

пылении вещества с поверхности. Этим можно объяснить спад кривой 3 (см. рисунок) при толщине слоев более 2 мкг/см^2 .

При облучении слоев амерция и плутония осколками деления от внешнего источника из общего количества атомов, собранных на сборниках, вычитались те атомы, перенос которых обусловлен α -распадом в слоях. Результаты распыления слоев только осколками деления в пересчете на 10 мин сбора представлены кривой 1. Поток осколков на каждый слой за 10 мин составлял $1,7 \cdot 10^7$. Среднее значение коэффициента распыления при толщине слоев $2-4 \text{ мкг/см}^2$ и более составляет для амерция и плутония 500 и 750 атомов на осколок соответственно. При этом среднее отклонение от среднего значения в этой области составляет 30%, в то время как отдельные значения отличаются от среднего в два раза в ту и другую сторону.

Обсуждение результатов

Данные по самораспылению тонких слоев из ^{241}Am и ^{238}Pu говорят о том, что основную роль в распылении вещества играют те ядра отдачи ^{237}Np и ^{234}U , которые образуются в результате α -распада в этих слоях на глубине не более нескольких мкг/см^2 от поверхности.

Небольшое и примерно равное значение средней толщины слоев, при которой скорости распыления вещества ядрами отдачи и осколками деления достигают насыщения, показывает, что распыление вещества идет с поверхностных слоев в обоих случаях, а разброс данных связан, по-видимому, со структурой поверхности этих слоев, в частности с их зернистостью. Однако следует отметить, что коэффициенты распыления для одних и тех же слоев при этом существенно различны (~ 10 атомов на ядро отдачи и $\sim 10^3$ атомов на осколок), что, вероятно, указывает на различия в механизме распыления вещества этими частицами. Действительно, тяжелые ядра отдачи имеют энергию $\sim 90 \text{ кэВ}$ и распыляют вещество благодаря механизму, в основе которого лежат упругие соударения с атомами вещества [4]. Осколки деления имеют кинетическую энергию 90 МэВ и в начале пути (рассматриваемый случай) тратят на упругие соударения десятки доли процента от энергии, идущей на ионизацию атомов вещества. Оценки, проведенные в соответствии с [5, 6], показывают, что в слое плутония толщиной 2 мкг/см^2 ядро отдачи будет терять на упругие соударения несколько кэВ , а осколок деления — менее одного кэВ , распыляя при этом в 100 раз больше атомов, чем ядро отдачи. Следует отметить, что для распыления 1000 ато-

мов на преодоление только сил связи этих атомов необходимо затратить энергию не менее нескольких кэВ , т. е. значительно большую, чем тратят осколки на упругие соударения в слое плутония толщиной 2 мкг/см^2 . Остается предположить, что эта энергия передается атомам вещества от осколков деления в меньшей степени через упругие соударения и в большей степени через ионизацию атомов вещества, потери на которую составляют для осколков деления в таком слое несколько десятков кэВ . Как уже отмечалось в [2], основным механизмом распыления вещества осколками деления, связанным с ионизационными потерями, мог бы быть или ионный взрыв, или тепловой электронный «спик» по крайней мере для первой трети пути. При этом в последнем случае, возможно, достаточно было бы учитывать лишь δ -электроны, возникающие с малыми энергиями, но с большим сечением. Следует отметить, что толщина слоя первичного источника ($2-4 \text{ мкг/см}^2$) оптимальна при изготовлении вторичных источников путем распыления вещества осколками деления, так как при дальнейшем увеличении толщины слоя не увеличивается коэффициент распыления. Рассматриваемым способом, по-видимому, невозможно изготовлять слой толще $1,5-2 \text{ мкг/см}^2$ (в случае, если поток осколков падает на слой и на сборник) из-за обратного распыления вещества осколками деления со сборника и выравнивания скорости прямого и обратного распыления.

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Яковлеву, В. А. Князеву, В. Е. Уланову, В. В. Обнорскому, Г. В. Соловьёву за помощь в работе.

Поступило в Редакцию 6/III 1973 г.
В окончательной редакции 6/IX 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pauker S., Steiger-Sfafrir N. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 91, № 4, p. 557.
2. Александров Б. М. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 4, с. 821.
3. Александров Б. М. и др. Тезисы XXII Совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., «Наука», 1972, с. 278.
4. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., «Мир», 1971.
5. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
6. Lindhard J. Mat.-fys. medd. Kgl. danske vid. selskab, 1963, v. 33, № 14, p. 1-40.

Некоторые особенности оптимальных переходных процессов при ограничении скорости изменения мощности реактора

ВАРИЦКАЯ Т. С., РУДИК А. П.

УДК 621.039.514:621.039.516.23²

Теория оптимизации ксеноновых и самариевых переходных процессов в ядерных реакторах подробно рассмотрена во многих работах [1, 2]. Существенным упрощением всех этих работ было предположение о возможности изменения мощности реактора скачком. Нами исследовались ксеноновые и самариевые переходные процессы с учетом ограничений на скорость

изменения мощности реактора методом принципа максимума Понтрягина [3]. Были получены следующие результаты.

Характер изменения управления. Типичный вид оптимального управления в задачах без ограничения скорости изменения мощности, когда под управлением понимается сама мощность реактора W , характери-

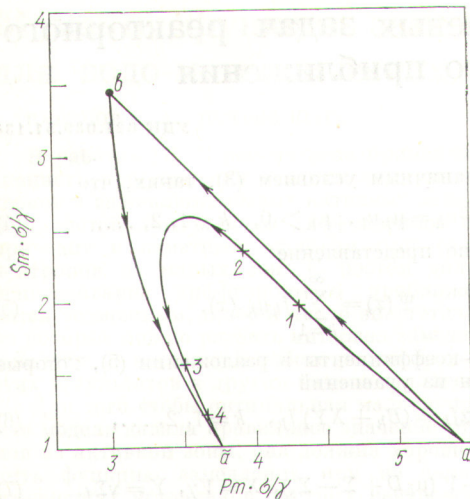


Рис. 1. Сравнение оптимальных траекторий: $ab\tilde{a}$ — без ограничений dW/dt ; $a1234\tilde{a}$ — с ограничениями dW/dt .

зуется следующими тремя этапами: первый этап $0 \leq t \leq t_1$, $W(t) = 0$; второй этап $t_1 \leq t \leq t_2$, $W(t) = W_{гр}(t)$, где $W_{гр}(t)$ — заданная функция времени, обеспечивающая предельно допустимую концентрацию изотопа, сильно поглощающего нейтроны; третий этап $t_2 \leq t \leq T$, $W(t) = W_{макс}$, где $W_{макс}$ — максимально допустимая мощность реактора, T — не заданный конец периода оптимизации. Как видно, в этих задачах имеется четыре скачка мощности: при $t = 0$ [$W_{стац}(t < 0)$ на $W(t > 0) = 0$], $t = t_1$ и $t = t_2$, а также при $t = T$, когда с $W_{макс}(t < T)$ реактор переводится на $W_{макс}(t > T) = const$.

Показано, что в аналогичных по постановке оптимизационных задачах с ограничениями dW/dt характер оптимального управления изменяется следующим образом: вместо трехэтапного управления оптимальным является семиэтапное управление — в каждом месте разрыва $W(t)$ вводится участок с максимально допустимым dW/dt нужного знака.

На рис. 1 приведен наиболее простой пример оптимального переходного самариевого процесса, когда нет ограничений на концентрацию самария. Изображена фазовая плоскость концентрации * прометий — самарий; требуется за минимальное время перевести реактор из точки a в точку b , а затем в точке a установить соответствующую ей стационарную мощность. Траектория $ab\tilde{a}$ соответствует случаю без ограничений dW/dt : первый этап ab — $W(t) = 0$; второй этап $b\tilde{a}$ — $W(t) = W_{макс}$. Траектория $a1234\tilde{a}$ соответствует случаю с ограничением dW/dt : первый этап $a1$ — $\max(-dW/dt)$; второй этап 12 — $W(t) = 0$; третий этап 23 — $\max(dW/dt)$; четвертый этап 34 — $W(t) = W_{макс}$; пятый этап $4\tilde{a}$ — $\max(-dW/dt)$.

* Концентрации прометия — самария нормированы на отношение σ/γ , где σ — сечение поглощения нейтронов в самарии; γ — выход прометия на одно деление.

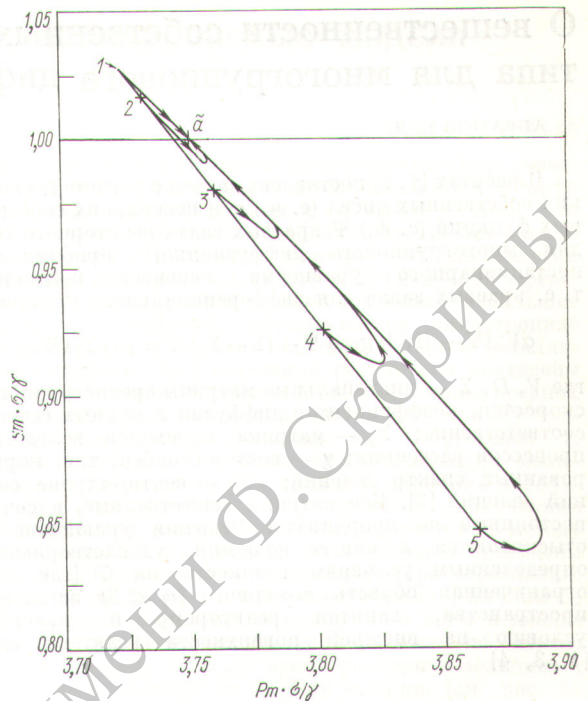


Рис. 2. Подход оптимальных траекторий к точке \tilde{a} . Траектории $1\tilde{a}$, $2\tilde{a}$, ..., $5\tilde{a}$ заканчиваются при мощностях $W_{стац}(\tilde{a})$, $0,75 W_{стац}(\tilde{a})$, $0,5 W_{стац}(\tilde{a})$, $0,25 W_{стац}(\tilde{a})$ и $W = 0$ соответственно.

Хотя траектория $a1234\tilde{a}$ находится внутри $ab\tilde{a}$, однако время перевода реактора по первой траектории больше, чем по второй.

Характер подхода к точке \tilde{a} . В задачах без ограничения dW/dt траектория на фазовой плоскости прометий — самарий всегда подходит к равновесной точке \tilde{a} сверху. В задачах же с ограничением dW/dt подход к точке \tilde{a} зависит от величины $\max(-dW/dt)$ и значения $W(t > T)$. На рис. 2 изображены траектории на участке $4\tilde{a}$ при одном и том же значении $\max(-dW/dt)$, но при разных значениях $W(t > T)$.

В заключение следует отметить, что наличие ограничений dW/dt в некоторых случаях может привести к дополнительным усложнениям процесса оптимального управления, в частности, когда задано время перехода T .

Поступило в Редакцию 11/IV 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ash M. Shutdown Control of Nuclear Reactors. N.Y. — London, Academic Press, 1966.
2. Рудик А. П. Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. М., Атомиздат, 1971.
3. Понтрягин Л. С. и др. Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1965.