

Об оптимальном распределении ядерного горючего в цилиндрическом твэле

МИЛОВАНОВ Ю. В., ПЕТРОВ Э. Е., ПУПКО В. Я.

УДК 621.039.617.5

В работе [1] с помощью принципа максимума Понтрягина [2] решена задача оптимального распределения ядерного горючего в пластинчатом твэле для снижения перепада температур в нем. В настоящей статье решается аналогичная задача для цилиндрического твэла. Функционал, описывающий перепад температуры в цилиндрическом твэле с произвольным распределением концентрации горючего $\varepsilon(r)$, имеет вид:

$$\Delta T = \frac{AR^2}{\lambda_M} \int_0^{\rho} \frac{\varepsilon(\rho') \rho' d\rho'}{\rho [1 - B\varepsilon(\rho)]} d\rho, \quad (1)$$

где $\rho = \frac{r}{R}$ — безразмерный радиус твэла; λ_M — теплопроводность матрицы; $B = 1 - \frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_M}$ (λ_Γ — теплопроводность горючего); A — коэффициент пропорциональности в принятой линейной зависимости $q_\rho(r) = A\varepsilon(r)$ между тепловыделением и концентрацией горючего. Предполагается, что теплопроводность смеси матрицы и горючего имеет аддитивный характер: $\lambda(r) = \lambda_M - (\lambda_M - \lambda_\Gamma)\varepsilon(r)$.

Приняв $\bar{\varepsilon} = 2 \int_0^1 \varepsilon(\rho') \rho' d\rho'$; $\rho = \frac{1}{t}$ [из-за расходимости множителя $\frac{1}{\rho}$ в выражении (1)]; $x^0(t) = \int_1^t \frac{x^1(t') dt'}{t' [1 - Bu(t)']}$; $x^1(t) = \int_t^\infty u(t') \frac{dt'}{t'^3}$ и $\varepsilon\left(\frac{1}{t}\right) = u(t)$,

получим вместо функционала систему уравнений

$$\frac{dx^0}{dt} = \frac{x^1(t)}{t[1 - Bu(t)]}; \quad \frac{dx^1}{dt} = -\frac{u(t)}{t^3} \quad (2)$$

с граничными условиями $x^0(1) = 0$; $x^1(1) = \frac{\bar{\varepsilon}}{2}$; $x^1(\infty) = 0$. В терминах работы [2] для решения задачи необходимо найти такое управление $u(t)$, чтобы получить минимальное значение фазовой координаты $x_0(\infty)$. Задача является неавтономной, с закрепленными концами и временем.

В соответствии с теоремой о принципе максимума составляется вспомогательная функция

$$H = \Psi_0(t) \frac{x^1}{t(1 - Bu)} - \Psi_1(t) \frac{u}{t^3}.$$

Для нахождения оптимального процесса $[u, x^0, x^1]$ необходимо следующее решение системы:

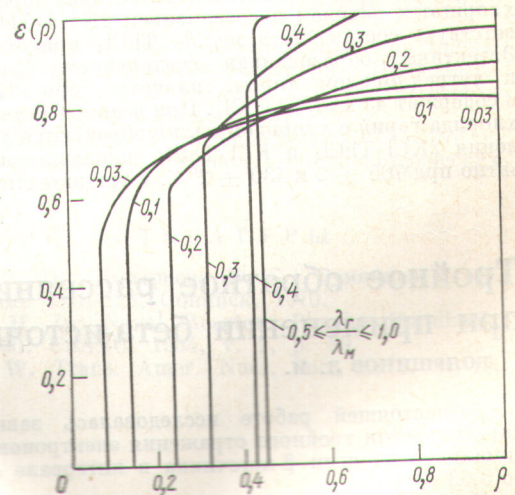
$$\frac{d\Psi_0}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x^0}, \quad \frac{d\Psi_1}{dt} = -\frac{\partial H}{\partial x^1} \quad (3)$$

для функций Ψ_0 и Ψ_1 , чтобы в любой точке t из интервала $[1, \infty]$ было бы выполнено условие максимума

$$\text{Sup}_{0 \leq v \leq 1} H(\Psi_0, \Psi_1, x^1, v, t) = H(\Psi_0, \Psi_1, x^1, u, t), \quad (4)$$

где отрезок $[0, 1]$ — область допустимых управлений.

При анализе производной $\frac{\partial H}{\partial u}$ совместно с условием (4) установлено, что в центре твэла всегда есть интервал $[0, \rho_0]$, где горючее полностью отсутствует, и в точке ρ_0 управление меняется скачком при $\frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_M} \leq 0,5$ на величину $\frac{1}{2B}$, а при $\frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_M} > 0,5$ на 1 (вообще при этих значениях $\frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_M}$ управление принимает



Оптимальное распределение концентрации горючего по радиусу твэла при $\bar{\varepsilon} = 0,8$ для различных значений $\frac{\lambda_\Gamma}{\lambda_M}$.

два граничных значения: 0 и 1). Для $\frac{\lambda_r}{\lambda_m} \leq 0,5$ функция $u(t)$ находилась методом последовательных приближений, примененным к системам (2) и (3). На рисунке показано, как зависит изменение оптимального распределения горючего по радиусу твэла от значений $\frac{\lambda_r}{\lambda_m}$.

В статье приведены решения задачи для всего диапазона параметров $\bar{\epsilon}$ и $\frac{\lambda_r}{\lambda_m}$. Показано, что снижение перепада температур ΔT при оптимизации $\epsilon(r)$ может быть существенным. Так, при $\bar{\epsilon} = 0,3$ и $\frac{\lambda_r}{\lambda_m} =$

$0,03 \div 0,1$ оно около 50%.

(705/7163. Статья поступила в Редакцию 27/X 1972 г., аннотация — 8/VIII 1973 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 рис., 14 библиографических ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Милованов Ю. В., Петров Э. Е., Пупко В. Я. «Инж.-физ. ж.», 1973, т. XXIV, № 3, с. 533.
2. Понтрягин Л. С. и др. Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1961.

Взаимодействие тетрахлорида тория с хлоридами щелочных металлов

ВОХМЯКОВ А. Н., ДЕСЯТНИК В. Н., КУРБАТОВ Н. Н.

УДК 541.126.2

Для выяснения возможности использования хлоридов щелочных металлов с тетрахлоридом тория в качестве электролитов при получении тория, а также поведения тетрахлорида тория в расплавах хлоридов щелочных металлов изучены бинарные системы $MeCl-ThCl_4$ (где $Me-Li, Na, K, Rb, Cs$).

Плавокость систем изучали дифференциально-термическим анализом. Вследствие высокой гигроскопичности тетрахлорида тория и ряда хлоридов щелочных металлов опыты проводили в атмосфере аргона. В результате установлено, что тетрахлорид тория с хлоридом лития взаимодействует, образуя соединение $4LiCl \cdot ThCl_4$, плавящееся инконгруэнтно при $450 \pm 2^\circ C$, и эвтектику состава 38 мол.% $ThCl_4$ с температурой плавления $408 \pm 2^\circ C$.

Тетрахлорид тория с хлоридом натрия образует соединение $2NaCl \cdot ThCl_4$, плавящееся конгруэнтно при $435 \pm 2^\circ C$, и две эвтектики. Эвтектика, образованная хлоридом натрия и соединением $2NaCl \cdot ThCl_4$, соответствует составу 26,5 мол.% $ThCl_4$ при $360 \pm 2^\circ C$. Эвтектика, образованная соединением $2NaCl \cdot ThCl_4$ и тетрахлоридом тория, плавится при $375 \pm 2^\circ C$ и содержит 45 мол.% $ThCl_4$. При взаимодействии тетрахлорида тория с хлоридом калия образуются два соединения $2KCl \cdot ThCl_4$ и $KCl \cdot ThCl_4$, плавящихся конгруэнтно при 705 ± 2 и $430 \pm 2^\circ C$, и три эвтектики состава

25; 42 и 54 мол.% $ThCl_4$ с температурами плавления 630 ± 2 ; 395 ± 2 и $420 \pm 2^\circ C$ соответственно. В бинарной системе $RbCl-ThCl_4$ установлены два инконгруэнтно плавящихся соединения $2RbCl \cdot ThCl_4$ и $RbCl \cdot ThCl_4$ при 710 ± 2 и $495 \pm 2^\circ C$ и три эвтектики состава 16; 44 и 58 мол.% $ThCl_4$ с температурами плавления 625 ± 2 ; 410 ± 2 и $435 \pm 2^\circ C$. Соответственно тетрахлорид тория взаимодействует с хлоридом цезия, образуя два соединения $2CsCl \cdot ThCl_4$ и $3CsCl \cdot 2ThCl_4$ и две эвтектики. Соединение $2CsCl \cdot ThCl_4$ плавится конгруэнтно при $710 \pm 2^\circ C$, $3CsCl \cdot 2ThCl_4$ — инконгруэнтно при $567 \pm 2^\circ C$. Эвтектика, образованная хлоридом цезия и соединением $2CsCl \cdot ThCl_4$, плавится при $576 \pm 2^\circ C$ и соответствует составу 19 мол.% $ThCl_4$. Эвтектика, образованная соединением $3CsCl \cdot 2ThCl_4$ и тетрахлоридом тория, содержит 60 мол.% $ThCl_4$ при $460 \pm 2^\circ C$. Поскольку радиус катиона щелочного металла влияет на устойчивость химического соединения $2MeCl \cdot ThCl_4$ (где $Me - Na, K, Rb, Cs$), то переход от лития к цезию сопровождается усложнением диаграмм плавления. Полученные данные сопоставлены с опубликованными ранее.

(№ 706/7294. Поступила в Редакцию 23/II 1973 г. Полный текст 0,5 а. л., 5 рис., 1 табл., 16 библиографических ссылок.)

Тройное обратное рассеяние (отражение) электронов при применении бета-источников $^{90}Sr - ^{90}Y$, $^{144}Ce - ^{144}Pr$, $^{106}Ru - ^{106}Rh$

БОЯРЩИНОВ Л. М.

УДК 539.124:539.121.72

В настоящей работе исследовалась зависимость характеристик тройного отражения электронов от максимальной энергии β -источника в интервале от 0,765 до 3,53 Мэв.

Измерения проводились по методике, описанной в работе [1]. С источником $^{90}Sr - ^{90}Y$ сняты кривые ослабления для мишеней из шести элементов, с источниками $^{144}Ce - ^{144}Pr$, $^{106}Ru - ^{106}Rh$ для мишени из свинца. На всех кривых, кроме кривой для алюминия,

отмечены перегибы, которые при измерениях с ^{204}Tl [2] наблюдались только для мишеней из тяжелых элементов. Предполагается, что эти перегибы обусловлены наложением на поток три раза отраженных и еще пять и семь раз отраженных электронов, которые также возникают в установке. Приведенная на рисунке кривая ослабления, полученная при использовании источника $^{106}Ru - ^{106}Rh$, графически [3] расчленена на кривые ослабления три, пять и семь раз отраженных