

МЕТОДОЛОГИЯ РАСЧЁТА ГИПОТЕТИЧЕСКИХ ИЗОМЕРНЫХ γ -РЕАКТОРОВ НА ПРИМЕРЕ $^{178m2}\text{Hf}$

THE CALCULATION METHODOLOGY BY THE EXAMPLE OF $^{178m2}\text{Hf}$ HYPOTHETICAL ISOMERIC γ -REACTORS

В. Ф. Колесов, С. Н. Абрамович, А. Е. Шмаров, Е. В. Интяпина
V. F. Kolesov, S. N. Abramovich, A. E. Shmarov, E. V. Intjapina

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»,

пр. Мира, 37, Саров, Нижегородская область, 607188, Россия

Federal Nuclear Center of Russia – All-Russia Research Institute of Experimental Physics

На примере ядерного изомера $^{178m2}\text{Hf}$ разработана методология описания кинетических явлений в изомерных γ -реакторах. Рассмотрение процессов в среде изомера основано на предположении, что в результате использования резонансного механизма NEET удастся переводить изомер в триггерное состояние и тем самым создавать условия для цепной реакции γ -распадов, подобной цепной реакции делений в нейтронных ядерных реакторах.

By example of nuclear isomer $^{178m2}\text{Hf}$ there was developed the methodology of describing kinetic phenomena in isomer gamma-reactors. The consideration of processes in isomer medium is based on a supposition that as a result of using resonance mechanism NEET it is possible to put isomer to trigger state and thereby create conditions for chain reaction of γ -decays similar to the chain reaction of fissions in neutron nuclear reactors.

Вводный раздел

Высокая удельная энергоёмкость сред, состоящих из ядерных изомеров, создает серьезные стимулы для поиска способов высвобождения этой энергии для использования в стационарных или импульсных установках – источниках энергии и γ -излучения. В литературе рассмотрено много сред, состоящих из различных ядерных изомеров, на предмет обсуждения возможностей снятия запасённой в них энергии [1]. Значительное внимание исследователей привлечено к среде, состоящей из ядерного изомера $^{178m2}\text{Hf}$ [1–3]. В табл. 1 проведено сравнение удельных энергоёмкостей $^{178m2}\text{Hf}$ и других известных материалов.

Таблица 1

Сравнение удельных энергоёмкостей
некоторых материалов

Среда	Удельная энергоёмкость, ГДж/г
$^{178m2}\text{Hf}$	1,3/0,7
$^{235}\text{U}+\text{n}$	82
D+T	340
Тротил	4·10–6

В докладе приведены результаты разработки на основе гафния методологии описания явлений в изомерных γ -реакторах. Предполагалось, что механизм снятия энергии $^{178m2}\text{Hf}$ может осуществляться за счет триггерного уровня, незначительно (примерно на 10 кэВ) превышающего изомерный уровень [4–10]. Указания на предмет существования триггерного уровня содержатся в ряде экспериментальных работ [2, 3]. Явление распада изомера гафния через посредство триггерного уровня получило аббревиатурное название NEET (Nuclear Excitation by Electron Transition).

В принятом здесь механизме цепной реакции новые триггерные состояния генерируются фотонами, возникающими при заполнении электронами вакансий в электронной L -оболочке атома гафния. Средняя вероятность генерирования одной вакансией нового триггерного состояния (величина γ) в рамках настоящей работы является свободным параметром. Для конкретных активных зон значения этого параметра находятся из условия предполагаемой их критичности. Схема распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$ представлена на рис. 1.

Таким образом, используемая здесь схема цепной реакции в среде изомерного гафния за-

ключается в следующем. Случайный γ -квант производит ионизацию L -оболочки атома. Энергия возбуждения атома, возникающая вследствие заселения вакансии на L -оболочке, с какой-то вероятностью передается ядру изомера, и ядро оказывается в триггерном состоянии. После этого происходит практически мгновенная разрядка изомерного ядра. Разрядка сопровождается высвечиванием большого количества γ -квантов, которые за счет фотопоглощения и некогерентного рассеяния производят ионизацию среды, создавая новые вакансии в атомной оболочке, в том числе и на L -оболочке, и тем самым замыкая цепную реакцию. (Вероятность образования вакансий электронами конверсии в обсуждаемой работе принималась равной нулю.)

Для целей создания адекватного представления о ядерных процессах в изомерном γ -реакторе и надежного моделирования этих процессов необходимо иметь что-то подобное теории переноса нейтронов и кинетике делительных реакторов [11,12]. Прямое заимствование алгоритмов из области делительных устройств в данном случае невозможно, поскольку перенос γ -квантов – носителей цепной реакции в изомерном реакторе, генерирование γ -квантами вакансий, а также кинетика таких устройств отличаются значительным своеобразием. Теория γ -реактора должна базироваться на собственных предпосылках и алгоритмах.

Задачи переноса в среде реактора γ -квантов, расчета вероятности рождения γ -квантами вакансий и привязанных к моменту рождения γ -кванта временных распределений для событий рождения вакансий решаются в статье с помощью монтекарловской программы ТРИАДА [13–15]. Назначение программы ТРИАДА – решение нестационарных задач совместного переноса в веществе нейтронов, γ -квантов, электронов, позитронов и тяжёлых заряженных частиц, а также фотонов оптического диапазона.

Избранный в настоящей работе подход к описанию явлений в γ -реакторе включает:

- расчеты с помощью программы ТРИАДА вероятности γ_{ij} создания γ -квантом типа (ij) вакансии на L -уровне и среднего времени генерирования этой вакансии \bar{t}_{ij} ;

- процедуру определения аналитических выражений для временных распределений интенсивности излучения γ -квантов, создания γ -квантами вакансий, а также для коэффициента размножения и среднего времени генерирования триггерных состояний;

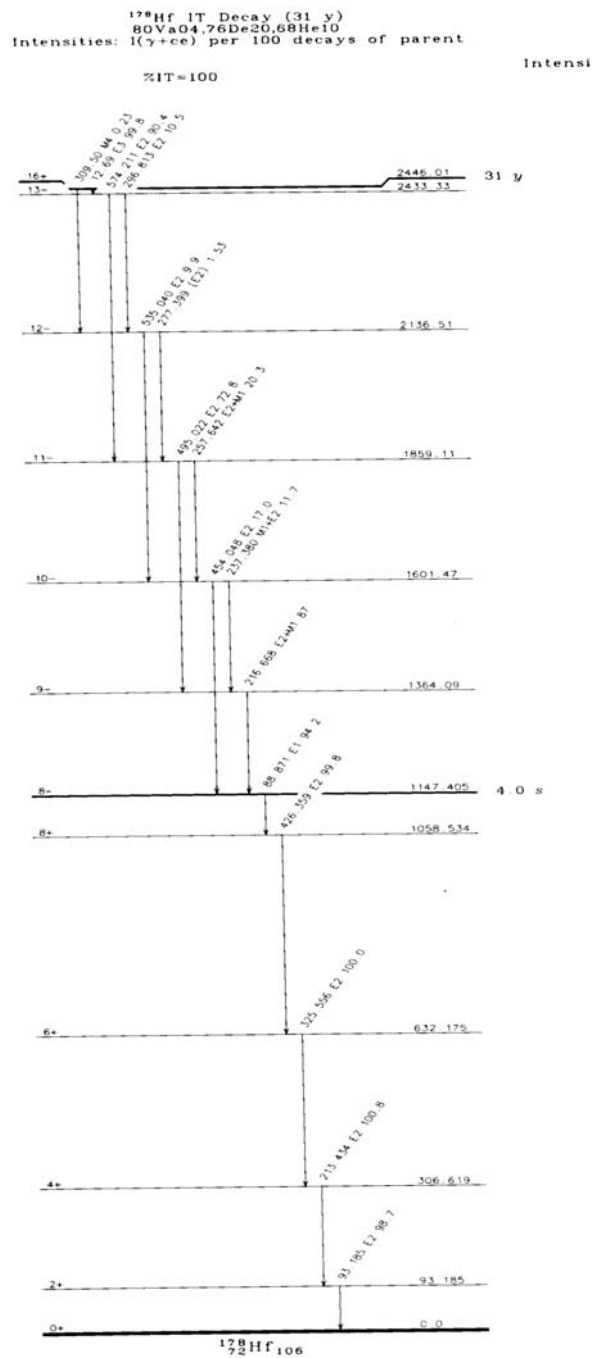


Рис. 1. Схема распада изомера $^{178m2}\text{Hf}$

- вывод уравнений кинетики и динамики γ -реактора;
- разработку программы численного решения уравнений динамики γ -реактора.

Были введены следующие названия и обозначения ряда опорных понятий и величин:

- число возбужденных состояний уровня i ядер $^{178m2}\text{Hf}$ во всей системе в момент времени t названо населенностью уровня i и обозначено как

$I_i(t)$;

– величины $J_i = \lambda_{ij} I_i(t)$ обозначены как интенсивности излучения γ -квантов при переходе ядра с уровня i на уровень j ;

a_{ij} – число γ -квантов типа (ij) на один распад изомера;

γ_{ij} – число вакансий, образуемых на L -оболочке одним γ -квантом типа (ij) ;

φ_{ij} – абсолютные временные распределения интенсивности рождения γ -квантов;

$f_{ij}(t)$ – нормированное на единицу временное распределение вероятности образования вакансий γ -квантом, излученным в момент $t = 0$ (согласно расчетам, распределения $f_{ij}(t)$ хорошо представляются экспонентами, на этом основании принято

$$f_{ij}(t) = \Lambda_{ij} e^{-\Lambda_{ij} t};$$

γ – вероятность образования триггерной населенности одной вакансией.

Коэффициент размножения триггерных состояний

Коэффициент размножения триггерных состояний в изомерном γ -реакторе $K_{\text{эф}}(t)$ определен как число новых триггерных состояний, производимых γ -квантами одного распада изомера. Чтобы получить формулу для $K_{\text{эф}}(t)$, достаточно отметить, что число вакансий на один распад триггерного состояния равно $\sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij}$. Число новых триггерных состояний на один распад изомера должно быть записано как

$$K_{\text{эф}}(t) = \gamma \sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij} \quad (1)$$

Полный коэффициент размножения $K_{\text{эф}}(t)$ является суммой коэффициента размножения мгновенных триггерных состояний $\tilde{K}_{\text{эф}}(t)$ и части $K_{\text{эф}}(t)$, вносимой запаздывающими триггерными состояниями, $\delta K_{\text{эф}}(t)$:

$$K_{\text{эф}}(t) = \tilde{K}_{\text{эф}}(t) + \delta K_{\text{эф}}(t);$$

$$\tilde{K}_{\text{эф}}(t) = \gamma \sum_{(ij)_{\text{мен}}} a_{ij} \gamma_{ij} \quad (\text{уровни 2-6});$$

$$\delta K_{\text{эф}}(t) = \gamma \sum_{(ij)_{\text{зан}}} a_{ij} \gamma_{ij} \quad (\text{уровни 7-11}).$$

Как видим, в рассматриваемом γ -реакторе имеется лишь одна группа запаздывающих триггерных состояний. Она составляет примерно по-

ловину всех триггерных состояний.

Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных γ -квантов

Дальнейшая задача заключается в определении среднего времени генерации мгновенных и запаздывающих триггерных состояний. Чтобы решать эту задачу, необходимо найти абсолютные временные распределения $\varphi_{ij}(t)$ – интенсивности рождения γ -квантов типа (ij) , а затем и распределения $f_{ij}(t)$ – интенсивности рождения вакансий.

Распределения $\varphi_{ij}(t)$ для i -го уровня зависят от постоянного распада не только i -го, но и более высоких уровней, поскольку интенсивность возбуждения i -го уровня определяется распадом всех более высоких уровней. С учетом этого замечания, распределения $\varphi_{ij}(t)$ находились с помощью решений дифференциальных уравнений, записанных для каждого уровня на основании баланса возбуждений и распадов i -го уровня.

Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных вакансий

Абсолютные распределения интенсивности рождения мгновенных вакансий были рассчитаны с помощью более сложных соотношений. Эти соотношения выведены на основании определенных выше распределений $\varphi_{ij}(t)$ и временных распределений интенсивности образования вакансий γ -квантом типа (ij) , рожденным в момент $t = 0$:

$$\psi_{ij}(t) = \gamma_{ij} \Lambda_{ij} e^{-\Lambda_{ij} t} \quad (2)$$

Искомые распределения $f_{ij}(t)$ $f_i(t) = \sum_j f_{ij}(t)$ получены путем интегральных операций с $\varphi_{ij}(t)$ и (2). Распределение $f_i(t)$ имеет вид:

$$f_i(t) = \sum_j f_{ij}(t) = \sum_j \gamma_{ij} \Lambda_{ij} \int_0^t \varphi_{ij}(t-x) e^{-\Lambda_{ij} x} dx \quad (3)$$

Суммарное абсолютное временное распределение интенсивности рождения вакансий, генерируемых всеми мгновенными γ -квантами распада триггерного состояния, равно

$$F(t) = \sum_{i=2}^6 f_i(t)$$

Среднее время генерации триггерных состоя-

ний в изомерном γ -реакторе равно

$$\Lambda = \frac{\int_0^{\infty} tF(t)dt}{\int_0^{\infty} F(t)dt} \quad (4)$$

Область запаздывающих γ -квантов (7-ой – 11-ый уровни)

Временные характеристики запаздывающих γ -квантов (7-ой – 11-ый уровни) полностью определяются характеристиками 7-го уровня, отличающегося большим временем жизни. С учетом этого обстоятельства абсолютное суммарное распределение интенсивности рождения запаздывающих вакансий дается выражением:

$(a_{78}\gamma_{78} + a_{89}\gamma_{89} + a_{910}\gamma_{910} + a_{1011}\gamma_{1011} + a_{1112}\gamma_{1112})e^{-\lambda_7 t}$,
а среднее время генерации запаздывающих вакансий или соответствующих им триггерных состояний – выражением:

$$\frac{1}{\lambda}$$

(λ – постоянная распада 7-го уровня схемы рис. 1).

Уравнения кинетики изомерного γ -реактора

Теперь мы имеем возможность сформулировать уравнения кинетики изомерного γ -реактора. Введем обозначения: $P(t)$ – число мгновенных триггерных состояний в момент t ; $C(t)$ – число предшественников запаздывающих триггерных состояний; S_0 – интенсивность спонтанных распадов гафния в активной зоне γ -реактора; τ – среднее время жизни мгновенных триггерных состояний; $\rho = \frac{K_{эф} - 1}{K_{эф}}$ – реактивность изомерного γ -реактора; $\Lambda = \frac{\tau}{K_{эф}}$, $\beta = \frac{\delta K_{эф}}{K_{эф}}$ – доля запаздывающих триггерных состояний.

В указанных обозначениях из баланса триггерных состояний можно записать следующие уравнения точечной кинетики для изомерного γ -реактора:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \frac{K_{эф}(1-\beta) - 1}{\tau} P + (1-\beta)(\lambda C + S_0) \\ \frac{dC}{dt} = \frac{K_{эф}\beta}{\tau} P - (1-\beta)\lambda C + \beta S_0. \end{cases}$$

или

$$\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P + (1-\beta)(\lambda C + S_0) \\ \frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P - (1-\beta)\lambda C + \beta S_0. \end{cases} \quad (5)$$

Уравнения динамики изомерного γ -реактора

Для перехода от уравнений кинетики изомерного γ -реактора к более полным уравнениям динамики необходимо установить связь выхода энергии в активной зоне и температуры активной зоны с величинами $P(t)$, $C(t)$ и реактивностью $\rho(t)$ γ -реактора.

Количество тепла, накопленного в активной зоне к моменту времени t , представлялось соотношением

$$Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1}{\tau} \int_0^t P(t) dt \right] + \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right]$$

или

$$Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1-\rho}{\Lambda} \int_0^t P(t) dt \right] + \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right], \quad (6)$$

где $\Delta E_1, \Delta E_2$ – доли энергии распада ядра, приходящиеся соответственно на мгновенные и запаздывающие уровни.

Задача динамики изомерного γ -реактора сведена к решению следующих уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dP}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} P + (1-\beta)(\lambda C + S_0) \\ \frac{dC}{dt} = \frac{\beta}{\Lambda} P - (1-\beta)\lambda C + \beta S_0 \\ \rho(t) = \rho_0 + at - \alpha u(t) \\ \frac{d^2 u}{dt^2} + \omega^2 u = \omega^2 Q(t) \\ Q(t) = \Delta E_1 \left[S_0 t + \frac{1-\rho}{\Lambda} \int_0^t P(t) dt \right] + \Delta E_2 \left[S_0 t + \lambda \int_0^t C(t) dt \right] \end{cases} \quad (7)$$

Здесь ω – основная частота колебаний активной зоны, α – коэффициент гашения реактивности, $\rho_0(t)$ – реактивность, определяемая внешними воздействиями, a – скорость линейного ввода реактивности.

Программа ТРИАДА

Как уже говорилось, расчёты переноса γ -квантов, вероятности рождения γ -квантами вакансий и привязанных к моменту рождения γ -кванта временных распределений для событий рождения вакансий проводились с помощью программы ТРИАДА, разработанной А. Е. Шмаровым для решения нестационарных задач совместного переноса в веществе нейтронов, γ -квантов, электронов, позитронов и тяжёлых заряженных частиц, а также фотонов оптического диапазона.

Моделирование указанных процессов осуществлялось в среде чистого изомера $^{178m2}\text{Hf}$, представляющего собой холодное вещество в твёрдом агрегатном состоянии. Структура вещества предполагалась аморфной со случайной локализацией атомов.

Моделирование переноса γ -квантов осуществлялось по классической схеме последовательных столкновений, описывающей взаимодействия частицы в их хронологической последовательности. Учитывались следующие реакции:

- когерентное рассеяние;
- некогерентное рассеяние с учётом связанности электрона в атоме и доплеровского уширения рассеянных квантов;
- образование электрон-позитронных пар и триплетов;
- фотопоглощение с последующим образованием флуоресцентных квантов и Оже-электронов.

В качестве полных сечений всех указанных взаимодействий использовались оценённые данные библиотеки EPDL [16–18]. Моделирование когерентного рассеяния проводилось с использованием атомных форм-факторов упругого рассеяния, взятых из библиотеки оценённых данных EADL [19]. Некогерентное рассеяние описывалось на основе релятивистской импульсной аппроксимации [20], последовательно учитывающей эффект связи электронов атома-мишени и доплеровское уширение рассеянных квантов. Моделирование процесса фотопоглощения проводилось отдельно для каждой атомной подгруппы.

В табл. 2, 3 приведены рассчитанные с помощью программы ТРИАДА числа и средние времена рождения вакансий. Рассматривался γ -реактор из металлического $^{178m2}\text{Hf}$ в форме равновеликого сплошного цилиндра диаметром от 0,5 до 30 см. Плотность гафния $13,1 \text{ г/см}^3$, выход энергии в одном распаде ядра $2,446 \text{ МэВ}$, среднее время жизни относительно спонтанного распада $44,7 \text{ лет}$. Температура плавления гафния равна $\sim 2200^\circ\text{C}$, температура кипения – $\sim 5400^\circ\text{C}$ [21–24].

В отсутствие перераспределения и оттока тепла спонтанный распад ядер $^{178m2}\text{Hf}$ приводит к повышению его температуры на $9,4^\circ\text{C}$ за секунду.

Как видно из табл. 2, 3, числа вакансий на γ -квант и на распад изомера, а также средние времена рождения вакансий γ -квантами, как это и должно быть, возрастают с увеличением размера активной зоны: сначала быстро, затем медленнее. Числа вакансий на γ -квант и средние времена рождения вакансий в зависимости от типа γ -кванта и диаметра активной зоны изменяются соответственно от 0,52 до 3,11 и от 0,77 до 34 пс. Полные числа вакансий на распад изомера в зависимости от диаметра активной зоны изменяются от 6,26 до 15,82.

Таблица 2

Расчетные числа вакансий (γ_{ij}), рождаемых γ -квантами типа (ij), и полные числа вакансий на один распад изомера

Тип γ -кванта	Диаметр активной зоны, см						
	0,5	1	2	3	5	10	30
(23)	0,980	1,540	1,99	2,00	2,28	2,23	2,21
(24)	0,518	0,982	1,51	2,03	2,29	2,84	3,10
(34)	1,050	1,550	1,82	1,97	2,06	2,06	2,20
(35)	0,534	1,010	1,67	1,97	2,36	2,71	3,11
(45)	1,120	1,570	1,85	1,94	2,17	2,10	2,24
(46)	0,550	1,020	1,58	1,93	3,08	2,55	3,08
(56)	1,190	1,780	2,04	1,90	2,21	2,03	2,28
(57)	0,663	1,080	1,77	1,92	2,73	2,45	2,73
(67)	1,250	1,770	1,98	1,86	1,98	2,02	2,08
(78)	1,890	1,770	1,99	1,79	1,94	1,80	1,95
(89)	0,688	1,120	1,66	1,93	2,19	2,19	2,65
(910)	0,915	1,370	1,78	2,15	2,21	2,44	2,21
(1011)	1,250	1,710	1,90	1,83	2,00	2,23	2,22
(1112)	1,690	1,790	1,79	1,70	1,87	1,87	1,89
$\sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij}$	6,265	8,80	11,24	12,38	14,34	14,73	15,82

Информация о значениях $\sum_{ij} a_{ij} \gamma_{ij}$ в последней строке табл. 2 позволяет делать однозначные заключения о значениях коэффициента γ (вероятности возбуждения нового триггерного состояния одной вакансией), удовлетворяющих требованию

достижения критичности. Указанные значения γ существенно (в 2–2,8 раз) различаются в зависимости от того, хотим ли мы иметь дело с просто критической системой ($K_{эф} = 1$) или с системой, критической по мгновенным триггерным состояниям ($\tilde{K}_{эф} = 1$). Коэффициент γ уменьшится в два раза и при увеличении диаметра активной зоны от 0,5 см до 30 см.

Таблица 3

Средние времена рождения вакансий $\bar{\tau}_{ij}$ (10^{-12} с) γ -квантами типа (ij), излучаемыми в момент $t = 0$

Тип γ -квантов	Диаметр активной зоны, см				
	0,5	2	5	10	30
(23)	4,46	8,51	9,79	10,2	10,6
(24)	5,94	17,3	26,0	29,8	33,8
(34)	4,21	7,64	8,57	9,27	9,15
(35)	5,80	16,6	24,2	27,3	30,6
(45)	3,95	6,56	7,13	7,39	7,59
(46)	5,59	15,7	17,3	24,8	27,4
(56)	3,65	5,59	6,04	6,16	6,33
(57)	5,55	14,7	16,0	21,9	23,8
(67)	3,27	4,66	5,04	5,11	5,22
(78)	0,774	0,814	0,814	0,860	0,817
(89)	5,43	13,5	18,0	21,5	21,2
(910)	4,73	9,82	11,2	12,2	12,8
(1011)	3,20	4,55	4,83	4,95	5,00
(1112)	0,874	0,909	0,874	0,893	0,876

Как видно из табл. 2, 3, числа вакансий на γ -квант и на распад изомера, а также средние времена рождения вакансий γ -квантами, как это и должно быть, возрастают с увеличением размера активной зоны: сначала быстро, затем медленнее. Числа вакансий на γ -квант и средние времена рождения вакансий в зависимости от типа γ -кванта и диаметра активной зоны изменяются соответственно от 0,52 до 3,11 и от 0,77 до 34 пс. Полные числа вакансий на распад изомера в зависимости от диаметра активной зоны изменяются от 6,26 до 15,82.

Информация о значениях $\sum_{ij} a_{ij}\gamma_{ij}$ в последней

строке табл. 2 позволяет делать однозначные заключения о значениях коэффициента γ (вероятности возбуждения нового триггерного состояния одной вакансией), удовлетворяющих требованию достижения критичности. Указанные значения γ существенно (в 2 – 2,8 раз) различаются в зависимости от того, хотим ли мы иметь дело с просто критической системой ($K_{эф} = 1$) или с системой, критической по мгновенным триггерным состояниям ($\tilde{K}_{эф} = 1$). Коэффициент γ уменьшится в два раза и при увеличении диаметра активной зоны от 0,5 см до 30 см.

Параметры конкретного варианта изомерного γ -реактора

Приведенная информация сделала возможной прорисовку облика конкретного, так сказать, квазиреалистичного γ -реактора. В этой связи следует иметь в виду, что:

– наиболее жесткие требования к значениям коэффициента γ предъявляются в импульсном режиме, в котором цепную реакцию поддерживают только мгновенные вакансии;

– работе γ -реактора в импульсном режиме всегда будут предшествовать медленные подготовительные операции, во время которых реализуется полный $K_{эф}$ и, следовательно, необходимо принимать меры к удержанию γ -реактора в подкритическом состоянии;

– при увеличении диаметра реактора ресурс реактивности, которая может быть введена внешними приспособлениями, скажем, приближением к активной зоне отражателя, становится все более ограниченным. В результате маневренность органов управления γ -реактора больших размеров ухудшается.

В качестве наиболее приемлемого выбран вариант реактора диаметром и высотой 5 см, объемом 98 см³, массой ^{178m2}Nf 1286 г и полной энергией изомера 1,7·10⁶ МДж.

Этот реактор имеет более высокий в сравнении с реактором диаметром 30 см ресурс резервной реактивности. К тому же он более удобен для операции быстрого схлопывания частей активной зоны при генерировании импульса.

Схему и принцип действия этого реактора можно представить, например, следующими.

Имеется двадцать пять круглых пластинок из металлического ^{178m2}Nf диаметром 5 см, толщиной 2 мм. Пластины размещены в трубе и в начальный момент, в целях радикального подавления их

ядерного взаимодействия, разведены на значительные расстояния (рис. 2). Примерно однородное смыкание пластинок происходит со скоростью внешней пластинки порядка одной десятой километра, одного или нескольких километров за секунду. В начальный момент коэффициент размножения $\tilde{K}_{эф}$ мгновенных триггерных состояний в системе равен $\sim 0,2$, полный $K_{эф} - \sim 0,6$. В сомкнутом состоянии активной зоны $\tilde{K}_{эф} = 1$, $\tilde{K}_{эф} \approx 2$.

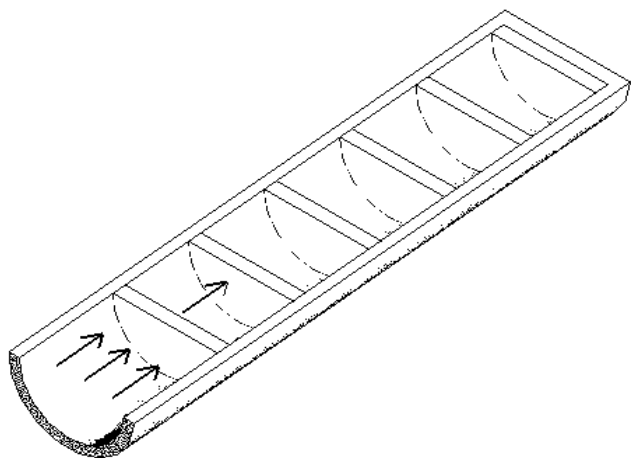
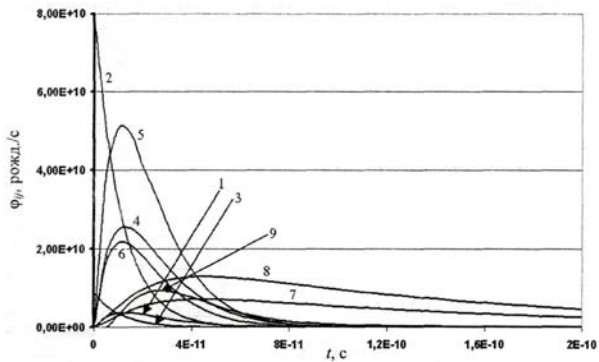


Рис. 2. Схема стартовой геометрии γ -реактора

Чтобы достигнуть в этом реакторе стационарного критического или мгновенного критического состояния, параметр γ должен быть не ниже 0,07 и 0,144 соответственно.

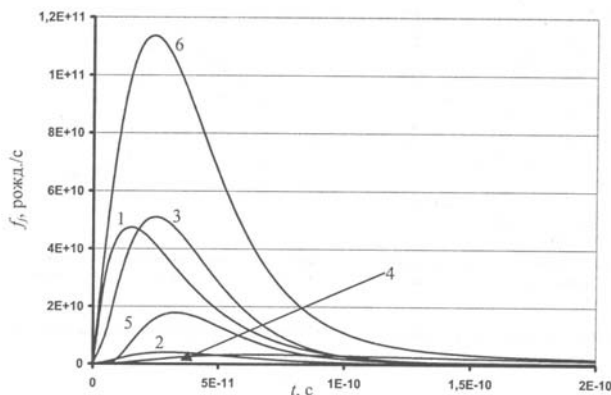
Полученные абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных γ -квантов $\varphi_{ij}(t)$ и интенсивности рождения вакансий $f_i(t)$, $F(t)$ показаны на рис. 3 и 4. Рассчитанное с помощью распределения $F(t)$ время генерации мгновенных триггерных состояний λ получено равным $5,60 \cdot 10^{-11}$ с.

Рассмотренный γ -реактор имеет очень малое значение времени генерации мгновенных триггерных состояний. Вследствие этого быстрые переходные процессы в нем отличаются исключительно большой скоростью и соответственно очень короткой длительностью всплесков. На рис. 5 показаны импульсы распадов изомера в γ -реакторе, генерированные в условиях ступенчатого ввода реактивности на уровне 1, 2 и 3% ($\rho_0 = 0,5262, 0,5362$ и $0,5462$ соответственно). Эти импульсы сопровождаются выходом энергии, равным соответственно $2,74 \cdot 10^4$; $2,19 \cdot 10^5$; и $7,40 \cdot 10^5$ МДж, и имеют ширины на половине высоты 14, 7 и 4,8 нс.



1 - $\varphi_{23}(t)$, 2 - $\varphi_{24}(t)$, 3 - $\varphi_{34}(t) \times 10$, 4 - $\varphi_{35}(t) \times 10$, 5 - $\varphi_{45}(t) \times 10$, 6 - $\varphi_{46}(t)$, 7 - $\varphi_{56}(t) \times 10$, 8 - $\varphi_{57}(t)$, 9 - $\varphi_{67}(t)$

Рис. 3. Абсолютные временные распределения интенсивности рождения мгновенных γ -квантов типа (ij) при распаде $^{178m2}\text{Hf}$, начинающемся в момент $t = 0$



1 - $f_2(t)$, 2 - $f_3(t)$, 3 - $f_4(t)$, 4 - $f_5(t)$, 5 - $f_6(t)$,
6 - $F(t) = \sum_{i=2}^6 f_i(t)$

Рис. 4. Абсолютные временные распределения интенсивности рождения вакансий при распаде изомера $^{178m2}\text{Hf}$, начинающемся в момент $t = 0$ в γ -реакторе диаметром 5 см

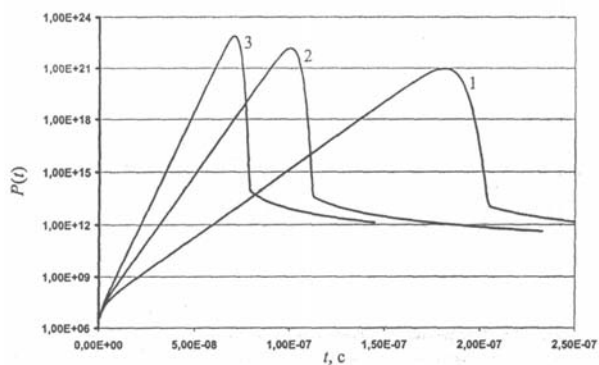


Рис. 5. Ступенчато генерированные импульсы распадов изомера в активной зоне рассматриваемого γ -реактора:
1 - $\rho_0 = 0,5262$; 2 - $\rho_0 = 0,5362$; 3 - $\rho_0 = 0,5462$

К сожалению, реализация процедуры ступенчатого ввода реактивности в применении к γ -реактору сталкивается с практически непреодолимыми трудностями. Ввиду очень высокого фона спонтанных распадов изомера, даже большие скорости смыкания активной зоны оказываются недостаточными для преодоления преждевременного развития импульса.

Сказанное иллюстрируется данными рис. 6 и табл. 4, представляющими импульсы распадов в γ -реакторе при скоростях смыкания активной зоны 0,1, 1 и 10 км/с. Видно, что при высоких, но еще достижимых скоростях смыкания активной зоны выход энергии в импульсах не превышает 22 % от полной энергии изомера.

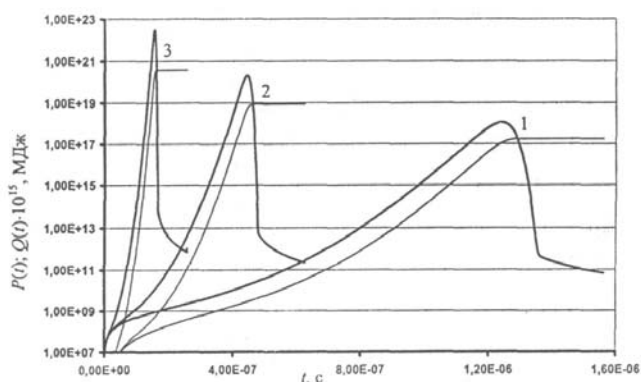


Рис. 6. Импульсы распадов изомера (—) и выход энергии в импульсах (—) при линейном вводе реактивности: 1 — $a = 1,6 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$; 2 — $1,6 \cdot 10^4$; 3 — $1,6 \cdot 10^5$

Таблица 4

Характеристики импульсов распада изомера в зависимости от скорости смыкания активной зоны

Скорость смыкания активной зоны, км/с	0,1	1	10
Выход энергии за импульс: в МДж	176,9	$0,857 \cdot 10^4$	$0,375 \cdot 10^6$
в долях полной энергии ядер-изомеров	$1,04 \cdot 10^{-4}$ (~0,01%)	$5,03 \cdot 10^{-3}$ (~0,5%)	0,220 (22%)
Ширина импульса на половине высоты, нс	70	21	6,0
Время достижения пика импульса, мкс	1,24	0,445	0,155

Импульсы распадов в γ -реакторе, данные по которым приведены на рис. 5 и в табл. 4, относятся к разряду переходных процессов под влиянием

распада мгновенных триггерных состояний. Но в γ -реакторе могут иметь место также стационарные или сравнительно медленно изменяющиеся процессы, в которых наряду с мгновенными триггерными состояниями столь же полноправно проявляют себя запаздывающие триггерные состояния. При учете запаздывающих триггерных состояний ширина импульса на половине высоты может составлять секунды, минуты и часы.

Заключение

В заключение доклада следует подчеркнуть исключительные трудности практической реализации изомерного γ -реактора. На примере изомера $^{178\text{m}2}\text{Hf}$, часто обсуждаемого в печати, хорошо видно, насколько серьезны проблемы создания на базе ядерного изомера критического ядерного устройства. Кажутся почти непреодолимыми трудности наработки этого изомера, отделения его от ядер в основном состоянии, обращения с этим чрезвычайно радиоактивным веществом. Еще не доказана и от того кажется призрачной надежда на перевод ядер $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ в триггерное состояние с помощью резонансного механизма NEET. Очень проблематичен перевод γ -реактора в надкритическое состояние

Тем не менее очень заманчиво было продемонстрировать, какими свойствами обладал бы изомерный γ -реактор, будь он реализован на практике. Это и сделано в доложенной работе.

Список литературы

1. Karamian S. A. $^{178\text{m}2}\text{Hf}$ and Other Isomers Candidates for the Decay Stimulated by X-ray Photons. Proceedings of the 1st International Workshop, St-Petersburg, 2000, P. 164–178.
2. Collins C.B., et al. Modern Trend in Laser Physics, V. 14, № 2, 2004, p. 154.
3. Collins C.B., et al. Nuclear Resonance Spectroscopy of the 31-yr Isomer of Hf-178. Laser Phys. Lett., 2005, V. 2, № 3, P. 162–167.
4. Browne E. Nuclear Data Sheets, 1988, V. 54, № 2, P. 199.
5. Firestone Richard B. Table of Isotopes, Eighth Edition, 1998, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California.
6. Войханский М. Е. Ядерные переходы в модели оболочек. В сборнике “Гамма-лучи” под редакцией Л. А. Слива. Издательство АН СССР,

Москва-Ленинград, 1961.

7. Karpeshin F. F. The Electron Shell as a Resonator. Proceedings of the 1st International Workshop, St-Petersburg, 2000, P. 52–60.

8. Karpeshin F. F. The Electron Shell as a Resonator. Hyperfine Interactions, 2002, V. 143, P. 79–96.

9. Karpeshin F. F., Trzhaskovskaya, Zhang Jing-Bo. Resonance Conversion as the Effective Way of Triggering the $^{178m2}\text{Hf}$ Isomer Energy. Chinese Physics Letters, 2006, V. 23, № 8, P. 2049–2051.

10. Karpeshin F. F., Zhang Jing-Bo, Zhang Wei-Ning. Resonance Conversion as a Catalyzer of Nuclear Reactions. Chinese Physics Letters, 2006, V. 23, № 9, P. 2391–2394.

11. Кипин Дж. Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. Пер. с англ. – М.: Атомиздат, 1967.

12. Колесов В. Ф. Аperiodические импульсные реакторы. – г. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 1999.

13. А. Е. Шмаров. Программа «VISUAL TRI-ADA» – инструмент численного моделирования совместного переноса гамма-квантов, электронов и позитронов в веществе методом Монте-Карло. VI Междотраслевая конференция по радиационной стойкости, 14–20 октября 2002 г., г. Саров. Сб. докладов, РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, 2003, с. 129–135.

14. А. Е. Шмаров. Константы упругого рассеяния электронов и позитронов на атомах для решения задач моделирования радиационного отклика методом Монте-Карло. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. Вып.1–2. 1999 г. с. 48.

15. А. Е. Шмаров. Физические константы неупругого взаимодействия электронов и позитронов с веществом для решения задач

моделирования переноса электронного излучения методом Монте-Карло. VI Междотраслевая конференция по радиационной стойкости, 14–20 октября 2002 г., г. Саров. Сб. докладов, РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров, 2003, с. 121–128.

16. D. E. Cullen, S. T. Perkins, and J. F. Rathkopf. The 1989 Livermore Photon Data Library (EPDL). // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, UCRL-ID-103424(1990).

17. S. T. Perkins, D. E. Cullen, and S. M. Seltzer. Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Z=1-50. // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, Vol.6, Part A, Rev.4 (1991).

18. S. T. Perkins, D. E. Cullen, and S. M. Seltzer. Tables and Graphs of Photon-Interaction Cross Sections Derived from the LLNL Evaluated Photon Data Library (EPDL), Z=50-100. // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, Vol.6, Part B, Rev.4 (1991).

19. S. T. Perkins, D. E. Cullen, and S. M. Seltzer. Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1-100. // Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA, Vol.30 (1991).

20. R. Ribberfors. // Phys. Rev. B12 (1975)2067.

21. Справочник химика, т. 2. – М., Л.: Издат. «Химия», 1964.

22. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976.

23. Физические величины. Справочник. Под ред. И. С. Григорьева и Е. З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991 (с. 224).

24. Гафний. Сб. переводов. Под ред. Л. Н. Комисаровой. М.: Издат. иностр. литер., 1955 (с. 7–21).