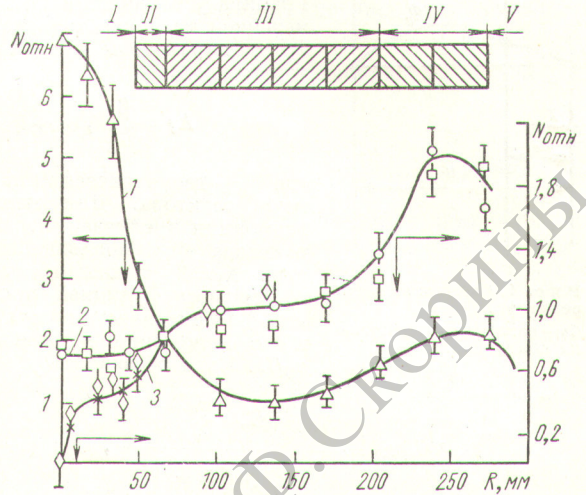


усилителей. Автоматический регулятор (АР) очень удобен при работе с критическими сборками. Он позволяет быстро скомпенсировать цепную реакцию при «нулевых» уровнях мощности, облегчает градуировку регулирующих стержней, повышает безопасность работ и обеспечивает точность поддержания постоянного уровня мощности при активации детекторов.

Кроме стального стержня АР управление цепной реакцией может осуществляться двумя или тремя борными дистанционно управляемыми стержнями. При аварийном сигнале эти стержни вместе с тремя стержнями аварийной защиты автоматически сбрасываются в активную зону сборки. Все регулирующие и аварийные стержни перемещаются с помощью сервоприводов, связанных с сельсинами-датчиками и указателями положения. Пульт управления и рабочая площадка физического стенда показаны на рис. 2 и 3.

В автоматическую аварийную защиту физического стенда включено два канала превышения уровня мощности с нейтронными камерами и два канала с  $\gamma$ -счетчиками, а также канал защиты по скорости нарастания мощности.

В качестве метода набора критической массы на стенде выбран способ постепенного дистанционного заполнения замедлителем активной зоны, предварительно собранной в «сухом» баке. После определения критических нагрузок исследуемых систем на физическом стенде обычно проводится серия активационных измерений. На рис. 4 показаны относительные распределения плотности активации индия и золота тепловыми нейтронами для систем с внутренней полостью, полученные при измерениях с кадмиевыми экранами и без них. Были рассмотрены три случая: внутренняя полость заполнена водой (кривая 1), во внутренней полости находится герметичная стальная ампула (2); в стальную ампулу помещены стальные обечайки (3) и урановый сердечник. Диаметр полости был равен 96 мм. Как для водяной полости, так и для



Р и с. 4. Относительное распределение плотности активации индия и золота тепловыми нейтронами для систем с внутренней полостью.

I — зона полости диаметром 96 мм; II — алюминиевый кольцевой вытеснитель толщиной 18 мм; III — твэлы активной зоны; IV — бериллиевые вытеснители; V — вода.

ампулы с сильным поглотителем нейтронов получены характерные резкие градиенты потока тепловых нейтронов.

Опыт эксплуатации, накопленный на физическом стенде ИФ АН УССР, показал, что этот стенд является универсальной установкой, удобной для экспериментальных исследований по физике и технике ядерных реакторов.

Поступило в Редакцию 29/VII 1965 г.

## Ксеноновая устойчивость плоского реактора с поглощающим слоем

В. СТАХ

(Институт ядерных исследований Академии наук ЧССР, Прага)

УДК 621.039.51

Для исследования влияния поглотителя на ксеноновую устойчивость реактора рассматривался бесконечный плоский реактор толщиной  $H$  с поглощающим слоем, расположенным на расстоянии  $x_0$  от одной из его границ (рис. 1). Для оценки устойчивости реактора применялся метод Рэндала — Сент-Джона [1]. Функции возмущения потока нейтронов, концентрации ксенона и йода раскладывались в ряды на основе ортогональной системы собственных функций потока нейтронов  $g_j$ , для которых

$$\frac{d^2 g_j}{dx^2} + (B_0^2 + \beta_j) g_j = 0;$$

$$g_j = 0 \text{ при } x=0 \text{ и } x=H;$$

$$g_j(x_0+0) = g_j(x_0-0);$$

$$\left. \frac{dg_j}{dx} \right|_{x_0+0} - \left. \frac{dg_j}{dx} \right|_{x_0-0} = \kappa g_j(x_0),$$

где  $\kappa$  характеризует поглощающую способность слоя, а  $B_0^2$  — материальный параметр реактора при отсутствии возмущения. Для собственных значений  $\beta_j$  имеем

$$\beta_0 = 0; \quad \beta_j^2 = B_0^2 + \beta_j;$$

$$B_j H = -\kappa H \frac{\sin B_j x_0 \sin B_j (H - x_0)}{\sin B_j H}.$$

При малом поглощении

$$B_j H = (j+1)\pi + \varepsilon_j,$$

где

$$\varepsilon_j = \frac{\kappa H \sin^2(j+1)\pi \frac{x_0}{H}}{(j+1)\pi}.$$



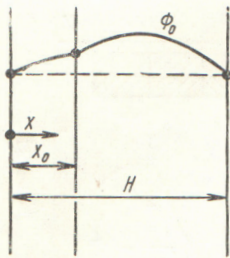


Рис. 1. Схема плоского реактора. \$\Phi\_0\$ — распределение потока нейтронов.

Граница устойчивости по примененной методике характеризуется параметром \$\Lambda\_j\$, для которого

$$\Lambda_j = \frac{\beta_j}{B_g^2},$$

где \$B\_g^2\$ — геометрический параметр реактора. Для первой гармоники в случае плоского реактора без поглощающего слоя \$\Lambda\_1 = 3\$. В нашем случае \$\Lambda\_1\$ является функцией поглощающей способности слоя \$xH\$ и его положения в реакторе \$x\_0/H\$. Если обозначить

$$\delta\Lambda_{1,rel} = \frac{\Lambda_1(xH, \frac{x_0}{H}) - 3}{\Lambda_1(xH, \frac{1}{2})},$$

то для очень малого поглощения

$$\delta\Lambda_{1,rel} = \frac{1}{2} \left( \cos 2\pi \frac{x_0}{H} - \cos 4\pi \frac{x_0}{H} \right).$$

Эта зависимость представлена сплошной линией на рис. 2, из которого следует, что в реакторе имеется область, где поглощающий слой повышает устойчивость реактора, и область, где устойчивость понижается.

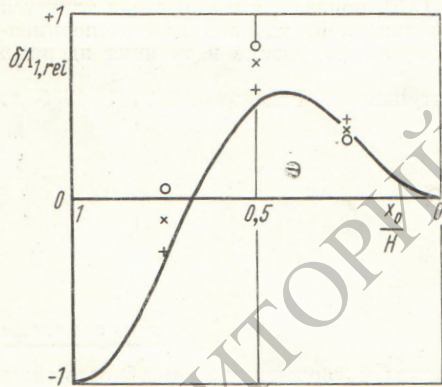


Рис. 2. Зависимость \$\delta\Lambda\_{1,rel}\$ от положения пластины:

— пластина с малой поглощающей способностью; + — \$xH=1\$; \$\times\$ — \$xH=5\$; \$\circ\$ — \$xH=10\$.

Отдельные точки рис. 2 характеризуют устойчивость реактора при различной поглощающей способности слоя.

Влияние поглощающего слоя на устойчивость реактора в зависимости от компенсирующей способности показано на рис. 3. Здесь изображены отношения \$\frac{\delta\Lambda\_1}{\Lambda\_{1,0}}\$ в зависимости от \$\frac{\delta B\_{0,0}^2}{B\_{0,0}^2}\$, где

$$\frac{\delta\Lambda_1}{\Lambda_{1,0}} = \frac{\Lambda_1(xH, \frac{x_0}{H}) - 3}{3};$$

$$\frac{\delta B_{0,0}^2}{B_{0,0}^2} = \frac{B_0^2(xH, \frac{x_0}{H}) - (\frac{\pi}{H})^2}{(\frac{\pi}{H})^2}.$$

Протяженность отдельных кривых рис. 3 соответствует изменению параметра \$xH\$ в интервале 0—10.

На рис. 4 изображена аналогичная зависимость для случая двух симметрично расположенных поглощающих слоев; параметр \$xH\$ одного слоя изменяется в интервале 0—5.

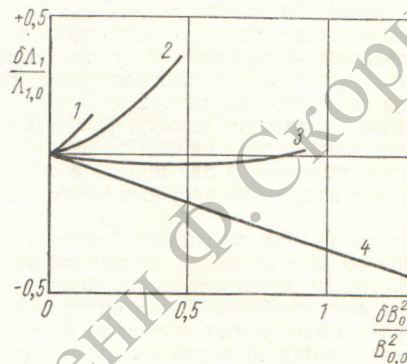


Рис. 3. Зависимость \$\frac{\delta\Lambda\_1}{\Lambda\_{1,0}}\$ от \$\frac{\delta B\_{0,0}^2}{B\_{0,0}^2}\$:

- 1 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{1}{8}\$; 2 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{1}{4}\$;
- 3 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{3}{8}\$; 4 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{1}{2}\$.

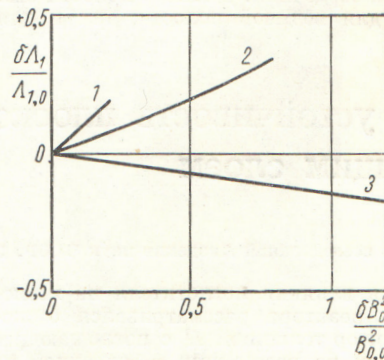


Рис. 4. Зависимость \$\frac{\delta\Lambda\_1}{\Lambda\_{1,0}}\$ от \$\frac{\delta B\_{0,0}^2}{B\_{0,0}^2}\$

в случае двух симметрично расположенных поглощающих слоев:

- 1 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{1}{8}\$; 2 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{1}{4}\$;
- 3 — \$\frac{x\_0}{H} = \frac{3}{8}\$.

В примененном методе [1], как известно, не учитывается взаимодействие отдельных гармоник, что в данном случае эквивалентно использованию только первых членов в разложении функций возмущения. Поскольку взаимодействие гармоник, вообще говоря, неоднородно при различных положениях поглощающего слоя, полученные результаты являются приближенными.



причем ошибка тем больше, чем выше поглощающая способность слоя. Для оценки возможной ошибки проводилось численное решение задачи для значений  $\kappa H = 10$  и  $\frac{x_0}{H} = 0,25$  с учетом трех и пяти членов в разложении функции возмущения. Граница устойчивости определялась методом Рауса — Гурвица (см., например, работу [2]). Полученное при этом значение квадрата высоты  $H$  реактора для предела устойчивости не отличалось больше чем на 5—10% от значения, полученного приближенным расчетом без учета

взаимодействия гармоник. Ошибка приближенного расчета направлена в сторону высшей устойчивости.

Поступило в Редакцию 15/V 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Randall, D. St. John. *Nucleonics*, **16**, No. 3, 82, 129 (1958).
2. Основы автоматического регулирования. Теория Под ред. В. В. Солодовникова. М., Машгиз, 1954.

Выгорание в плоском слое

В. Н. АРТАМКИН, А. В. ВОРОНКОВ

УДК 691.039.51

Широкое использование выгорающих блокированных поглотителей потребовало создания простых и вместе с тем надежных методов расчета их эффективности (см., например, работы [1—3]). Однако существующие методы дают возможность определять только такие макроскопические характеристики поглотителей, как чернота или логарифмическая производная на поверхности. Если же возникает необходимость нахождения изменения пространственного распределения ядер поглотителя в поглощающем элементе, приходится прибегать к сложным машинным методам расчета (метод Монте-Карло,  $S_n$ -метод и т. п.).

В данной работе такая задача решается для плоского нерассеивающего слоя с произвольным (но симметричным) расположением поглотителя в замедляющей среде. В рамках рассматриваемых приближений удалось получить обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка, решение которого определяет пространственное распределение ядер поглотителя в произвольный момент времени.

Выгорание в слое описывается уравнением

$$\frac{\partial \Sigma(x, t)}{\partial t} = -\lambda \Sigma(x, t), \quad (1)$$

где  $\Sigma(x, t)$  — макроскопическое сечение поглощения в точке  $x$  в момент времени  $t$ ;  $\lambda = \sigma_a \Phi(x, t)$  — коэффициент с размерностью, обратной размерности времени;  $\sigma_a$  — микроскопическое сечение поглотителя;  $\Phi(x, t)$  — поток нейтронов в точке  $x$  в момент времени  $t$ .

Предполагается, что продукты, образующиеся при захвате нейтронов поглотителем, имеют сечение поглощения, равное нулю. Решение кинетического уравнения внутри поглотителя приводит к выражению для потока  $\Phi(x, t)$  (рис. 1)

$$\Phi(x, t) = \int_S \frac{e^{-\int_0^x \Sigma(e', t) de'}}{4\pi l^2} \Phi_S(n\Omega, t) dS, \quad (2)$$

где  $e^{-\int_0^x \Sigma(e', t) de'}$  — ослабление потока при движении нейтронов от элемента поверхности поглотителя  $dS$  до точки наблюдения  $x$ ;  $\Phi_S(n\Omega, t)$  — излучение нейтронов элементом поверхности  $dS$ ;  $n\Omega$  — внешняя нормаль элемента поверхности  $dS$ ;  $\Omega$  — направление, в котором наблюдается поток нейтронов.

В  $P_1$ -приближении распределение потока вне поглощающего элемента

$$\Phi_S(n\Omega, t) = [\Phi_0(x, t) + 3\Omega \Phi_1(x, t)](n\Omega),$$

где  $\Phi_0(x, t)$  — глобальный поток у поверхности  $S$ ;  $\Phi_1(x, t)$  — второй член в разложении потока по полиномам Лежандра, равный полному току.

Если ввести логарифмическую производную потока  $\gamma = \frac{\nabla \Phi}{\Phi}$ , то

$$\Phi_S(n\Omega, t) = \Phi_0 [1 + 3(n\Omega) \gamma D](n\Omega), \quad (3)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии.

5

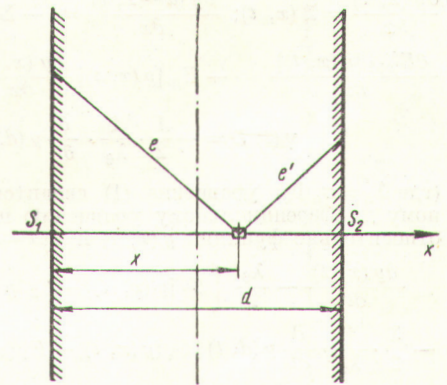


Рис. 1. Плоский поглощающий слой.

Подставляя формулу (3) в (2), можно получить известное выражение для обусловленного поверхностью  $S_1$  потока внутри поглощающего элемента  $\Phi_1(x, t)$  (см. рис. 4):

$$\Phi_1(x, t) = \frac{\Phi_0}{2} \{E_2[y(x, t)] + 3\gamma(t) DE_3[y(x, t)]\}, \quad (4)$$

где

$$E_n(y) = \int_1^\infty \frac{e^{-yx}}{x^n} dx;$$

$$y(x, t) = \int_0^x \Sigma(x', t) dx',$$