

Ядерные концентрации ( $\times 10^{24}$  ядер/см<sup>3</sup>)

Элемент	Номер зоны и размеры		
	1 (0-30 см)	2 (30-50 см)	3 (50-60 см)
U <sup>238</sup> . . . . .	0,01821	0,01800	0,01445
Pu <sup>239</sup> . . . . .	—	0,00273	—
Pu <sup>240</sup> . . . . .	—	0,00030	—
Продукты деления . . . . .	—	0,00078	—
Натрий . . . . .	0,00254	0,00635	0,00508
Сталь . . . . .	0,01696	0,00509	0,02544
Углерод . . . . .	0,09104	—	0,07225
Ниобий . . . . .	—	0,00218	—

зывают, что подстановка в уравнение (7) выражения, описывающего перетечку нейтронов в форме (8'), приводит к уменьшению погрешности в  $\rho_{крит}$  и КВ примерно в два раза.

В заключение отметим, что по сравнению с обычными многогрупповыми расчетами эффективный метод позволяет значительно сократить затраты машинного времени (примерно в три — пять раз).

Поступило в Редакцию 9/VI 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Calame, \*F. Federighi, Nucl. Sci. and Engng, 10, 190 (1961).
2. G. Pomraning, Nukleonik, Mai, 192 (1965).
3. Г. И. Марчук. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.

## К расчету доплеровского температурного коэффициента реактивности гомогенных реакторов

Ф. М. МИТЕНОВ, Б. А. АВЕРБАХ, Л. М. ГОРБУНОВ, О. Б. САМОЙЛОВ

УДК 621.039.512.26

При расчете доплеровского температурного коэффициента реактивности реакторов необходимо определить производную по температуре от вероятности нейтрону избежать резонансного захвата или от эффективного резонансного интеграла. В работе [1] приведены результаты таких вычислений для гетерогенной среды, в которой пластины из резонансного поглотителя разделены слоями замедлителя. Ниже рассматривается аналогичная задача для гомогенной среды.

Согласно работе [2], вероятность нейтрону избежать захвата на  $q$ -м резонансе имеет вид

$$\langle \varphi \rangle_q = e^{-\frac{\rho_n}{\xi \Sigma_{sn}} J_{эфф}^{(q)}}, \quad (1)$$

где  $\rho_n$  — концентрация ядер резонансного поглотителя в гомогенной среде;  $\Sigma_{sn}$  — потенциальное макроскопическое сечение рассеяния среды;  $J_{эфф}^{(q)}$  — эффективный резонансный интеграл;  $\xi$  — средняя логарифмическая потеря энергии.

Выражение для температурной зависимости эффективного резонансного интеграла при соответствующих предположениях (см. работы [2, 3]) запишем

$$J_{эфф}^{(q)} = J_R^{(q)} \frac{2a_q}{\pi} f(\xi, a_q). \quad (2)$$

Здесь  $J_R = \frac{\pi}{2} \sigma_{0q} \frac{\Gamma_V^{(q)}}{E_q}$  — резонансный интеграл для бесконечно разбавленной среды;  $a_q = \frac{\Sigma_{sn}}{\rho_n \sigma_{0q}}$ ;  $E_q$  — энергия, соответствующая максимуму  $q$ -го резонанса;  $\Gamma_V^{(q)}$ ,  $\Gamma^{(q)}$  — соответственно радиационная и полная ширина уровня;  $\sigma_0$  — полное сечение в максимуме резонанса;  $\xi_q = \frac{\Gamma^{(q)}}{\Delta_q}$ ;  $\Delta_q = 2 \sqrt{\frac{kT_{эфф} E_q}{A}}$ ;  $k$  — постоянная

Большмана;  $T_{эфф}^*$  — эффективная температура среды, °К;  $A$  — атомный вес резонансного поглотителя. Температурная функция фактора самоэкранирования резонанса

$$f(\xi_q, a_q) = \int_0^\infty \frac{\psi(\xi_q, x)}{\psi(\xi_q, x) + a_q} dx, \quad (3)$$

где

$$\psi(\xi, x) = \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^\infty \frac{\exp\left[-\frac{1}{4}\xi^2(x-y)^2\right]}{1+y^2} dy.$$

Из соотношения (1) можно получить выражение для температурной производной от  $\langle \varphi \rangle_q$

$$\frac{\partial \langle \varphi \rangle_q}{\partial T} = -\langle \varphi \rangle_q \frac{\rho_n}{\xi \Sigma_{sn}} J_R^{(q)} \frac{2a_q}{\pi} \left[ \frac{\partial f(\xi, a)}{\partial T_{эфф}} \right]_q \frac{\partial T_{эфф}}{\partial T}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \left[ \frac{\partial f(\xi, a)}{\partial T_{эфф}} \right]_q &= \frac{\partial f(\xi, a)}{\partial T_{эфф}} \frac{\xi = \xi_q}{a = a_q} = \left[ \frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial T_{эфф}} \right]_q = \\ &= - \left[ \frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi} \right]_q \frac{\xi_q}{2T_{эфф}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Согласно работе [5], функция  $\frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi}$  имеет вид

$$\frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi} = -\frac{4a}{\xi^3} \int_0^\infty \left[ \frac{\partial \psi(\xi, x)}{\partial x} \right]^2 [\psi(\xi, x) + a]^{-3} dx. \quad (6)$$

\* При температуре среды  $T > T_D$  ( $T_D$  — температура Дебая)  $T_{эфф} = T$ ; при  $T < T_D$  эффективная температура зависит от температуры среды и дебаевской температуры [4, 5].



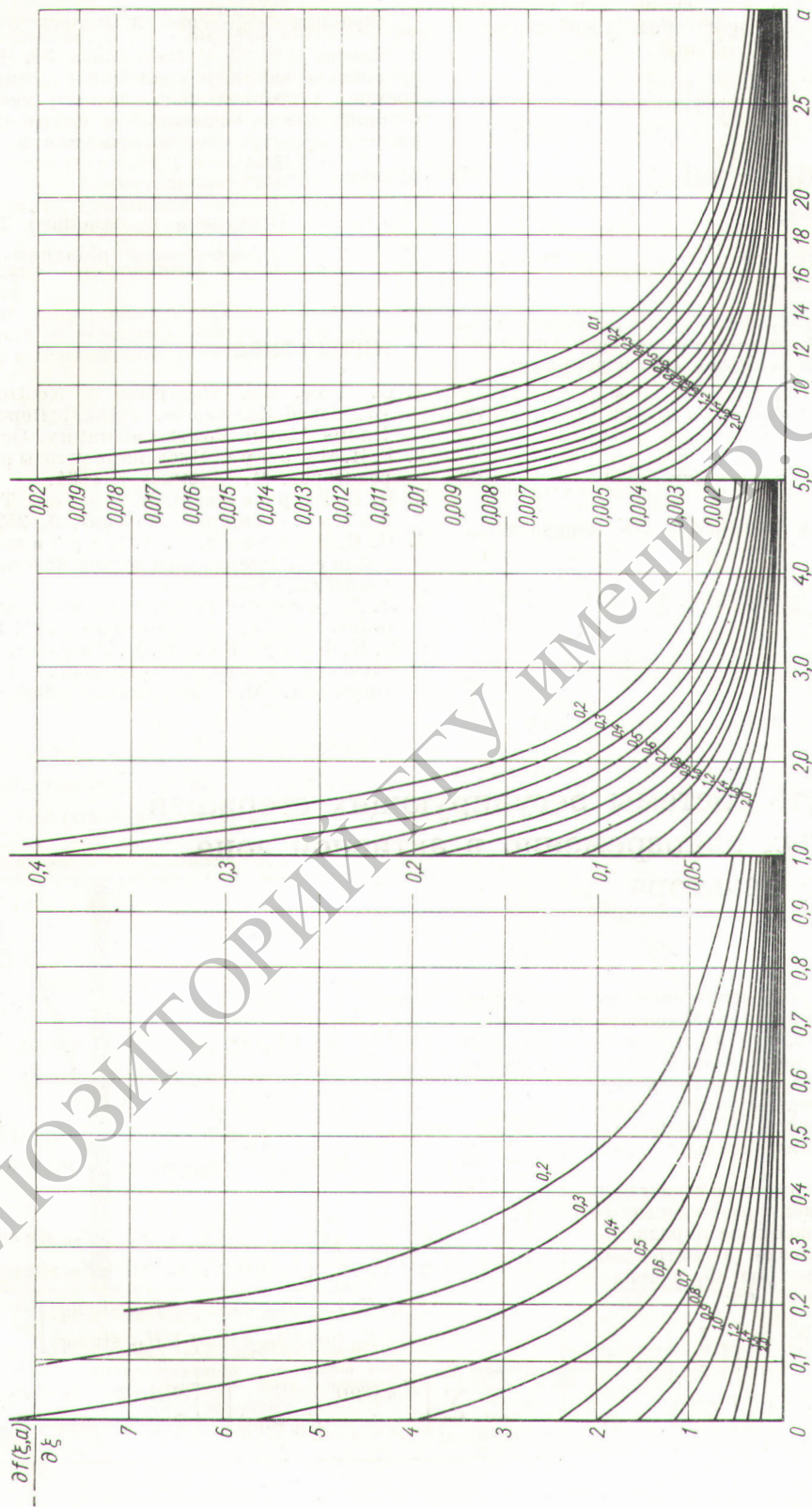


График функции  $\frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi}$  (цифры у кривых указывают значения  $\xi$ .)

РЕПОЗИТОРИЙ ГТУ ИМЕНИ П. СКОРИНЫ

Продифференцировав  $\psi(\xi, x)$  по  $x$  и подставив в выражение (6), после некоторых преобразований получим

$$\frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi} = -a\xi \int_0^{\infty} [\psi(\xi, x) + a]^{-3} \times \left[ \frac{1}{2} \chi(\xi, x) - x\psi(\xi, x) \right]^2 dx, \quad (7)$$

где  $\chi(\xi, x) = \frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{1}{4}\xi^2(x-y)^2\right]}{1+y^2} y dy.$

Функции  $\psi(\xi, x)$  и  $\chi(\xi, x)$  связаны с действительной  $u(x, y)$  и мнимой  $v(x, y)$  частями комплексного интеграла вероятности следующими соотношениями:

$$\psi(\xi, x) = \xi \frac{\sqrt{\pi}}{2} u\left(x \frac{\xi}{2}, \frac{\xi}{2}\right); \quad (8)$$

$$\chi(\xi, x) = \xi \sqrt{\pi} v\left(x \frac{\xi}{2}, \frac{\xi}{2}\right). \quad (9)$$

Подставив (8) и (9) в выражение (7), окончательно получим

$$\frac{\partial f(\xi, a)}{\partial \xi} = -\frac{a\xi^3\pi}{4} \int_0^{\infty} \left[ \xi \frac{\sqrt{\pi}}{2} u\left(x \frac{\xi}{2}, \frac{\xi}{2}\right) + a \right]^{-3} \times \left[ v\left(x \frac{\xi}{2}, \frac{\xi}{2}\right) - xu\left(x \frac{\xi}{2}, \frac{\xi}{2}\right) \right]^2 dx. \quad (10)$$

Функция  $\frac{df(\xi, a)}{d\xi}$  рассчитывалась по формуле (10) в области  $0,2 \leq \xi \leq 2$  и  $0 \leq a \leq 30$ . Численное интегрирование на ЭВМ «Урал-2» осуществлялось по программе, в которой использовался метод вычисления функций  $u$  и  $v$ , описанный в работе [6]. Результаты расчета представлены на рисунке в виде графиков функции  $\frac{df(\xi, a)}{d\xi}$ .

Поступило в Редакцию 21/ХИ 1965 г.  
В окончательной редакции 19/ИИ 1966 г.

### ЛИТЕРАТУРА

1. G. Roe. The Absorption of Neutrons in Doppler Broadened Resonances. USAEC Report KAPL-1241. Knolls Atomic Power Laboratory, October 15, 1954.
2. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1961.
3. И. В. Гордеев, В. В. Орлов, Т. Х. Седелников. «Атомная энергия», 9, 252 (1957).
4. И. В. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
5. Л. Дреснер. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.
6. В. Н. Фаддеев, Н. М. Терентьев. Таблицы значений интеграла вероятности от комплексного аргумента. М., Гостехиздат, 1954.

## Эффективность системы регулирующих стержней, расположенных одновременно в активной зоне и отражателе реактора

В. И. НОСОВ

УДК 621.039.51

В практике реакторостроения наиболее распространенный способ компенсации реактивности реактора — размещение в нем стержней из материала с большим сечением поглощения нейтронов. В настоящей работе на основании [1—3] рассматривается случай произвольного расположения полностью введенных стержней по сечению однородного реактора на тепловых нейтронах.

В цилиндрическом реакторе с системой поглощающих стержней, расположенных произвольно в активной зоне и радиальном отражателе, решение в матричной форме для потоков быстрых  $\Phi_1$  и тепловых  $\Phi_2$  нейтронов имеет вид

$$\Phi^I \equiv \begin{bmatrix} \Phi_1^I \\ \Phi_2^I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_1 & S_2 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L^I \\ T^I \end{bmatrix};$$

$$\Phi^{II} \equiv \begin{bmatrix} \Phi_1^{II} \\ \Phi_2^{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_3 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} L^{II} \\ T^{II} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{bmatrix} L^I \\ T^I \end{bmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{bmatrix} J_n(\alpha r) & 0 \\ 0 & I_n(\beta r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1n} \cos n\varphi + E_{1n} \sin n\varphi \\ A_{2n} \cos n\varphi + E_{2n} \sin n\varphi \end{bmatrix} +$$

$$+ \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{s=0}^M \begin{bmatrix} Y_k(\alpha \rho_s) & 0 \\ 0 & K_k(\beta \rho_s) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} B_{1ks} \cos k\omega_s + P_{1ks} \sin k\omega_s \\ B_{2ks} \cos k\omega_s + P_{2ks} \sin k\omega_s \end{bmatrix}; \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} L^{II} \\ T^{II} \end{bmatrix} = \sum_{n=0}^{\infty} \begin{bmatrix} I_n(\nu r) (C_{2n} \cos n\varphi + F_{2n} \sin n\varphi) + \\ I_n(\mu r) (C_{1n} \cos n\varphi + F_{1n} \sin n\varphi) + \\ + K_n(\nu r) (D_{2n} \cos n\varphi + H_{2n} \sin n\varphi) + \\ + K_n(\mu r) (D_{1n} \cos n\varphi + H_{1n} \sin n\varphi) \end{bmatrix} +$$

$$+ \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{i=1}^N \begin{bmatrix} K_m(\nu \rho_i) & 0 \\ 0 & K_m(\mu \rho_i) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} B_{2mi} \cos m\omega_i + P_{2mi} \sin m\omega_i \\ B_{1mi} \cos m\omega_i + P_{1mi} \sin m\omega_i \end{bmatrix},$$