепочка α -распадов франция-221 (что более вероятно):

$$^{221}\text{Fr} \rightarrow ^{217}\text{At} + ^4\text{He},$$

$$^{217}\text{At} \rightarrow ^{213}\text{Bi} + ^4\text{He},$$

$$^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{209}\text{Tl} + ^4\text{He} (\text{распад затруднен, его вероятность мала}),$$

$$^{213}\text{Bi} \rightarrow ^{213}\text{Po} + e + \bar{\nu}_e (\text{основной канал}),$$

$$^{213}\text{Po} (\text{спин } 9/2, \text{ четность } -1, T_{1/2} = 3,708 \text{ мкс}, p = 1) \rightarrow ^{209}\text{Pb} + ^4\text{He},$$

$$^{209}\text{Pb} (\text{спин } 9/2, \text{ четность } +1, T_{1/2} = 3,234 \text{ ч}, p = 1) \rightarrow ^{209}\text{Bi} (\text{стабилен}) + e + \bar{\nu}_e.$$

Этот и другие примеры показывают, что кластерный распад возможен, если хотя бы один распад в цепочке α -распадов затруднен по каким-либо причинам. Распад нуклидов, в которых силы ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий не уравновешены, реализуется на фоне β -превращений.

В табл. 2 представлены некоторые характеристики распадов (спин, пространственная четность, вероятность, период полураспада) франция-221 и дочерних продуктов его распада.

Таблица 2

Каналы распада ^{221}Fr

Table 2

Decay channels of ^{221}Fr

Нуклид	Спин	Четность	Основной канал распада (p ; $T_{1/2}$)	Прочие каналы распада (p)
^{221}Fr	5/2	-1	α (~1; 4,801 мин)	β^- ($4,815 \cdot 10^{-5}$); ^{14}C ($8,8 \cdot 10^{-13}$)
^{217}At	9/2	-1	α (~1; 32,62 мс)	β^- ($8,2 \cdot 10^{-5}$)
^{213}Bi	9/2	-1	β^- (0,979 1; 45,61 мин)	α ($2,093 \cdot 10^{-2}$)

Примечание. Составлено по данным [22].

Кластерные распады сверхтяжелых атомных ядер, устойчивых к спонтанному делению. Сверхтяжелые ядра (трансактиниды, т. е. ядра с зарядом более 103) при условии равновесия сил ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий либо спонтанно делятся, либо испускают несколько α -частиц (каскад α -частиц). Спонтанное деление трансактинидов подобно делению тяжелых ядер. Образующиеся осколки деления – новые атомные ядра – преимущественно характеризуются магическими или околomagическими числами протонов и нейтронов. Нельзя исключить тройное деление.

Наиболее устойчивые к спонтанному делению сверхтяжелые атомные ядра последовательно испускают несколько α -частиц. Как только сверхтяжелое ядро – продукт α -распадов – перейдет в область неустойчивости к спонтанному делению, оно делится. Таким образом, процесс реализуется в два этапа. Сначала (первый этап) происходит последовательное испускание нескольких α -частиц, переводящее сверхтяжелое ядро в область неустойчивости к спонтанному делению. Затем (второй этап) ядро делится [3; 23]. Несколько α -частиц могут испускаться в составе кластера.

Это означает, что процесс подобен описанным выше вынужденному делению тяжелых ядер и ударной радиоактивности.

Можно предположить возможность следующих кластерных распадов известных нейтронно-дефицитных сверхтяжелых атомных ядер:

$$^{294}\text{Og} \rightarrow ^{282}\text{Cn} + ^{12}\text{C},$$

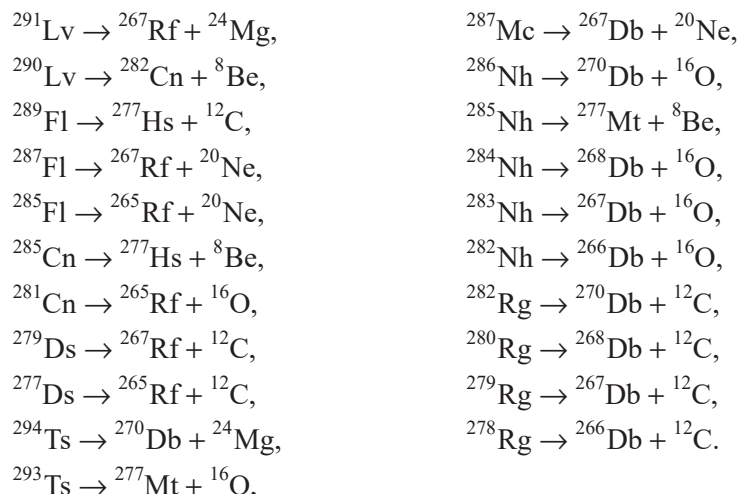
$$^{293}\text{Lv} \rightarrow ^{277}\text{Hs} + ^{16}\text{O},$$

$$^{292}\text{Lv} \rightarrow ^{284}\text{Cn} + ^8\text{Be},$$

$$^{290}\text{Mc} \rightarrow ^{270}\text{Db} + ^{20}\text{Ne},$$

$$^{289}\text{Mc} \rightarrow ^{277}\text{Mt} + ^{12}\text{C},$$

$$^{288}\text{Mc} \rightarrow ^{268}\text{Db} + ^{20}\text{Ne},$$



Тяжелые кластеры распадов спонтанно делятся, легкий кластер ${}^8\text{Be}$ распадается на две α -частицы, все остальные легкие кластеры стабильны. Возможны и другие распады с испусканием ${}^8\text{Be}$.

Как отмечалось ранее, кластерные распады и α -распады нуклидов, в которых силы ядерного, электромагнитного и слабого взаимодействий не уравновешены, реализуются на фоне β -превращений. Все экспериментально полученные к настоящему времени сверхтяжелые ядра характеризуются дефицитом нейтронов. Значит, их кластерные распады и α -распады должны наблюдаться на фоне β^+ -превращений. Для тяжелых ядер среди β^+ -превращений преобладает электронный захват. Позитронный распад практически не реализуется.

Для сверхтяжелых нуклидов релятивистское увеличение массы атомных электронов и, как следствие, приближение электронного облака к ядру должны существенно повышать вероятность электронного захвата и цепочек электронных захватов. Таким образом, в области нейтронно-дефицитных сверхтяжелых нуклидов должна увеличиваться вероятность кластерных распадов на фоне β^+ -превращений.

Итак, для α -активных сверхтяжелых ядер возможны распады, реализующиеся в два этапа. Сначала происходит последовательное испускание нескольких α -частиц или одного более тяжелого кластера (приблизительно равного по массе всем испускаемым α -частицам), затем тяжелое дочернее ядро спонтанно делится.

Кластерные распады сверхтяжелых α -активных ядер, устойчивых к спонтанному делению, по сценарию подобны (однако механизмы различны) реакции деления висмута-209 высокоэнергетическими адронами. Сначала материнское ядро испускает легкий кластер, хотя наиболее вероятен каскад α -частиц. (При вынужденном делении висмута легкий кластер может формироваться из отдельных испустившихся нуклонов, удерживаемых ядерными силами вблизи материнского ядра. Это соответствует незавершенному делению висмута.) Оставшийся от ядра тяжелый радиоактивный кластер, находящийся в высоковозбужденном состоянии и устойчивый к α -распаду, спонтанно делится. Затем следует приближение продуктов распада к области стабильных ядер.

Диапазон атомных масс ядер, спонтанно испускающих кластеры. Кластерные распады нейтронно-дефицитных тяжелых и сверхтяжелых нуклидов не должны принципиально отличаться от распада бария-114. Разница лишь в том, что тяжелые кластеры распадов сверхтяжелых ядер спонтанно делятся.

Распады средних ядер реализуются на фоне β^+ -превращений (главным образом электронного захвата) при слабо выраженной α -активности. Для тяжелых и особенно сверхтяжелых нуклидов вероятность электронного захвата должна существенно возрастать по причине релятивистского эффекта увеличения массы атомных электронов. В этом случае конкурируют три процесса. Наиболее вероятный из них – α -распад, менее вероятен электронный захват (по причине относительно большого характерного времени слабых взаимодействий) и еще менее вероятен кластерный распад. Однако по мере приближения к протонной границе стабильности вероятность кластерного распада может заметно увеличиться, а α -распада – уменьшиться.

Для средних атомных ядер можно с большей вероятностью ожидать появления кластера более легкого, чем углерод-12. Самыми легкими ядрами, спонтанно испускающими кластеры, могут оказаться, например, нейтронно-дефицитные изотопы цинка, галлия и германия, а самыми тяжелыми – суперактиниды. К суперактинидам относят переходный ряд элементов с зарядом в диапазоне от 122 до 157, не имеющих аналогов в классической таблице Менделеева, с магическим или околomagическим числом протонов 126, а также оптимальным или близким к оптимальному отношением N/Z либо дефицитом

нейтронов. Конечно, вероятность кластерного распада нейтронно-дефицитных β^+ -активных и протонно-активных изотопов Zn, Ga и Ge близка к 0. В то же время в непосредственной близости к протонной границе стабильности расположен небольшой островок α -активных (значит, относительно устойчивых, «склонных» к кластерному распаду) ядер с $Z = 51-55$, $N = 53-59$ и $N = 65$. Это самые легкие α -активные нуклиды в области $A > 60$ (массовое число $A \approx 60$ соответствует максимальной средней удельной энергии связи). Например, вероятность α -распада для β^+ -активных атомных ядер ^{107}Te , ^{108}Te , ^{109}Te , ^{110}I и ^{110}Xe составляет 70,0; 49,4; 3,9; 17,4 и 64,0 % соответственно [22]. Со значительно меньшей вероятностью α -распад реализуется для ^{104}Sb (?), ^{105}Te , ^{108}I , ^{110}Te , ^{111}I , ^{111}Xe , ^{112}I , ^{112}Xe , ^{113}I , ^{113}Xe , ^{114}Cs , ^{120}Cs [4].

Кластерные распады нейтронно-избыточных ядер гораздо менее вероятны (хотя для сверхтяжелых нуклидов не запрещены законами сохранения), поскольку отдаляют ядро от оптимального отношения N/Z . По этой причине такие процессы экспериментально не наблюдаются. В то же время необходимо заметить, что принципиальные различия между кластерными распадами тяжелых, средних нейтронно-дефицитных нуклидов и ядер с близким к оптимальному отношению N/Z отсутствуют. По крайней мере, несущественных различий гораздо меньше, чем сходных черт.

Заключение и выводы

Поиск подобия и аналогий в механизмах и сценариях реализации принципиально разных ядерно-физических процессов позволяет сделать некоторые прогнозы, касающиеся пока неизвестных или неисследованных процессов. Так, анализ вынужденных и спонтанных распадов атомных ядер, реализующихся в два этапа, дает возможность делать прогнозы о новых, еще не открытых кластерных распадах, включая распады сверхтяжелых ядер.

Можно предположить, что существует гораздо большее число ядер, испытывающих кластерную радиоактивность, чем известно. Такие ядра могут находиться в разных областях диаграммы $N - Z$. В области средних ядер они расположены под кривой равновесия сил в ядре и характеризуются дефицитом нейтронов. Эти нуклиды также присутствуют в области α -активных тяжелых и сверхтяжелых ядер, обладающих повышенной устойчивостью. Кластерная радиоактивность должна быть характерной для широкого диапазона атомных ядер – от нейтронно-дефицитных изотопов сурьмы, теллура, йода, ксенона и цезия до суперактинидов, не испытывающих дефицита протонов [3]. Она охватывает относительно большие области диаграммы $N - Z$.

Для тяжелых атомных ядер кластерные распады крайне редко наблюдаются на фоне спонтанного деления, несколько чаще – на фоне α -распадов или β -превращений. Кластерная радиоактивность характерна для ядер, последовательно испускающих α -частицы (каскады α -частиц) при определенных «трудностях» в испускании одной из α -частиц каскада (обычно первой).

Легкий продукт кластерного распада всегда имеет α -кластерную структуру, что придает ему повышенную устойчивость. Число α -частиц в составе легкого кластера, как правило, равно числу α -частиц, которые могли бы испуститься в виде каскада.

Кластерные распады реализуются и для нейтронно-дефицитных ядер, и для ядер с оптимальным или близким к оптимальному отношению N/Z . Различие состоит в том, что для нейтронно-дефицитных нуклидов кластерный распад протекает на фоне цепочки электронных захватов, вероятность которых должна значительно повышаться для сверхтяжелых ядер по причине релятивистского увеличения массы атомных электронов и их приближения к ядру. В то же время процесс захвата атомного электрона протоном ядра крайне медленный, поскольку осуществляется за счет слабого ядерного взаимодействия.

Если радиоактивный распад средних и тяжелых ядер часто реализуется в один основной этап, то распад сверхтяжелых ядер – в два основных этапа. Сначала испускается каскад α -частиц или происходит один кластерный распад, затем тяжелый продукт распада спонтанно делится. Если материнское ядро неустойчиво, распад сверхтяжелых ядер возможен за один этап в результате спонтанного деления. Далее во всех случаях следует приближение продуктов распада к области стабильных ядер посредством испускания нуклонов и (или) β -превращений.

Релятивистский эффект увеличения массы атомных электронов при переходе к сверхтяжелым ядрам способствует повышению вероятности электронного захвата. Таким образом, в этой области диаграммы $N - Z$ у кластерных распадов появляется еще один серьезный конкурент.

Библиографические ссылки

1. Адамов ЕО, редактор. *Машиностроение ядерной техники*. Москва: Машиностроение; 2005. 944 с. (Фролов КВ, редактор. Машиностроение. Энциклопедия; том IV-25, книга 2).
2. Окунев ВС. *Некоторые парадоксы и закономерности ядерной физики низких энергий*. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2016. 319 с.

3. Окунев ВС. *Кластерная радиоактивность: факты, закономерности, прогнозы*. Морозов АН, редактор. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2019. 242 с.
4. Окунев ВС. *Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов*. 2-е издание. Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана; 2015. 536 с. (Физика в техническом университете).
5. Okunev VS. Cluster radioactivity: analysis, forecast, new factors of slowing the decay of atomic nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*. 2019;1348(1):012089. DOI: 10.1088/1742-6596/1348/1/012089.
6. Марахтанов МК. О возможном ядерном распаде висмута вследствие механического удара. *Металлы*. 2016;5:123–128.
7. Марахтанов МК, Окунев ВС. Влияние механических столкновений макрообъектов на ядерно-физические свойства составляющих их тяжелых нуклидов. *Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия: Естественные науки. Математика. Физика. Химия*. 2016;1:61–75. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-1-61-75.
8. Marakhtanov MK, Okunev VS. Physics of the transmutation of stable elements at the collision of macro-objects with regard to high speeds. *Journal of Physics: Conference Series*. 2018;1115(5):052020. DOI: 10.1088/1742-6596/1115/5/052020.
9. Marakhtanov MK, Okunev VS. The collective radioactive decay of atomic nuclei initiated by an external mechanical impact: science fiction or a new class of physical processes. *Journal of Materials Science Research*. 2018;7(2):34–41. DOI: 10.5539/jmsr.v7n2p34.
10. Guglielmetti A, Faccio D, Bonetti R, Shishkin SV, Tretyakova SP, Dmitriev SV, et al. Carbon radioactivity of ^{223}Ac and a search for nitrogen emission. *Journal of Physics: Conference Series*. 2008;111(1):012050. DOI: 10.1088/1742-6596/111/1/012050.
11. Шпольский Э. Деление висмута, свинца, таллия, платины и тантала частицами высоких энергий. *Успехи физических наук*. 1948;XXXIV(3):440–441. DOI: 10.3367/UFNr.0034.194803f.0440.
12. Goeckermann RH, Perlman I. High energy induced fission of bismuth and lead. *Physical Review*. 1949;76(5):628–637. DOI: 10.1103/PhysRev.76.628.
13. Perlman I, Goeckermann RH, Templeton DH, Howland JJ. Fission of bismuth, lead, thallium, platinum, and tantalum with high energy particles. *Physical Review*. 1947;72(4):352. DOI: 10.1103/PhysRev.72.352.
14. Никольский БП, редактор. *Справочник химика. Том 7*. Ленинград: Химия; 1968. 507 с.
15. Перфилов НА, Ложкин ОВ, Шапов ВП. Процессы фрагментации и деления при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами. *Успехи физических наук*. 1960;LXX(1):3–56.
16. Карнаухов ВА. *Горячие и кипящие ядра (К 100-летию открытия Э. Резерфорда)*. P15-2011-58 [Препринт]. 2011 [протипировано 10 мая 2020 г.]: [22 с.]. Доступно по: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/043/43043577.pdf.
17. Карнаухов ВА. Горячие ядра и фазовый переход жидкость – газ в ядерном веществе. *Природа*. 2000;2:5–12.
18. Serber R. Nuclear reactions at high energies. *Physical Review*. 1947;72:1114. DOI: 10.1103/PhysRev.72.1114.
19. Балдин АМ, Малахов АИ, Сисакян АН. *Некоторые проблемы релятивистской ядерной физики и множественного рождения частиц*. Аксенова ЕК, редактор. Дубна: Объединенный институт ядерных исследований; 2001. 62 с. (Физика элементарных частиц и атомного ядра; том 32, выпуск 7).
20. Baum EM, Knox HD, Miller TR. *Nuclides and isotopes. Chart of the nuclides*. 16th edition. [S. l.]: Knolls Atomic Power Laboratory; 2002. 88 p. Co-published by the Lockheed Martin.
21. Bonetti R, Guglielmetti A. Cluster radioactivity: an overview after twenty years. *Romanian Reports in Physics*. 2007;59(2):301–310.
22. Audi G, Bersillon O, Blachot J, Wapstra AH. The NUBASE evaluation of nuclear properties. *Chinese Physics C*. 2017;41(3):030001. DOI: 10.1088/1674-1137/41/3/030001.
23. Okunev VS. About islands of stability and limiting mass of the atomic nuclei. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering*. 2018;468(1):012012. DOI: 10.1088/1757-899X/468/1/012012.

References

1. Adamov EO, editor. *Mashinostroenie yadernoi tekhniki* [Mechanical engineering of nuclear technology]. Moscow: Mashinostroenie; 2005. 944 p. (Frolov KV, editor. *Mashinostroenie. Entsiklopediya* [Engineering. Encyclopedia]; volume IV-25, book 2). Russian.
2. Okunev VS. *Nekotorye paradoksy i zakonornosti yadernoi fiziki nizkikh energii* [Some paradoxes and patterns of low-energy nuclear physics]. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2016. 319 p. Russian.
3. Okunev VS. *Klasternaya radioaktivnost': fakty, zakonornosti, prognozy* [Cluster radioactivity: facts, patterns, forecasts]. Morozov AN, editor. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2019. 242 p. Russian.
4. Okunev VS. *Osnovy prikladnoi yadernoi fiziki i vvedenie v fiziku yadernykh reaktorov* [Fundamentals of applied nuclear physics and introduction to the physics of nuclear reactors]. 2nd edition. Moscow: Bauman Moscow State Technical University; 2015. 536 p. (Fizika v tekhnicheskome universitete). Russian.
5. Okunev VS. Cluster radioactivity: analysis, forecast, new factors of slowing the decay of atomic nuclei. *Journal of Physics: Conference Series*. 2019;1348(1):012089. DOI: 10.1088/1742-6596/1348/1/012089.
6. Marakhtanov MK. [On the possible nuclear decay of bismuth due to mechanical shock]. *Metally*. 2016;5:123–128. Russian.
7. Marakhtanov MK, Okunev VS. Influence of mechanical collision macroobjects on nuclear-physical properties of components of their nuclides. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series: Natural Sciences. Mathematics. Physics. Chemistry*. 2016;1:61–75. Russian. DOI: 10.18698/1812-3368-2016-1-61-75.
8. Marakhtanov MK, Okunev VS. Physics of the transmutation of stable elements at the collision of macro-objects with regard to high speeds. *Journal of Physics: Conference Series*. 2018;1115(5):052020. DOI: 10.1088/1742-6596/1115/5/052020.
9. Marakhtanov MK, Okunev VS. The collective radioactive decay of atomic nuclei initiated by an external mechanical impact: science fiction or a new class of physical processes. *Journal of Materials Science Research*. 2018;7(2):34–41. DOI: 10.5539/jmsr.v7n2p34.
10. Guglielmetti A, Faccio D, Bonetti R, Shishkin SV, Tretyakova SP, Dmitriev SV, et al. Carbon radioactivity of ^{223}Ac and a search for nitrogen emission. *Journal of Physics: Conference Series*. 2008;111(1):012050. DOI: 10.1088/1742-6596/111/1/012050.
11. Shpolsky E. [Fission of bismuth, lead, thallium, platinum and tantalum by high energy particles]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1948;XXXIV(3):440–441. Russian. DOI: 10.3367/UFNr.0034.194803f.0440.
12. Goeckermann RH, Perlman I. High energy induced fission of bismuth and lead. *Physical Review*. 1949;76(5):628–637. DOI: 10.1103/PhysRev.76.628.

13. Perlman I, Goeckermann RH, Templeton DH, Howland JJ. Fission of bismuth, lead, thallium, platinum, and tantalum with high energy particles. *Physical Review*. 1947;72(4):352. DOI: 10.1103/PhysRev.72.352.
14. Nikol'skii BP, editor. *Spravochnik khimika. Tom 7* [Handbook of a chemist. Volume 7]. Leningrad: Khimiya; 1968. 507 p. Russian.
15. Perfilov NA, Lozhkin OV, Shamov VP. [Fragmentation and fission processes in the interaction of high-energy particles with nuclei]. *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1960;LXX(1):3–56. Russian.
16. Karnaukhov VA. *Hot and boiling nuclei (To the centenary of E. Rutherford's discovery)*. P15-2011-58 [Preprint]. 2011 [cited 2020 May 10]: [22 p.]. Available from: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/43/043/43043577.pdf. Russian.
17. Karnaukhov VA. [Hot nuclei and a liquid-gas phase transition in a nuclear substance]. *Priroda*. 2000;2:5–12. Russian.
18. Serber R. Nuclear reactions at high energies. *Physical Review*. 1947;72:1114. DOI: 10.1103/PhysRev.72.1114.
19. Baldin AM, Malakhov AI, Sisakyan AN. *Nekotorye problemy relyativistskoi yadernoi fiziki i mnozhestvennogo rozhdeniya chastits* [Some problems of relativistic nuclear physics and multiple particle production]. Aksenova EK, editor. Dubna: Joint Institute for Nuclear Research; 2001. 62 p. (Fizika elementarnykh chastits i atomnogo yadra; tom 32, vypusk 7). Russian.
20. Baum EM, Knox HD, Miller TR. *Nuclides and isotopes. Chart of the nuclides*. 16th edition. [S. l.]: Knolls Atomic Power Laboratory; 2002. 88 p. Co-published by the Lockheed Martin.
21. Bonetti R, Guglielmetti A. Cluster radioactivity: an overview after twenty years. *Romanian Reports in Physics*. 2007;59(2): 301–310.
22. Audi G, Bersillon O, Blachot J, Wapstra AH. The NUBASE evaluation of nuclear properties. *Chinese Physics C*. 2017;41(3): 030001. DOI: 10.1088/1674-1137/41/3/030001.
23. Okunev VS. About islands of stability and limiting mass of the atomic nuclei. *IOP Conference Series Materials Science and Engineering*. 2018;468(1):012012. DOI: 10.1088/1757-899X/468/1/012012.

Статья поступила в редколлегию 12.06.2020.
Received by editorial board 12.06.2020.