

01; 02

ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННОЙ ОБОЛОЧКЕ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. З. Девдариани, А. Л. Загребин

На примере атомов U и Cf рассмотрены процессы образования свободных электронов и вакансий при делении ядер тяжелых элементов в зависимости от зарядового состояния осколков. Установлено, что в результате деления образуются ионы осколков с суммарным зарядом 50—60 и вакансиями в L -оболочках. Электронный спектр освободившихся электронов простирается до 500 эВ.

Введение

Исследование процессов в электронной оболочке при делении ядра представляет интерес как для физики деления, так и физики атомных столкновений, поскольку позволяет в принципе сравнивать «половинные» и полные столкновения многозарядных ионов и тем самым более детально исследовать процесс столкновения. Определение состояния электронной оболочки ионов-осколков и энергий свободных электронов непосредственно после деления может быть интересно также для физики газофазных реакторов [1, 2], процессов взаимодействия продуктов деления со средой [1, 3, 4].

В работе [5] на примере деления ядра U с образованием наиболее вероятных продуктов деления Sr и Xe установлено образование вакансий в L и M -электронных оболочках ионов-осколков непосредственно в процессе деления. В данной работе анализируются закономерности в вероятностях образования вакансий в процессе деления электронного облака и их распределения по внутренним оболочкам осколков для различных продуктов деления U (n_{ih} , f) и Cf (sf), оцениваются энергии свободных электронов, образовавшихся в процессе деления.¹

Процесс деления рассматривается как «половинное» столкновение осколков с нулевым параметром удара, что позволяет использовать методы теории атомных столкновений. Анализ основан на привлечении адиабатических корреляционных диаграмм [7] для симметричных (рис. 1) и слабоасимметричных (рис. 2) многоэлектронных систем и оценке вероятностей переходов между квази-молекулярными орбиталями. Отметим, что близкая по постановке «одноэлектронная» задача об увлечении мюона осколками при делении мезоатома U рассматривалась в [8].

Все полученные ниже результаты могут быть легко перенесены на случай спонтанного или индуцированного деления других тяжелых ядер.

Образование свободных электронов в процессе деления

При делении ядер U (n_{ih} , f) и Cf (sf) ионы осколков разлетаются с относительной скоростью $v^n = v_L^n + v_H^n \approx 11$ а. е., скорость тяжелого осколка $v_H^n \approx 4.5$ а. е. при делении U и $v_H^n \approx 4.75$ а. е. при делении Cf. Основную часть кинетической

¹ Предварительные результаты работы докладывались на III научном семинаре «Автоионизационные явления в атомах» [6] (в [6] орбиталь $6h\sigma$ ошибочно именуется орбиталью $5f\sigma$).

энергии (99 %) осколки приобретают уже за время $t \approx 4 \cdot 10^{-20}$ с после деления [9], что соответствует разлету ядер на расстояние $R < \langle r^K \rangle$ ($\langle r^K \rangle$ — средний радиус K -оболочки объединенного атома, $\langle r^K \rangle \approx 0.01 a_0$ [10]). Рассмотренные ниже процессы в электронной оболочке происходят в области $\langle r^L \rangle \leq R \leq \langle r^{ou} \rangle$ ($\langle r^L \rangle \approx 0.05 a_0$ [10] — радиус L -оболочки, $\langle r^{ou} \rangle \approx 2 a_0$ — характерный радиус внешних оболочек объединенного атома). Эта область соответствует временам $10^{-19} < t < 10^{-17}$ с после деления ядра. Энергии электронных переходов малы по сравнению с кинетической энергией ядер, поэтому траекторию разлета ядер осколков можно считать заданной и не учитывать обмена энергией между электронным и ядерным движением.

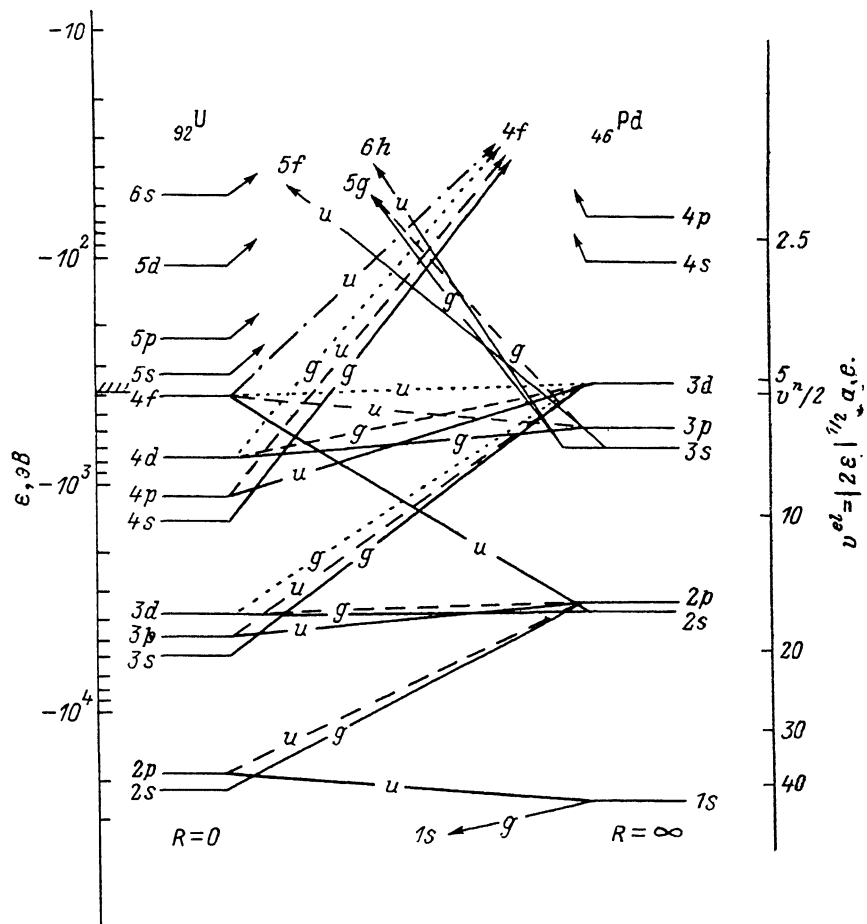


Рис. 1. Диабатическая корреляционная диаграмма симметричной системы ${}_{46}\text{Pd}-{}_{46}\text{Pd}$.

На шкале энергий отмечена граница между внешними и внутренними электронами в атоме ${}_{92}\text{U}$. Сплошные линии — σ , пунктир — δ , штриховые линии — π , штрихпунктир — ϕ .

Величина ν^n медленно изменяется с изменением зарядов ядер-осколков Z_L и Z_H и их масс. Связанная с неопределенностью $\Delta E_k \approx 20$ МэВ в суммарной кинетической энергии $E_k \approx 180$ МэВ осколков [11] неопределенность $\Delta \nu^n$ величины ν^n мала, $\Delta \nu^n / \nu^n \approx 0.05$. Поэтому влияние изменения ν^n на характеристики рассмотренных ниже процессов можно пренебречь по сравнению с влиянием изменения других параметров (например, α , $\Delta \varepsilon$ в формуле (8)) при изменении Z_L , Z_H . Далее величина ν^n считается постоянной ($\nu^n = 11$ а. е.).

Подобно тому, как было установлено в [5] на примере деления U с образованием наиболее вероятных продуктов деления, в общем случае деления ядер U, Cf величина суммарного заряда тяжелого (H) и легкого (L) ионов-осколков $q_{\Sigma} = q_H + q_L$ ($q_{H,L} = Z_{H,L} - N_{H,L}$, где $N_{H,L}$ — полное число электронов в ионе после разлета осколков на расстояние в несколько атомных единиц) определяется

двумя механизмами. Первый из них связан с потерей «внешних» электронов (32 в атоме U и 38 в Cf) объединенного атома с главным квантовым числом $n \geq 5^{\text{th}}$ и орбитальной скоростью $\langle v^{el} \rangle < v_{H, L}^n$ (аналог критерия Бора [12, 13]). Второй механизм обусловлен отрывом 14 электронов с адиабатических орбиталей $4s\sigma$, $4p\pi$, $4d\delta$, $4f\phi$, коррелирующих с высоколежащими уровнями осколков (рис. 1, 2). Поэтому $q_{\Sigma} \geq 46$ для U (n_{ih}, f) и $q_{\Sigma} \geq 52$ для Cf (sf). Кроме того, с большой вероятностью происходит отрыв еще десяти электронов, заполняющих уровень $4f$ объединенного атома, так как этот уровень лежит на границе

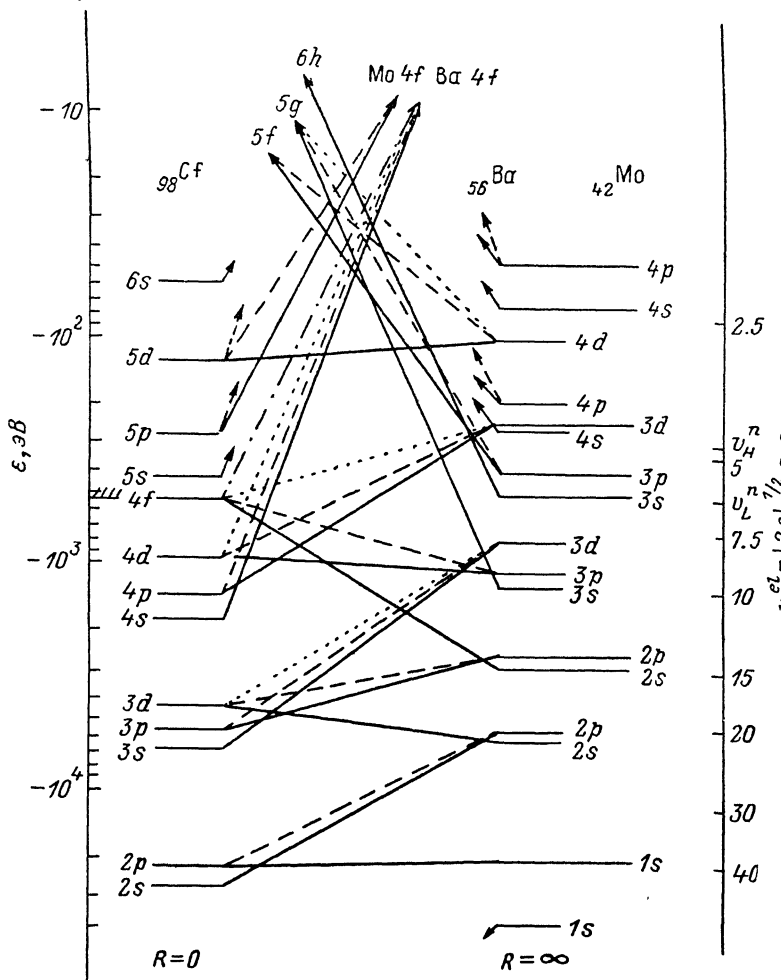


Рис. 2. Адиабатическая корреляционная диаграмма слабоасимметричной системы ${}_{41}\text{Mo}-{}_{56}\text{Ba}$. $\sigma, \delta, \pi, \phi$ обозначены так же, как и на рис. 1.

между «внутренними» и «внешними» электронами (4 из четырнадцати $4f$ -электронов уже учтены выше как отрывающиеся с $4f\phi$ -орбитали). Так, на начальной стадии разлета осколков с почти единичной вероятностью происходит прямая ионизация двух электронов с $4f\sigma$ -орбитали (см. ниже). Таким образом, получаем оценку $q_{\Sigma} \leq 56$ для деления урана и $q_{\Sigma} \leq 62$ для калифорния.²

Величина q_{Σ} больше при делении более тяжелого элемента, так как положение границы между «внутренними» и «внешними» электронами слабо зависит от заряда исходного ядра. То обстоятельство, что граница проходит вблизи многоэлектронного уровня $4f$, обуславливает достаточно широкое (с полушири-

² При разлете осколков часть «внешних» ($4f, 4d\delta, 4p\pi$ и $4s\sigma$) электронов может быть захвачена на верхние уровни осколков с главными квантовыми числами $n_L, n \geq 3$, однако они быстро теряются вследствие переходов Костера—Кронига, так как в L - и M -оболочках осколков имеются вакансии.

ной $\Delta q_{\Sigma} \sim 5$) распределение вероятных значений q_{Σ} вблизи средней величины \bar{q}_{Σ} , $\bar{q}_{\Sigma} \sim 50$ для $U(n_{th}, f)$ и $\bar{q}_{\Sigma} \sim 55$ для $Cf(sf)$.

Величина q_{Σ} после деления практически не зависит от нуклонного состава ядер-осколков. В процессе дальнейшего свободного разлета осколков (т. е. без столкновений с атомами среды) при $t \sim 10^{-16}$ с, $R \sim 100a_0$ заряд q_{Σ} увеличивается на величину $\delta q_{\Sigma}^L \approx 2$ вследствие оже-разрядки L_L , H^- и M_H -вакансий и при $t \sim 10^{-14} - 10^{-7}$ с [9] на величину δq_{Σ}^R в результате образования и распада вакансий при внутренней конверсии γ -излучения возбужденных ядер-осколков. Величина $\delta q_{\Sigma}^R \leq 3$ сильно зависит от нуклонного состава ядер-осколков [14]. Отметим, что величина q_{Σ} после деления превосходит сумму равновесных зарядов для аналогичных ионов, распространяющихся в среде [11, 15], так что на начальной стадии распространения осколков наряду с ионизацией атомов среды происходит захват электронов осколками.

Обсудим характер энергетического распределения электронов, оторвавшихся непосредственно в процессе деления. Для одноэлектронного атома в пределе $v_{H, L}^n \gg v^{el}$ энергетический спектр (в приближении внезапных возмущений [16]) определяется квадратом электронной волновой функции в импульсном представлении, а средняя кинетическая энергия совпадает с энергией связи (с обратным знаком) электрона в атоме.

Для многоэлектронных атомов необходимо оценить влияние взаимодействия оторвавшихся электронов между собой, а также их взаимодействие с разлетающимися ионами-осколками, поскольку для части отрывающихся электронов условие $v_{H, L}^n \gg v^{el}$ близко к нарушению. Суммарная кинетическая энергия «внешних» электронов ε_2 ($n \geq 5$) = $\sum_i |\varepsilon_i| n_i \approx 3200$ эВ, $\varepsilon_2(n \geq 5 + 4f) \approx 8600$ эВ для урана и $\varepsilon_2(n \geq 5) \approx 4200$ эВ, $\varepsilon_2(n \geq 5 + 4f) \approx 11600$ эВ для калифорния (ε_i — приведенные в табл. 1 энергии одноэлектронных уровней i атомов U и Cf [17], n_i — число электронов на уровне i). Величина ε_2 близка к половине потенциальной энергии (с обратным знаком) взаимодействия «внешних» электронов с объединенным ядром и «внутренними» электронами и существенно превосходит потенциальную энергию взаимодействия «внешних» электронов между собой $|V| \sim N/(2r)$, где N — число «внешних» электронов, $r \sim a_0$ — характерный радиус орбиты для «внешних» электронов, $|V(n \geq 5)| \sim 400$, $|V(n \geq 5 + 4f)| \sim 600$ эВ для урана и $|V(n \geq 5)| \sim 500$,

Таблица 1

Энергия ε_i [17], средняя скорость $\langle v_i^{el} \rangle = (2|\varepsilon_i|/m_e)^{1/2}$ и число электронов n_i для «внешних» уровней атомов U и Cf

Уровень	U			Cf		
	$-\varepsilon_i$, эВ	$\langle v_i^{el} \rangle$, а. е.	n_i	$-\varepsilon_i$, эВ	$\langle v_i^{el} \rangle$, а. е.	n_i
$4f_{5/2}$	391	5.4	6	541	6.3	6
$4f_{7/2}$	380	5.3	8	523	6.2	8
$5s_{1/2}$	323	4.9	2	423	5.6	2
$5p_{1/2}$	259	4.4	2	342	5.0	2
$5p_{3/2}$	196	3.8	4	249	4.3	4
$5d_{3/2}$	104	2.8	4	136	3.2	4
$5d_{5/2}$	95	2.6	6	124	3.0	6
$6s_{1/2}$	49	1.9	2	58	2.0	2
$6p_{1/2}$	31	1.5	2	35	1.6	2
$6p_{3/2}$	19	1.2	4	19	1.1	4
$5f$	8.5	0.8	3	10	0.9	10
$6d$	5.7	0.6	1	—	—	0
$7s$	4.6	0.6	2	5	0.6	2

$|V(n \geq 5+4f)| \sim 700$ эВ для калифорния. Таким образом, учет взаимодействия «внешних» электронов между собой после деления не может привести к существенному изменению их спектрального распределения. В пренебрежении взаимодействием «внешних» электронов с разлетающимися ионами-осколками основные особенности этого распределения определяются величинами ϵ_i , n_i (табл. 1), как и в случае деления одноэлектронного атома. Средняя кинетическая энергия оторвавшихся в процессе деления «внешних» электронов $\epsilon_{ou} \sim \sim 150$ эВ, полуширина распределения $\Delta \epsilon_{ou} \sim \epsilon_{ou}$.

Электроны с уровня $4f$ отрываются на начальной стадии разлета и имеют энергии $\epsilon \leq 500$ эВ. Электроны с орбиталей $4s\sigma$, $4p\pi$, $4d\delta$ отрываются при условии $|\epsilon_i(k)| \leq m_e (v_{H, H}^n)^2/2$ и также имеют энергии $\epsilon \leq 500$ эВ. Аналогичная оценка с использованием критерия Бора [12, 13] для столкновения иона-осколка с атомом показывает, что в процессе столкновения образуются электроны с энергиями $\epsilon \leq 300$ эВ, что согласуется с экспериментальными данными (см., например, [1]).

Таким образом, основная часть свободных электронов, образовавшихся в процессе деления, имеет энергии $\epsilon \leq 500$ эВ. В процессе дальнейшего разлета осколков в результате оже-распада вакансий и внутренней конверсии образуются электроны с энергиями $\epsilon \geq 1$ кэВ. Спектральное распределение электронов в области $\epsilon \geq 10$ кэВ исследовалось экспериментально (см., например, [18, 19]).

Образование вакансий во внутренних электронных оболочках ионов-осколков в процессе деления

В работе [5] установлено два основных механизма образования вакансий во внутренних электронных оболочках ионов-осколков непосредственно в процессе деления, т. е. до образования вакансий, связанных с внутренней конверсией при γ -переходах в ядрах осколков. Первый механизм связан с промотированием ряда орбиталей, коррелирующих с незаполненными или соответствующими малым энергиям связи ($|\epsilon_i| \leq m_e (v_{H, L}^n)^2/2$) уровнями объединенного атома, в частности $5g$, $6h$ (рис. 1, 2).

Две вакансии на $5g\sigma$ -орбиталях с почти единичной вероятностью переходят во внутренние оболочки осколков, главным образом в M_H -оболочку тяжелого осколка.³ Заполнение вакансий на $5g\sigma$ -орбиталях вследствие ландау-зинеровских переходов в областях пересечений с заполненными орбиталями, коррелирующими с уровнями внешних оболочек ионов-осколков ($n_L \geq 3$, $n_H \geq 4$), например $4s\sigma$, $4p\sigma$, несущественно [5].

В процессе разлета осколков при прохождении областей формирования атомных орбиталей ионов-осколков в окрестностях межъядерных расстояний R_{fp} , R_{fh} переходы $5g\sigma \rightarrow 4f\sigma$, $6h\sigma \rightarrow 4f\sigma$ приводят к образованию вакансий в L_L -оболочке легкого осколка. Другие переходы между незаполненными и заполненными орбиталями, которые также приводят к образованию L_L -вакансии, менее вероятны. Заметим, что окончательное распределение вакансий по j -уровням M - и L -оболочек осколков определяется переходами между орбиталями в процессе дальнейшего разлета и ниже не рассматривается.

Второй механизм состоит в прямой ионизации внутренних промотирующих орбиталей на начальной стадии разлета осколков ($R \leq 0.2a_0$). Характерным примером такой орбитали делящегося урана и трансурановых элементов является $4f\sigma$ -орбиталь, выдвигающаяся при малых R к границе между «внутренними» и «внешними» электронами (рис. 1, 2). На основании расчета [20] для столкновений $Ag+Ag$ ($2Z_{Ag}=94$) с параметром удара $\rho=0$ и относительной скоростью $v^n=2.5-3.85$ а. е. можно заключить, что вероятность P_f прямой ионизации $4f\sigma$ -орбитали (на один электрон) при делении U, Cf близка к единице.

После прямой ионизации $4f\sigma$ -орбитали при $R \approx R_f$ возможен переход вакансии $4f\sigma \rightarrow 3d\sigma$ при $R=R_{fd}$, который приводит к образованию L_H -вакансии.

³ Понятие M_H -вакансии имеет смысл, так как уровни M_L - и N_H -оболочек частично заселяются электронами с орбиталей $4p\sigma$, $4d\pi$ и $4f\delta$.

Как показывают оценки, которые основаны на анализе корреляционных диаграмм систем ${}_{36}\text{Kr}-{}_{54}\text{Xe}$ [7] и ${}_{47}\text{Ag}-{}_{55}\text{Cs}$ [21] (эти диаграммы аналогичны диаграммам для наиболее вероятных продуктов деления урана ${}_{38}\text{Sr}-{}_{54}\text{Xe}$ и калифорния ${}_{42}\text{Mo}-{}_{56}\text{Ba}$) $R'_{fg} \leq R_{fh} \approx 0.5a_0$, а $R_{fg} \approx 0.25a_0$, поэтому переход $5g\sigma \rightarrow 4f\sigma \rightarrow 3d\sigma$ в процессе деления невозможен.

Для количественной оценки вероятностей образования вакансий в L , M -оболочках легкого и тяжелого осколков обратимся к рис. 3, который схематизирует основные переходы вакансий, и будем считать, что в каждой из областей взаимодействия орбиталей переходы происходят независимым образом.

Вероятности образования одной ($P_{L_H, L}^{(1)}$) и двух ($P_{L_H, L}^{(2)}$) вакансий, например, в L_H, L -оболочке связаны с вероятностью образования σ -вакансии с заданной проекцией спина на межъядерную ось $P_{L_H, L}^s$

$$P_{L_H, L}^{(1)} = 2P_{L_H, L}(1 - P_{L_H, L}^s), \quad (1)$$

$$P_{L_H, L}^{(2)} = (P_{L_H, L}^s)^2, \quad (2)$$

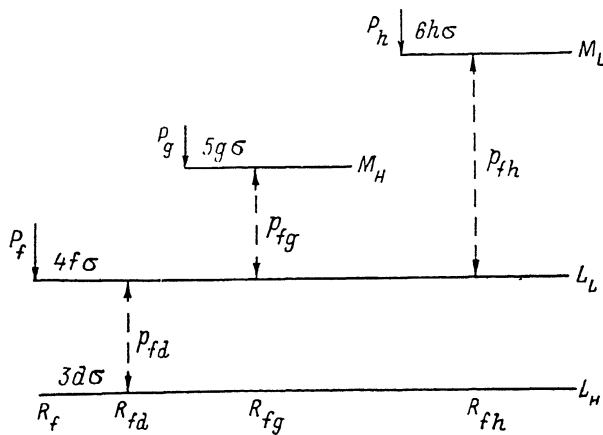


Рис. 3. Схематическая диаграмма переходов между орбиталями, которые приводят к образованию вакансий во внутренних оболочках ионов-осколков.

аналогичные выражения справедливы и для M_H -оболочки. Как видно из рис. 3,

$$P_{L_H}^{(s)} = P_f P_{fd}, \quad (3)$$

$$P_{M_H}^s = P_f(1 - p_{fd})p_{fg} + P_g(1 - p_{fg}), \quad (4)$$

$$P_{L_L}^s = P_f(1 - p_{fd})(1 - p_{fg})(1 - p_{fh}) + P_g p_{fg}(1 - p_{fh}) + P_h p_{fh}, \quad (5)$$

где p_{fd}, p_{fg}, p_{fh} — вероятности переходов $4f\sigma \rightarrow 3d\sigma$, $4f\sigma \rightarrow 5g\sigma$, $4f\sigma \rightarrow 6h\sigma$; $P_{g, h}$ — вероятность того, что вакансия (с заданной проекцией спина) на орбиталях $5g\sigma$, $6h\sigma$ не заполнена при $R < R_{fg}$, $R < R_{fh}$.

Как обсуждалось выше, можно считать, что $P_g \approx P_h \approx 1$. Поэтому, пренебрегая членами порядка $p_{fd}P_{fg}$, $P_{fd}P_{fh}$, $p_{fg}P_{fh}$, что оправдано для полученных ниже значений p_{fd} , p_{fg} , p_{fh} , оценить вероятность образования L_L -вакансии можно по формуле

$$P_{L_L}^s = P_f(1 - p_{fd}) + (1 - P_f)(p_{fg} + p_{fh}). \quad (6)$$

Для вероятностей переходов в первом приближении естественно воспользоваться формулой Демкова [22]

$$p = \frac{\exp(-\xi)}{1 + \exp(-\xi)}, \quad \xi = \frac{\pi \Delta \varepsilon}{\alpha v^n}, \quad (7)$$

$$\Delta \varepsilon = |\varepsilon_1 - \varepsilon_2|, \quad \alpha = \frac{1}{2} [(2|\varepsilon_1|)^{1/2} + (2|\varepsilon_2|)^{1/2}], \quad (8)$$

де $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — энергии соответствующих уровней, т. е. $2s_{1/2, L}, 3s_{1/2, H}$ для перехода $5g\sigma \rightarrow 4f\sigma$; $2s_{1/2, H}, 2s_{1/2, L}$ для перехода $4f\sigma \rightarrow 3d\sigma$; $2s_{1/2, L}, 3s_{1/2, L}$ для перехода $4f\sigma \rightarrow 6h\sigma$.

При вычислениях не учитывалось различие в значениях $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ для многозарядных ионов от соответствующих величин [17] для нейтральных атомов. Отметим, что расчет [23] и эксперимент [24] свидетельствуют о незначительном изменении величины $|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|$ для многозарядного иона по сравнению с атомом. Результаты расчетов вероятностей переходов представлены на рис. 4. При симметричном делении переход $5g\sigma_y \rightarrow 4f\sigma_u$ запрещен.

Если $P_f \ll 1$, т. е. вакансии образуются по первому механизму, то, полагая $P_g = P_h = 1$, для наиболее вероятных продуктов деления урана ${}_{38}\text{Sr} - {}_{54}\text{Xe}$ (ка-

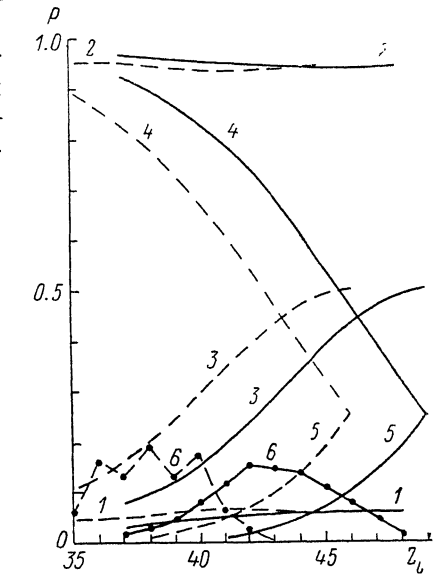
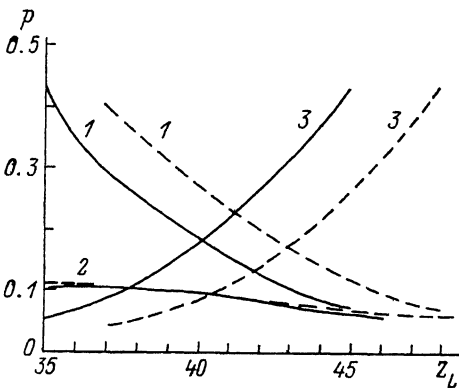


Рис. 4. Вероятности переходов вакансий.

1 — p_{fg} , 2 — p_{fh} , 3 — p_{fd} . Сплошные кривые — случай деления ядра урана, штриховые — калифорния.

Рис. 5. Вероятности образования одной ($P^{(1)}$) и двух ($P^{(2)}$) вакансий в L_H - и M_H -оболочках тяжелого и L_L -оболочке легкого осколков при делении ядра в случае $P_f = P_g = P_h = 1$.

1 — $P_{M_H}^{(1)}$, 2 — $P_{M_H}^{(2)}$, 3 — $P_{L_L}^{(1)}$, $P_{L_H}^{(1)}$; 4 — $P_{L_L}^{(2)}$, 5 — $P_{L_H}^{(2)}$, 6 — распределение [24, 28] осколков деления по зарядам. Сплошные кривые — деление Cf, штриховые кривые — деление U.

лифорния ${}_{42}\text{Mo} - {}_{56}\text{Ba}$) получаем $P_{L_H}^s \ll 1$, $P_{L_L}^s = p_{fg} + p_{fh} = 0.36$ (0.29), $P_{M_H}^s = 1 - p_{fg} = 0.74$ (0.80) соответственно, так что вероятности образования одной и двух вакансий следующие: $P_{L_H}^{(1)}, P_{M_H}^{(2)} \ll 1$, $P_{L_L}^{(1)} = 0.46$ (0.41), $P_{L_L}^{(2)} = 0.13$ (0.08), $P_{M_H}^{(1)} = 0.38$ (0.32), $P_{M_H}^{(2)} = 0.54$ (0.64). Как отмечено выше, для случая деления ядер тяжелых элементов величина $P_f \approx 1$. На рис. 5 приводятся вычисленные вероятности образования вакансий при $P_f = P_g = P_h = 1$ (в этом случае $P_{L_H}^{(1)} = P_{L_L}^{(1)}$). Отметим, что для деления урана и калифорния вероятности $P_{L_L}^{(1,2)}, P_{L_H}^{(1,2)}, P_{M_H}^{(1,2)}(U, Z_L)$ и $P_{L_L}^{(1,2)}, P_{L_H}^{(1,2)}, P_{M_H}^{(1,2)}(\text{Cf}, Z_L + 3)$ практически совпадают ($Z_{\text{Cf}} = Z_U + 6$).

Таким образом, практически каждое деление приводит к образованию одной-двух вакансий в L -оболочке легкого и M -оболочке тяжелого осколков, а каждое четвертое-пятое деление — к образованию вакансии в L -оболочке тяжелого осколка.

Наличие нескольких каналов, приводящих к образованию L -вакансий, и частичное перекрытие областей неадиабатичности (особенно вблизи R_{fg} и R_{fh}) требуют выхода за рамки использованного выше приближения локализованных областей неадиабатической связи двух состояний. Приведенные на рис. 4 вероятности переходов являются приближенными оценками и в рамках двухуровневого приближения. Для получения более надежных значений вероятностей переходов необходимы расчеты зависимостей энергий орбиталей

$\epsilon_i(R)$ в областях переходов с целью определения параметров более общей экспоненциальной модели Никитина [25].

Характер связанной с использованием формулы Демкова (7) с параметрами (8) неточности в значениях вероятностей переходов вакансий в случае деления ядер урана и калифорния с образованием наиболее вероятных продуктов деления аналогичен такой же неточности в значениях вероятностей переходов в случае разлета с относительной скоростью $v^n=11$ а. е. осколков деления ядер тория (${}_{86}\text{Kr}$ и ${}_{54}\text{Xe}$) и нобелия (${}_{47}\text{Ag}$ и ${}_{55}\text{Cs}$). На основании экспоненциальной аппроксимации вычисленных в [7, 21] зависимостей $\epsilon_i(R)$ для систем $\text{Kr}+\text{Xe}$ и $\text{Ag}+\text{Cs}$ можно заключить, что переходы $5g\sigma \rightarrow 4f\sigma$, $4f\sigma \rightarrow 3d\sigma$ действительно могут быть интерпретированы в рамках модели Демкова (7), (8), но величины $\Delta\epsilon$ и α отличаются от значений (8).

Полученные на основании аппроксимации зависимостей $\epsilon_i(R)$ для систем $\text{Kr}+\text{Xe}$ [7] и $\text{Ag}+\text{Cs}$ [21] значения параметров α , $\Delta\epsilon$, вычисленные по формулам (1)–(4), (6), (7) вероятности переходов P_{fd} , P_{fg} и образования вакансий $P_{L_L}^{(1)}$, $P_{L_H}^{(2)}$, M_H при скорости разлета $v^n=11$ а. е. для $P_f=P_g=P_h=1$, приводятся в табл. 2. В скобках даны значения параметров α , $\Delta\epsilon$ (8) и соответствующих

Т а б л и ц а 2

Вероятности переходов P_{fd} , P_{fg} и образования одной ($P^{(1)}$) и двух ($P^{(2)}$) вакансий в L_L , L_H и M_H -оболочках осколков при делении ядра ${}_{90}\text{Th}$ с образованием ${}_{36}\text{Kr}$ и ${}_{54}\text{Xe}$ и делении ядра ${}_{102}\text{No}$ с образованием ${}_{47}\text{Ag}$ и ${}_{55}\text{Cs}$ для скорости разлета осколков $v^n=11$ а. е. и вероятностей $P_f=P_g=P_h=1$

	${}_{36}\text{Kr}-{}_{54}\text{Xe}$	${}_{47}\text{Ag}-{}_{55}\text{Cs}$
α_{fd} , а. е.	10 (15.5)	11 (18.5)
$\Delta\epsilon_{fd}$, а. е.	100 (112)	55 (70)
P_{fd}	0.055 (0.11)	0.20 (0.25)
α_{fg} , а. е.	6 (11)	7.5 (13)
$\Delta\epsilon_{fg}$, а. е.	32 (32)	81 (95)
P_{fg}	0.18 (0.29)	0.049 (0.11)
$P_{M_H}^{(1)}$	0.02 (0.06)	0.02 (0.05)
$P_{M_H}^{(2)}$	0.98 (0.94)	0.98 (0.95)
$P_{L_L}^{(1)}$, $P_{L_H}^{(1)}$	0.10 (0.20)	0.32 (0.38)
$P_{L_L}^{(2)}$	0.89 (0.79)	0.64 (0.56)
$P_{L_H}^{(2)}$	0.003 (0.012)	0.04 (0.06)

Примечание. Расчет по формулам (1)–(4), (6), (7) с параметрами α , $\Delta\epsilon$, определенными из расчетов [7, 21] энергий квазимолекулярных орбиталей $\epsilon_i(R)$. В скобках расчет с параметрами α , $\Delta\epsilon$ (8).

им вероятностей. Из табл. 2 следует, что использование формул (7) с параметрами (8) завышает величины вероятностей P_{fd} , P_{fg} главным образом вследствие завышения параметра α (8). В то же время, несмотря на существенную неточность в значениях параметров (8), простые оценки (7), (8) позволяют определить характерные значения вероятностей переходов с точностью до фактора порядка двух, что обусловлено близостью параметров Месси для обсуждаемых переходов к единице. Вероятности образования вакансий $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ достаточно надежно определяются с использованием параметров (8) в тех случаях, когда значения $P^{(1)}$, $P^{(2)}$ велики ($P^{(1)}, (2)} \geq 0.1$).

Вероятность образования K -вакансии в процессе деления мала. Так, для наиболее вероятных продуктов деления урана (${}_{38}\text{Sr}-{}_{54}\text{Xe}$) в случае прямой ионизации $3d\sigma$ -орбитали возможно образование K_L -вакансии в результате

перехода $3d\sigma \rightarrow 2p\sigma$. Оценка по формуле Демкова (7), (8) вероятности такого перехода дает значение $p_{d,p} \approx 0.015$. Вероятность образования K_{L-} вакансий в результате перехода из вышележащих состояний, например $4f\sigma$, также мала ($p_{f,p} \sim 10^{-3}$).

Заключение

Отметим основные характеристики электронов и ионов, образовавшихся в процессе деления.

1. Основная часть свободных электронов, образовавшихся в процессе деления, а также электронов, образовавшихся при столкновениях ионов-осколков с многоэлектронными атомами среды, имеет энергии $\varepsilon \leq 500$ эВ. Такие электроны эффективно возбуждают и ионизуют атомы среды, которая окружает делящийся элемент. В процессе торможения эти электроны создают неравновесную плазму [1]. При прохождении иона-осколка через газ (с заданной концентрацией атомов) наибольшая плотность свободных электронов (на единицу длины пробега осколка) создается в случае достаточно тяжелых газов, например Kr, Xe, когда многоэлектронным d, f -оболочкам соответствуют энергии 'связи $|\varepsilon| \leq 100$ эВ. Плазма криптона и ксенона, создаваемая осколками деления Cf (n_{th}, f), экспериментально исследовалась в [26, 27].

Высокоэнергетическая часть электронного спектра ($\varepsilon \geq 1$ кэВ) образуется за счет оже-распада вакансий и внутренней конверсии γ -излучения ядер-осколков.

2. В процессе деления (за время $t \sim 10^{-17}$ с) образуются ионы-осколки с суммарным зарядом $q_2 \approx 50-55$. Дополнительное увеличение заряда q_2 на величину $\delta q_2^+ \approx 2$ при $t \sim 10^{-16}$ с и величину $\delta q_2^- \leq 3$ при $t = 10^{-14}-10^{-7}$ с обусловлено оже-распадом образовавшихся в процессе деления вакансий во внутренних электронных оболочках осколков и внутренней конверсией γ -излучения возбужденных ядер-осколков. Первоначальный заряд осколков q_2 превосходит равновесное значение для случая распространения ионов в среде.

3. Практически каждое деление сопровождается образованием одной-двух вакансий в L -оболочке легкого и M -оболочке тяжелого осколков. Каждое четвертое-пятое деление сопровождается образованием вакансии в L -оболочке тяжелого осколка.

Вероятности образования L - и M -вакансий в процессе деления сопоставимы с вероятностями образования этих вакансий в результате внутренней конверсии γ -излучения возбужденных ядер-осколков. Вероятность образования K -вакансий в процессе деления пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью образования K -вакансий в результате внутренней конверсии.

Обсудим кратко возможность экспериментального исследования процессов в электронной оболочке при делении ядер. Наиболее целесообразным представляется эксперимент по делению тяжелых ядер в газовой фазе при облучении нейтронным потоком с регистрацией отдельных актов деления и соответствующих продуктов. Особый интерес представляет регистрация с высоким временным разрешением электронного и рентгеновского спектров распада. Существенное различие во времени выхода рентгеновского излучения и оже-электронов, обусловленных, с одной стороны, вакансиями деления, а с другой — вакансиями конверсии, в принципе позволяет разделить эти механизмы образования вакансий. Информация об образовании вакансий по обсуждаемому механизму в этом случае может быть получена при сопоставлении экспериментального спектра с тем, который связан с конверсией. Существенно, что вероятности образования вакансий деления и вакансий конверсии имеют существенно различные зависимости от нуклонного состава ядер-осколков.

Авторы глубоко благодарны Ю. Н. Демкову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Русанов В. Д., Фридман А. А. Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 415 с.
- [2] Boersma-Vlein W., Kelling F., Kistemaker J. // High Temp. Sci. 1985. Vol. 18. N 3. P. 131-158.

- [3] Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М.: ИЛ, 1950. 150 с.
- [4] Specht H. J. // Z. Phys. 1965. Vol. 185. N 4. P. 301—330.
- [5] Девдариани А. З., Загребин А. Л. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 1 (7). С. 14—17.
- [6] Девдариани А. З., Загребин А. Л. // Матер. III науч. семинара «Автоионизационные явления в атомах». М., 1986. С. 150—151.
- [7] Eichler J., Wille U., Fastrup B., Taulbjerg K. // Phys. Rev. 1976. Vol. A14. N 2. P. 707—717.
- [8] Демков Ю. Н., Зарецкий Д. Ф., Карпешин Ф. Ф. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 28. Вып. 5. С. 287—290.
- [9] Hoffman D. C., Hoffman M. M. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1974. Vol. 24. P. 151—207.
- [10] Банд И. М., Тржасковская М. Б. Препринт ЛИАФ АН СССР. № 92. Л., 1974.
- [11] Гангерский Ю. П., Далсхурэн Б., Марков Б. Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986. 176 с.
- [12] Bohr N. // Phys. Rev. 1940. Vol. 58. N 7. P. 654—655.
- [13] Bohr N. // Phys. Rev. 1941. Vol. 59. N 3. P. 270—275.
- [14] Wohlfarth H., Lang W., Dann H. et al. // Z. Phys. 1978. Vol. A 287. N 2. P. 153—163.
- [15] Nikolaev V. S., Dmitriev I. S. // Phys. Lett. 1968. Vol. 28A. N 4. P. 277—278.
- [16] Мигдал А. В. Качественные методы в квантовой теории. М.: Наука, 1973. 165 с.
- [17] Sevier K. O. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1979. Vol. 24. N 4. P. 323—371.
- [18] Понеко Л. А., Пемпов Г. А. Препринт ЛФТИ АН СССР. № 127. Л., 1968.
- [19] Khan T. A., Hofman D., Horsch F. // Nucl. Phys. 1973. Vol. A205. N 3. P. 480—516.
- [20] Wille U. // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. N 9. P. L275—L278.
- [21] Presser G., Stähler J., Werner R., Wille U. // J. Phys. B. 1983. Vol. 16. N 2. P. 197—214.
- [22] Демков Ю. Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 45. Вып. 2. С. 195—201.
- [23] Watson R. L. Lawrence Radiation Laboratory Report. California, 1966.
- [24] Reisdorf W., Unik J. P., Griffin H. C., Glendenin L. E. // Nucl. Phys. 1971. Vol. A177. N 2. P. 337—378.
- [25] Nikitin E. E. // Adv. Quant. Chem. 1970. Vol. 5. P. 135—184.
- [26] Takahashi T., Ruan J., Kubota S., Shiraishi F. // Phys. Rev. 1985. Vol. A32. N 2. P. 1211—1214.
- [27] Takahashi T., Ruan J., Kubota S., Shiraishi F. // Nucl. Instr. and Meth. 1982. Vol. 196. N 1. P. 83—85.
- [28] Siegert G., Wollnik H., Greif J. et al. // Phys. Rev. 1976. Vol. C14. N 5. P. 1864—1873.

Ленинградский
государственный университет

Поступило в Редакцию
5 ноября 1987 г.
В окончательной редакции
27 апреля 1988 г.