

Используя теорему взаимности [3, 8], легко показать, что

$$V^+ = \frac{\frac{r}{R} - t_{21}}{\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) 2R\Sigma}; \quad (18)$$

$$V^- = \frac{1 - t_{22} - t_{21}}{\left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) 2R\Sigma}. \quad (19)$$

Кроме того, очевидно, что

$$P_c = 1 - V^+ - V^-. \quad (20)$$

При численном интегрировании соотношений (13) и (14) были использованы таблицы функций $K_{ln}(z)$, полученные в работе [7]. Для интерполяции применялось следующее очевидное соотношение:

$$Ki_3(z + \Delta z) = Ki_3(z) - \Delta z Ki_2(z) + \frac{(\Delta z)^2}{2} Ki_1(z). \quad (21)$$

Для удобства вычислений [особенно при $\Sigma(R-r) \ll \ll 1$] приводим таблицы вероятностей V^- и P_c .

Поступила в Редакцию 7/II 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
2. В. В. Орлов. Сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 179.
3. В. П. Слизов. «Инж.-физ. ж» (в печати).
4. Дж. Стюарт. «Вопр. ядерной энергетики», № 6, 71 (1958).
5. A. Amouyal, P. Benoist, D. Nogowitz. J. Nucl. Energy, 6, 79 (1957).
6. А. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М. Изд-во иностр. лит., 1961.
7. W. Bickley. Philos. Mag., 7, 322 (1935).
8. Б. Б. Кадомцев. «Докл. АН СССР», 113, 541 (1957).

УДК 521.039.515

Расчет эффективности регулирующих стержней, содержащих замедлитель

Е. И. Гришанин, Е. В. Пугачева

Методом последовательных поколений получено альbedo регулирующих стержней, содержащих замедлитель, которое определено как отношение числа нейтронов, вылетающих из стержня с некоторой энергией, к числу нейтронов с той же энергией, падающих на стержень из реактора. Определенное таким образом альbedo может быть использовано для получения эффективных граничных условий так же, как в случае моноэнергетической задачи.

Для расчета эффективности регулирующих стержней исторически сложился метод эффективных граничных условий [1, 2]. Однако практически применение этого метода ограничено случаем однородных стержней правильной геометрической формы. Регулирующие стержни в ядерных реакторах всегда заключены в оболочки и размещаются в активной зоне в специальных каналах. Для оценки влияния оболочек и стоек каналов на эффективность стержней необходима методика расчета многослойных стержней. Такая методика описана в работе [3]. Кроме того, поскольку в некоторых энергетических реакторах для охлаждения стержней используется вода (см., например, [4]), необходима также методика расчета стержней, содержащих замедлитель. Такая методика предлагается в данной работе. Для получения эффек-

тивных граничных условий на поверхности стержня необходимо знать вероятность поглощения для этого стержня A [2, 3]. Однако для вычислений и логических заключений удобно пользоваться альbedo стержня β , которое связано с вероятностью поглощения соотношением $\beta = 1 - A$. Определим альbedo стержня как отношение числа вылетевших из стержня нейтронов с летаргией u к числу нейтронов, падающих на поверхность этого стержня, с тем же значением летаргии. Определенное таким образом альbedo (и соответственно вероятность поглощения) дает возможность использовать результаты, полученные для моноэнергетической задачи [1, 2]. В свою очередь определение эффективных граничных условий для стержней с замедлителем можно свести к определению альbedo такого стержня.

Рассмотрим сначала методику определения альbedo для однородного стержня с замедлителем.

Альbedo однородного стержня с замедлителем

В этом случае точное решение для альbedo стержня можно получить методом последовательных столкновений. Пусть на поверхность

стержня S из окружающей среды падает $\Phi(u) \frac{S}{4}$ нейтронов в единицу времени. Для плотности столкновений в стержне можно написать выражение в виде ряда последовательных поколений нейтронов

$$\psi(u)V = P_0\Phi(u) \cdot \frac{S}{4} + V \sum_{k=1}^{\infty} P_k \psi_k(u), \quad (1)$$

где V — объем стержня; P_0, P_1, \dots, P_k — вероятности испытать соответственно первое, второе и т. д. столкновения в стержне; $\psi_1, \psi_2, \dots, \psi_k$ — плотности столкновений нейтронов первого, второго и т. д. поколений. Плотность столкновений нейтронов нулевого поколения, очевидно, $\psi_0 = \Phi(u) \frac{S}{4V}$.

Для плотности столкновений каждого поколения легко получить следующую систему интегральных уравнений:

$$\psi_k = \int_{u-q}^u \frac{\sum_s}{\Sigma} \psi_{k-1}(u') \frac{e^{-(u-u')}}{\alpha} \cdot P_{k-1}(u') du', \quad (2)$$

$$k = 1, 2, \dots,$$

где $q = \ln \left(\frac{M+1}{M-1} \right)^2$ — максимальная логарифмическая потеря энергии при столкновении с ядром массы M ; $\alpha = \frac{4M}{(M+1)^2}$, Альbedo стержня для нейтронов с энергией u в этом случае выражается формулой

$$\beta(u) = (1 - P_0) + \sum_{k=1}^{\infty} [1 - P_k(u)] \frac{\psi_k(u)}{\Phi(u)/\langle d \rangle}, \quad (3)$$

$$\langle d \rangle = \frac{4V}{S}$$

Если предположить, что анизотропию рассеяния в стержне в лабораторной системе координат можно учесть введением транспортного сечения, то для решения системы интегральных уравнений (2) можно использовать вероятности первых пяти столкновений, вычисленных в случае изотропного рассеяния [5] для цилиндров. Заметим также, что система (2) решается последовательным интегрированием плотности столкновений нейтронов каждого поколения, начиная с нулевого.

Для получения плотности столкновения в стержне достаточно вычислить точно вклад нейтронов лишь нескольких поколений (не более пяти). Вклад последующих поколений можно оценить каким-либо приближенным методом

[5]. В связи с этим выражение для плотности столкновений в стержне представим в виде

$$\psi = P_0 \frac{\Phi}{\langle d \rangle} + \sum_{k=1}^n P_k \psi_k(u) + P_c \sum_{k=n+1}^{\infty} \psi_k(u). \quad (4)$$

В формуле (4) для оценки остаточного члена $\sum_{k=n+1}^{\infty} P_k \psi_k$ принято, что вероятности столкновений в стержне для всех поколений с номером $k > n$ равны асимптотической вероятности столкновения P_c , которая связана с величиной P_0 соотношением [5]

$$P_c = 1 - \frac{P_0}{\sum \langle d \rangle}. \quad (5)$$

Для оценки плотности столкновений F_{n+1} , обусловленной поколениями нейтронов с номером $k > n$ и равной

$$F_{n+1} = \psi - P_0 \frac{\Phi}{\langle d \rangle} - \sum_{k=1}^n P_k \psi_k = \sum_{k=n+1}^{\infty} P_k \psi_k, \quad (6)$$

можно получить простое интегральное уравнение. Действительно, подставляя в (4) соотношения (2) и (6), найдем

$$F_{n+1} = P_c \int_{u-q}^u \frac{\sum_s}{\Sigma} \frac{e^{-(u-u')}}{\alpha} F_{n+1}(u') du' + P_c \int_{u-q}^u \frac{\sum_s}{\Sigma} \frac{e^{-(u-u')}}{\alpha} P_n \psi_n(u') du'. \quad (7)$$

Последний интеграл в уравнении (7) определяется через плотность столкновения нейтронов n -го поколения, которое определяется точно из системы (2). Следовательно, этот интеграл является источником для интегрального уравнения (7).

Таким образом, выражение для альbedo будет иметь вид

$$\beta = 1 - P_0 + \sum_{k=1}^n (1 - P_k) \frac{\psi_k}{\Phi/\langle d \rangle} + \frac{1 - P_c}{P_c} \frac{F_{n+1}}{\Phi/\langle d \rangle}. \quad (8)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи. Если в уравнении (1) принять все $P_k = P_c$, кроме P_0 , то для плотности столкновений ψ получим уравнение

$$\psi = P_0 \frac{\Phi}{\langle d \rangle} + P_c \int_{u-q}^u \frac{\sum_s}{\Sigma} \frac{e^{-(u-u')}}{\alpha} \psi(u') du'. \quad (9)$$

Это уравнение (см., например, [6]) является простейшим случаем уравнения (1) и широко используется в теории резонансного поглощения. Если размеры стержня такие, что для всех энергий $P_0 = P_c = 1$, то из уравнения (9) можно найти интегральное уравнение для плотности столкновений в бесконечной однородной среде. Наконец, если сечения и спектр падающих на стержень нейтронов не зависят от энергии, то соотношение (2) и соотношение для альбеда (3) переходят после интегрирования по летаргии в следующие соотношения, полученные в работе [5]:

$$\left. \begin{aligned} \psi_k &= \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_{k-1} \psi_{k-1}; \\ \beta &= 1 - \sum_{k=0}^{\infty} \left[\frac{\Sigma_a}{\Sigma} \left(\frac{\Sigma_s}{\Sigma} \right)^k P_k P_{k-1} \dots P_0 \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Простое аналитическое решение уравнений (2), (7) и (9) возможно лишь для замедлителя из ядер водорода. В этом случае интегральные уравнения путем дифференцирования могут быть сведены к дифференциальным уравнениям первого порядка. Например, решение уравнения (9) для замедлителя из ядер водорода будет иметь вид

$$\psi = P_0 \frac{\Phi}{\langle d \rangle} + P_c \int_{-\infty}^u \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_0 \frac{\Phi(u')}{\langle d \rangle} \times \exp \left[- \int_u^u \left(1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c \right) du'' \right] du'. \quad (11)$$

Выражение для альбеда в этом же случае можно представить так:

$$\beta = (1 - P_0) + \frac{(1 - P_c)}{\Phi(u)} \int_{-\infty}^u \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_0 \Phi(u') \times \exp \left[- \int_u^u \left(1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c \right) du'' \right] du'. \quad (12)$$

В предельном случае очень тяжелых ядер для оценок F_{n+1} можно пренебречь эффектом замедления. Тогда из уравнения (7) найдем

$$F_{n+1} = P_c \frac{\Sigma_s}{\Sigma} F_{n+1} + P_c \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_n \psi_n$$

или

$$F_{n+1} = \frac{P_c \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_n \psi_n}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c}. \quad (13)$$

С учетом (13) далее получим

$$\psi = \frac{P_0 \Phi}{\langle d \rangle} + P_1 \psi_1 + \dots + P_n \psi_n \frac{1 + \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c}; \quad (14)$$

$$\beta = 1 - P_0 + (1 - P_1) \frac{\psi_1(u)}{\Phi(u)/\langle d \rangle} + \dots + (1 - P_n) \frac{1 + \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} P_c} \frac{\psi_n(u)}{\Phi(u)/\langle d \rangle}. \quad (15)$$

И, наконец, для решения уравнений (2), (7) или (9) можно использовать приближенные методы, например возрастное приближение (см., например, [11]) или численные методы (см., например, [7]).

В качестве иллюстрации применения разработанной выше методики на рис. 1 приведена зависимость вероятности поглощения нейтронов стержнем диаметром 2,35 см от летаргии падающих нейтронов и относительного содержания ядер водорода и бора, полученная из уравнения (12). Общее количество ядер водорода и бора подчинялось соотношению

$$q_B + 1,3q_H = q_{0B} = 0,0735 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}, \quad (16)$$

где q_{0B} — ядерная концентрация бора в B_4C . Таким образом имитировалась добавка в стержень гидрида циркония вместо соответствующей части карбида бора. Действительно, при $q_H = 0$ из формулы (16) плотность ядер бора получается такая же, как в карбиде бора с плотностью 1,65 г/см³, а при $q_B = 0$ концентрация ядер водорода равна его концентрации в гидриде циркония. В расчете использовался спектр водяного реактора с отношением ядер водорода и U^{235} , равным 200.

Вероятность поглощения для стержней, содержащих замедлитель, существенным образом зависит от энергетического спектра нейтронов, падающих на стержень, в то время как вероятность поглощения для стержней без замедлителя одинакова для любого вида реактора. Например, наличие максимума в нейтронном спектре реактора при энергии 2 Мэв обуславливает немонотонную зависимость вероятности поглощения от летаргии, приведенной на рис. 1. Следует отметить также, что значительная часть нейтронов, испытавших столкновение в районе энергии спектра рождения нейтронов, замедляется и вылетает из стержня при более низких энергиях. Этим объясняется резкое уменьшение вероятности

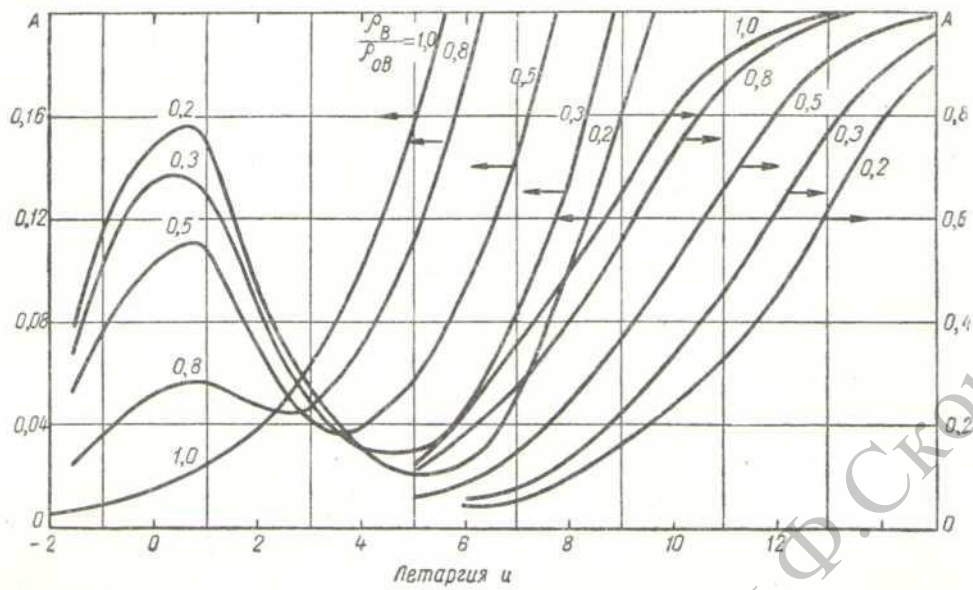


Рис. 1. Вероятность поглощения нейтронов стержнем, содержащим ядра водорода.

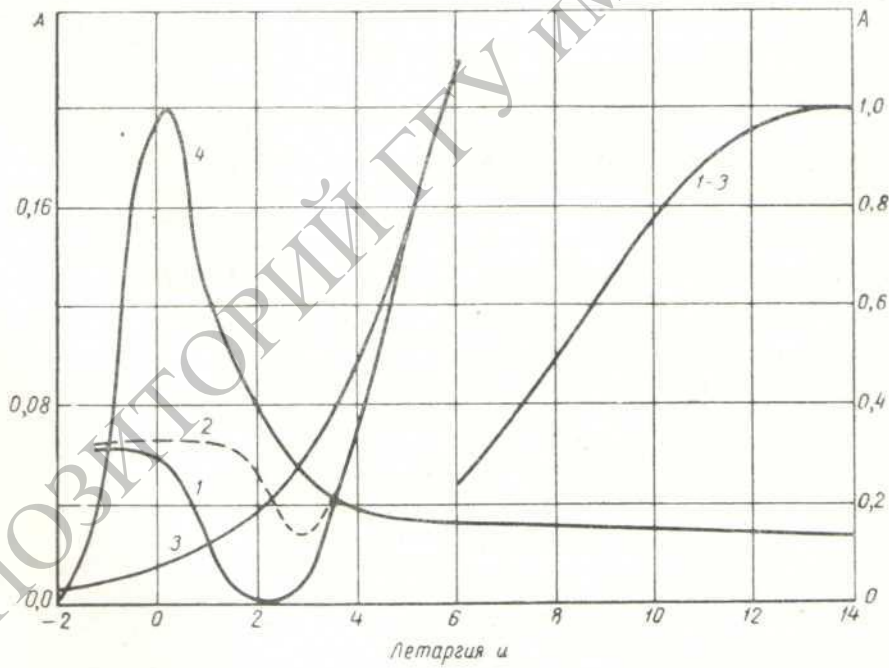


Рис. 2. Вероятность поглощения нейтронов стержнем из карбида бора с учетом замедления на ядрах бора и графита:

1 — в спектре водяного реактора с отношением ядер водорода и U^{235} , равным 200; 2 — в спектре реактора ПФ-4; 3 — без учета замедления; 4 — спектр водяного реактора.

поглощения при $u = 3 \div 5$. Вообще говоря, число нейтронов, замедлившихся в этот интервал летаргии и вылетевших из стержня, может быть больше числа нейтронов, падающих на стержень из реактора с такой же энергией. Тогда вероятность поглощения будет отрицательной. При больших значениях летаргии ввиду возрастания сечения поглощения влияние замедления постепенно уменьшается.

На рис. 2 в качестве второго примера использования разработанной методики приведено решение уравнения (12) для стержня из карбида бора диаметром 2,35 см. Вероятность поглощения нейтрона стержнем получена для спектра упомянутого выше водяного реактора и спектра реактора ПФ-4 [8]. Для решения уравнения (12) был применен численный метод, аналогичный методу, изложенному в работе [7]. Максимум вероятности поглощения в районе 2 Мэв выражен слабо ввиду менее резкой энергетической зависимости сечений рассеяния бора и углерода по сравнению с энергетической зависимостью сечения рассеяния водорода. При $u \approx 3$ вероятность поглощения становится равной нулю за счет вылета из стержня нейтронов, замедлившихся в основном из области энергий ~ 2 Мэв. Однако эффект замедления на ядрах бора и углерода сказывается лишь в области 15—0,1 Мэв и поэтому может играть существенную роль лишь в реакторе с сильно промежуточным спектром.

Альbedo многослойных стержней

Описанный метод последовательных поколений можно обобщить на случай многослойных стержней, содержащих замедлитель. Пусть на

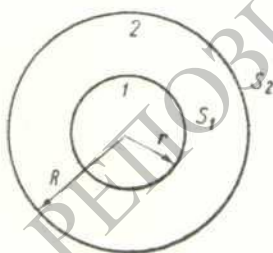


Рис. 3. Расчетная модель двухслойного стержня с замедлителем.

внешнюю поверхность стержня S (рис. 3) в единицу времени из внешней среды падает $\Phi(u) \frac{S}{4}$ нейтронов. Тогда плотность столкновений ψ в замедлителе также запишем в виде ряда последовательных поколений нейтронов ψ_k . Причем к поколению нейтронов с индексом k отнесем все нейтроны, испытавшие k столкновений в замедлителе и произвольное число стол-

кновений в других частях стержня:

$$\psi(u) = W_0 \frac{\Phi(u)}{\langle d \rangle} + \sum_{h=1}^{\infty} W_h \psi_h. \quad (17)$$

Величина W_k определяется как вероятность нейтронам k -го поколения испытать по крайней мере еще одно столкновение в замедлителе с учетом возможности произвольного числа столкновений в других частях стержня.

Для альbedo стержня можно записать выражение

$$\beta(u) = \omega_0 + \sum_{h=1}^{\infty} \omega_h \frac{\psi_h(u)}{\Phi(u) \langle d \rangle}, \quad (18)$$

где величина ω_k определяется как вероятность нейтронам k -го поколения вылететь из стержня, не испытав больше ни одного столкновения в замедлителе, но с учетом возможности многократного столкновения в других частях стержня.

Для определения функций ψ_k получим следующую систему интегральных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \psi_k &= \int_{u-q}^u \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \psi_{k-1} W_{k-1}(u') \frac{e^{-(u-u')}}{a} du'; \\ \psi_0 &= \frac{\Phi(u)}{\langle d \rangle}, \quad k = 1, 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Так же, как и система (2), уравнения (19) легко решаются последовательным интегрированием. Для оценки остаточных членов рядов (17) и (18) остаются в силе методы и соображения, использованные в случае однородных стержней с замедлителем. Определение конкретного вида вероятностей W_k и ω_k приведем для двух практически важных случаев — однородного стержня, окруженного внешним слоем замедлителя, и однородного кольцевого стержня, содержащего замедлитель внутри. При этом используем обозначения и терминологию работы [3]. Для определения вероятностей W_k и ω_k потребуются следующие величины: $(t^-)_k$, $(\beta^-)_k$ — соответственно вероятность пропускания и альbedo при падении нейтронов k -го поколения на внешнюю поверхность кольцевого слоя; $(t^*)_k$, $(\beta^*)_k$ — то же при падении нейтронов k -го поколения на внутреннюю поверхность слоя; $(V^-)_k$, $(V^*)_k$ — вероятности нейтрону вылететь из кольцевого слоя соответственно через внешнюю и внутреннюю поверхности кольца после k -го столкновения; t_{22} — вероятность нейтрону, упавшему на поверхность S_2 (см. рис. 3), пересечь ту же поверхность, не

испытывая столкновения; t_{21} — вероятность нейтрону, упавшему на поверхность S_2 , пересечь поверхность S_1 , не испытывая столкновения; t_{12} — вероятность нейтрону, упавшему на поверхность S_1 , пересечь поверхность S_2 , не испытывая столкновения. Тогда для стержня с внешним замедлителем найдем (замедлитель — область 2 на рис. 3):

$$W_0 = (1 - t_{22} - t_{21}) + t_{21} (\beta_1^-)_0 (1 - t_{12}); \quad (20)$$

$$W_k = (P_2)_k + (V_2^*)_k (\beta_1^-)_k (1 - t_2^+)_k; \quad (21)$$

$$\omega_0 = t_{22} + t_{21} (\beta_1^-)_0 t_{12}; \quad (22)$$

$$\omega_k = (V_2^-)_k + (V_2^*)_k (\beta_1^-)_k (t_2^+)_k. \quad (23)$$

Для стержня с внутренним замедлителем, используя результаты работы [3], можно получить следующие выражения (замедлитель — область 1 на рис. 3):

$$W_0 = (t_2^-)_0 \sum_{n=0}^{\infty} (P_0)_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - P_0)_i (\beta_2^+)_i; \quad (24)$$

$$W_k = P_k + (1 - P_k) (\beta_2^+)_0 \sum_{n=0}^{\infty} (P_0)_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - P_0)_i (\beta_2^+)_i; \quad (25)$$

$$\omega_0 = (\beta_2^-)_0 + (t_2^-)_0 (1 - P_0) \sum_{n=0}^{\infty} (t_2^+)_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - P_0)_i (\beta_2^+)_i; \quad (26)$$

$$\omega_k = (1 - P_k) \sum_{n=0}^{\infty} (t_2^+)_n \prod_{i=0}^{n-1} (1 - P_0)_i (\beta_2^+)_i. \quad (27)$$

Выражения для W_k и ω_k в последнем случае имеют весьма сложный вид, так как учитывают возможность многократного пересечения нейтронами области с замедлителем без столкновения (n — число пересечений области с замедлителем). Вычисление входящих в формулы (24)–(27) величин — очень громоздкая работа. Это существенно снижает возможность непосредственного использования такой методики. Результаты значительно упростятся, если предположить, что для нейтронов данного k -го поколения величины, стоящие под знаком суммы, не зависят от n . Тогда после суммирования рядов получаются следующие выражения:

$$W_0 = \frac{t_2^- P_0}{[1 - (1 - P_0) \beta_2^+]}; \quad (28)$$

$$W_k = P_k + \frac{(1 - P_k) \beta_2^+ P_0}{[1 - (1 - P_0) \beta_2^+]}; \quad (29)$$

$$\omega_0 = \beta_2^- + \frac{t_2^- t_2^+ (1 - P_0)}{[1 - (1 - P_0) \beta_2^+]}; \quad (30)$$

$$\omega_k = \frac{(1 - P_k) t_2^+}{[1 - (1 - P_0) \beta_2^+]}. \quad (31)$$

Использованное при выводе соотношений (28)–(31) предположение эквивалентно допущению, что угловое распределение нейтронов не зависит от n . Вероятности β_2^+ , t_2^+ , β_2^- и t_2^- получены в работе [3] при дополнительном предположении, что нейтроны, испытавшие в области, где нет замедлителя, по крайней мере одно столкновение, распределены равномерно.

Таким образом, при использовании соотношений (28)–(31) расчет стержня с внутренним замедлителем проводится аналогично расчету однородного стержня с замедлителем. В то же время решение уравнения (19) для стержня с внешним замедлителем практически возможно только при допущении, что вероятности W_k и ω_k не зависят от k и равны соответственно W_c и ω_c — вероятностям при равномерном распределении нейтронов по кольцевому слою. В этом случае необходимые для расчета W_c и ω_c величины V^- , V^+ и P_c могут быть взяты из работы [3]. При таких предположениях соотношение (47) с учетом (19) переходит в уравнение, аналогичное (9):

$$\left. \begin{aligned} \psi &= W_0 \frac{\Phi}{\langle d \rangle} + W_c \int_{u-q}^u \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \psi \frac{e^{-(u-u')}}{a} du'; \\ \beta &= \omega_0 + \frac{\omega_c}{W_c} \left(\frac{\Phi}{\langle d \rangle} - W_0 \right). \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Отметим, что вообще все числовые примеры получены с использованием уравнения (32).

Остановимся также на вычислении альbedo тепловых нейтронов для стержней, содержащих замедлитель. Если использовать общепринятое разбиение всего спектра на спектр замедляющихся нейтронов и спектр тепловых нейтронов с максвелловским распределением по скоростям и некоторой эффективной температурой нейтронного газа, то альbedo для тепловых нейтронов можно определить следующим образом. Из соотношений (32) для моноэнергетических нейтронов получим

$$\psi = \frac{W_0 \Phi / \langle d \rangle}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} W_c};$$

$$\beta = \omega_0 + \omega_c \frac{W_0 \frac{\Sigma_s}{\Sigma}}{1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} W_c}. \quad (33)$$

Согласно предположениям, использованным при выводе (32), источники тепловых нейтронов распределены равномерно по объему замедлителя. Поэтому выражение для альbedo

в (33) должно быть изменено следующим образом.

$$\beta = \omega_0 + \frac{\omega_c \left(W_0 \frac{\Sigma_s}{\Sigma} + \frac{Q}{\Phi_T / \langle d \rangle} \right)}{\left(1 - \frac{\Sigma_s}{\Sigma} W_c \right)}, \quad (34)$$

где Φ_T — поток тепловых нейтронов; Q — число нейтронов в единицу времени в единице объема стержня:

$$\left. \begin{aligned} Q &= \int_{u_{гр-q}}^{u_{гр}} \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \psi(u') F(u', u_{гр}) du'; \\ F(u, u_{гр}) &= \int_{u_{гр}}^{u+q} \frac{e^{-(u-u')}}{\alpha} du'. \end{aligned} \right\} \quad (34')$$

По существу (33) дает также решение для задачи с постоянными источниками. В этом случае следует принять $Q = \frac{\xi \Sigma_s}{\Sigma \langle d \rangle} \Phi_{гр}$, где $\Phi_{гр}$ — поток при граничной энергии, характеризуемой значением латаргии $u_{гр}$ и определяемой из условия «сшивки» спектра замедления и спектра Максвелла. Отношение $\Phi_{гр}/\Phi_T$ в свою очередь определяется из условия баланса тепловых нейтронов по формуле

$$\frac{\Phi_{гр}}{\Phi_T} = (\xi \Sigma_s / \Sigma_c)_{акт. зоны}. \quad (35)$$

Спектр падающих на стержень нейтронов $\Phi(u)$ связан с невозмущенным спектром в реакторе $U(u)$ соотношением $\Phi(u) = q(u)U(u)$. Коэффициент внешней экранировки стержня $q(u)$ характеризует завал нейтронного потока на поверхности стержня. Определение $q(u)$ — отдельная задача, которая может быть решена многогрупповым методом.

Таким образом, вся задача определения эффективных граничных условий решается путем последовательных приближений. В качестве первого приближения используется невозмущенный спектр реактора. После решения уравнений типа (32) вычисляются альbedo и эффективные граничные условия. С помощью последних упомянутым выше многогрупповым методом находится второе приближение для спектра падающих на стержень нейтронов. Однако практически при вычислении альbedo отличие коэффициента внешней экранировки от единицы можно не учитывать, так как замедление оказывает существенное влияние лишь при больших значениях энергии нейтронов, когда величина $q(u)$ близка к единице. При более низких энергиях замедление несущественно

(альbedo вообще не зависит от вида нейтронного спектра, если замедление отсутствует).

Для иллюстрации на рис. 4 приведена зависимость эффективности стержней из карбида бора от размера внутренней полости, заполненной водой, в упомянутом водяном реакторе. Внешний диаметр стержня 2,35 см. Для простоты вычислений замедление на ядрах бора, углерода и кислорода не учитывалось. За счет

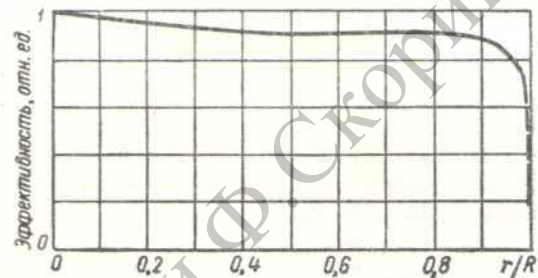


Рис. 4. Эффективность стержней из карбида бора, содержащих воду во внутренней полости.

эффекта замедления эффективность таких стержней мало меняется почти во всем интервале изменения доли объема, занимаемой водой. Следует отметить, что составление программы для решения уравнений типа (32) на электронно-вычислительных машинах существенно повысит эффективность разработанного метода.

В заключение авторы благодарят В. В. Орлова и И. С. Акимова за ценные советы и помощь, а также А. П. Корнееву за проведенную вычислительную работу.

Поступила в Редакцию 29/VI 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Вейнберг, Е. Вигнер. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.
2. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
3. Е. И. Гришанин. «Атомная энергия», 16, 234 (1964).
4. Н. А. Доллежалъ и др. «Атомная энергия», 5, 223 (1958).
5. Дж. Стюарт. «Вопр. ядерной энергетики», № 6, 71 (1958).
6. А. А. Лукьянов, В. В. Орлов. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 179.
7. Ш. С. Николайшвили. «Атомная энергия», 9, 271 (1961).
8. А. И. Лейпунский и др. Экспериментальное исследование некоторых физических особенностей промежуточных реакторов с бериллиевым замедлителем. Докл. на Венской конференции по физике быстрых и промежуточных реакторов, 1962. International atomic energy agency. Vienna, 1962, p. 315.