

Автор приносит глубокую благодарность Е. С. Кузнецову за интерес к работе, Р. П. Федоренко и С. Л. Гинзбург за составление программы, Л. В. Майорову и М. В. Масленникову за обсуждения и О. В. Сысоевой за проведение расчетов.

Поступила в Редакцию 27/VI 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. Б. Москалев. «Ж. вычислительной математики и математической физики», 3, 327 (1963).

2. О. Б. Москалев. Там же, 4, № 2 (1964).

3. О. Б. Москалев, В. А. Чуринов. «Докл. АН СССР», 153, 1030 (1963).

4. В. С. Владимиров. «Тр. Матем. ин-та АН СССР», 61 (1961).

5. М. А. Красносельский. Положительные решения операторных уравнений. М., Физматгиз, 1962.

6. С. К. Годунов, В. С. Рябенский. Введение в теорию разностных схем. М., Физматгиз, 1962.



УДК 621.039.528

## Некоторые вопросы динамики импульсных реакторов

В. Ф. Колесов

Рассмотрены отдельные вопросы динамики быстрого импульсного реактора: во-первых, обсуждается способ генерирования импульса в быстром реакторе с помощью пролета стержня при наличии в реакторе сильного источника нейтронов; выведено уравнение для оптимальной скорости стержня; приведены относящиеся к случаю пролета стержня решения уравнений динамики; во-вторых, исследовано влияние большой внутренней полости на энерговыделение за импульс и на коэффициент теплового гашения реактивности в сферически симметричном быстром импульсном реакторе.

### Генерирование импульса в быстром импульсном реакторе

Здесь пойдет речь о реакторах, подобных американскому реактору «Годива», в которых форма импульса определяется внутренним гашением реактивности вследствие теплового расширения среды активной зоны [1, 2]. В реакторе «Годива» импульс генерируется продвижением в активную зону стержня из обогащенного урана при источнике нейтронов  $\sim 300$  нейтр/сек, обусловленном спонтанным делением и запаздывающими нейтронами [1]. При таком способе генерирования не предъявляется жестких требований к скорости введения стержня, так как вследствие флуктуаций в установлении и росте устойчивых цепей деления здесь отмечается большая задержка в развитии импульса после ввода реактивности [1, 3]. В работе [1] указано также, что на реакторе «Годива» демонстрировался способ генерирования импульса при сильном источнике нейтронов (начальная мощность реактора 1 Вт, что соответствует интенсивности запаздывающих нейтронов  $\sim 0,60 \times 10^9$  нейтр/сек). В этом случае мощность реактора начинает увеличиваться в соответствии

с уравнениями кинетики сразу же после продвижения стержня.

Ниже подробно рассматривается второй способ генерирования импульса. Предполагается, что стержень с постоянной скоростью, не превышающей 100 м/сек, пролетает через канал активной зоны. Определяется скорость стержня и обсуждаются преимущества такого способа генерирования импульса.

При наличии в реакторе сильного источника нейтронов стадии теплового гашения предшествует экспоненциальное увеличение мощности. Само гашение осуществляется за время, весьма короткое по сравнению с полной длительностью импульса. Так как скорость стержня невелика, а вносимая им реактивность не может быть чрезмерно большой, то из сказанного можно заключить, что вводимая извне реактивность практически не изменяется за время увеличения мощности до максимального значения и срабатывания теплового гашения. Отсюда видно, что форма и максимум импульса должны полностью определяться величиной реактивности, которая вводится за время длительного экспоненциального увеличения мощности, и качественно не должны зависеть от характера введения реактивности. В частности, форма и максимум импульса не будут зависеть от того, вводится ли реактивность скачкообразно или постепенно до начала активной стадии теплового гашения (см. ниже). Это указывает также на то, что при заданной полной реактивности стержня характеристики импульса должны зависеть от скорости пролета стержня. Максимальный импульс получается при условии, если мощность достигает наибольшей вели-



чины в момент, когда стержень вносит наибольший вклад в реактивность.

Из соображений безопасности работы на реакторе будем так согласовывать скорость стержня с вносимой им реактивностью, чтобы импульс был равен максимальному (в противном случае непредвиденное изменение скорости может привести к аварийно большому энерговыделению). Назовем эту скорость оптимальной.

Зависимость коэффициента размножения нейтронов от положения стержня в канале активной зоны для реактора, рассмотренного в ра-

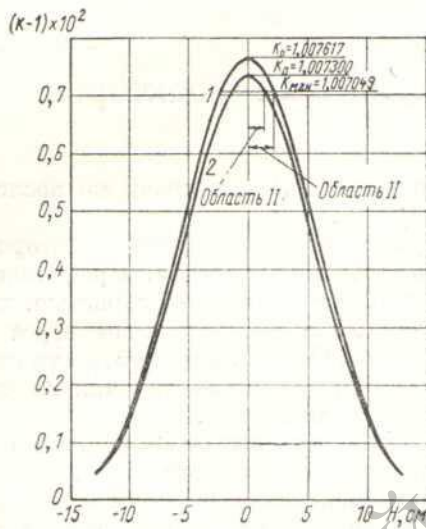


Рис. 1. Зависимость коэффициента размножения нейтронов от положения стержня в канале активной зоны (1, 2 — максимальная реактивность стержня, равная соответственно  $5,64 \cdot 10^{-4}$  и  $2,50 \cdot 10^{-4}$ ).

боте [2], представлена на рис. 1. Эта зависимость соответствует стержню из материала активной зоны в канале, расстояние от оси которого до центра реактора равно 65 мм (кривая 1 на рис. 1 относится к стержню диаметром 19 и длиной 110 мм). Коэффициент размножения нейтронов при полностью удаленном стержне принят равным единице. Кроме того, принято, что стержни с разной реактивностью отличаются лишь длиной. Верхний участок кривых рис. 1 хорошо аппроксимируется параболой второй степени.

Обозначим через  $k_0$  коэффициент размножения нейтронов в момент, когда стержень нахо-

дится в середине канала, через  $k_{\text{МГН}}$  — коэффициент размножения нейтронов в момент мгновенной критичности:

$$k_{\text{МГН}} = \frac{1}{1-\beta},$$

где  $\beta$  — доля запаздывающих нейтронов; через  $H$  обозначим смещение стержня от его среднего положения в канале активной зоны. Назовем областью I участок  $H$ , на котором  $1 < k < k_{\text{МГН}}$ , и областью II — участок, на котором  $k_{\text{МГН}} < k < k_0$  ( $H > 0$ ). Увеличение мощности до момента мгновенной критичности происходит в основном вблизи состояния мгновенной критичности. Учитывая это и предполагая, что во всех случаях в области II значение  $k(t)$  описывается параболой, можно найти [4], что

$$k(H) = k_0 - \gamma H^2 \quad (1)$$

в области II, т. е. при

$$0 < H < \sqrt{\frac{k_0 - k_{\text{МГН}}}{\gamma}} = H_{\text{МГН}}, \quad (2)$$

и

$$k(H) = k_{\text{МГН}} - \alpha(H - H_{\text{МГН}})$$

в области I, т. е. при

$$\sqrt{\frac{k_0 - k_{\text{МГН}}}{\gamma}} < H < \sqrt{\frac{k_0 - k_{\text{МГН}}}{\gamma}} + \frac{k_{\text{МГН}} - 1}{\alpha} = H_{\text{зап.}}$$

где  $\gamma$  — коэффициент, зависящий от  $k_0$ ;

$$\alpha = \left. \frac{dk}{dH} \right|_{H=H_{\text{МГН}}} = 2\gamma H = 2 \sqrt{\frac{\gamma [k_0(1-\beta) - 1]}{1-\beta}}.$$

При решении уравнений кинетики примем, что стержень движется справа налево с постоянной скоростью  $v$  (см. рис. 1). За начало отсчета времени возьмем момент, когда  $H = H_{\text{зап.}}$ . При решении уравнений для области I будем также считать, что количество источников запаздывающих нейтронов до момента мгновенной критичности не изменяется и равно его начальному значению [5]. При решении уравнений кинетики для области II пренебрежем запаздывающими нейтронами [4] и эффектом теплового гашения реактивности. Ошибка в величине оптимальной скорости, связанная с этими упрощениями, составляет приблизительно 5%. В результате решения уравнений кинетики получим

$$n(t_0) = \frac{0,8862\beta}{\sqrt{v\tau_0} \sqrt{\gamma(1-\beta)} [k_0(1-\beta) - 1]} \exp \left\{ \frac{2 [k_0(1-\beta) - 1]}{3\tau_0 v} \sqrt{\frac{k_0(1-\beta) - 1}{\gamma(1-\beta)}} \right\} n(0), \quad (3)$$



где  $n(0)$ ,  $n(t_0)$  — мощность реактора в начальный момент и в момент максимума реактивности соответственно;  $\tau_0$  — эффективное время жизни нейтронов в реакторе.

Изложенные качественные соображения, а также данные работы [6] и приведенные ниже (см. рис. 3) результаты расчетов динамики реактора позволяют утверждать, что характеристики импульса мощности при пролете стержня, т. е. в случае постепенного ввода реактивности,

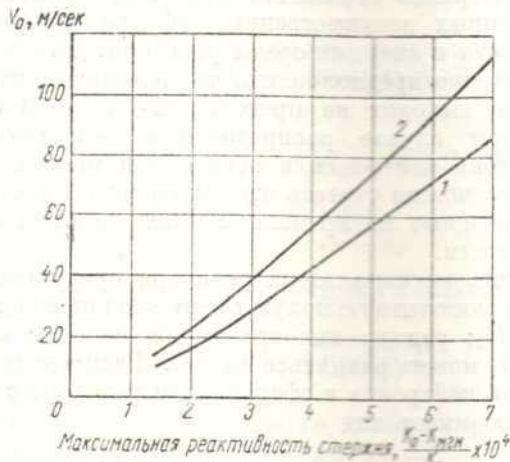


Рис. 2. Оптимальная скорость введения стержня в зависимости от его реактивности при начальной мощности  $10^{-6}$  Мвт (1) и  $10^{-4}$  Мвт (2).

совпадают с характеристиками импульса мощности при скачкообразном введении реактивности, если ее величина во втором случае равна максимальной реактивности при пролете стержня.

Производя на основании этого в (3) замену

$$n(t_0) = n(k_0), \quad (4)$$

где  $n(k_0)$  — определенная по данным работы [2] максимальная мощность при скачкообразном введении реактивности  $\frac{k_0 - k_{мин}}{k_0}$ , получим уравнение для оптимальной скорости стержня  $v_0$ . Результаты решения (3) и (4) для максимальной реактивности стержня  $1,4 \cdot 10^{-4}$  —  $7 \cdot 10^{-4}$  представлены на рис. 2. Решение проведено при  $\beta = 0,007$ ,  $\tau_0 = 0,60 \cdot 10^{-8}$  сек и начальной мощности  $10^{-6}$  и  $10^{-4}$  Мвт. Параметр  $\gamma$  слабо зависит от  $k_0$ . Для  $k_0 = 1,007617$  (кривая 1 на рис. 1)  $\gamma = 1,40 \cdot 10^{-4}$  с.м.<sup>-2</sup>.

На рис. 3 приведены результаты численного решения выведенных в работе [2] уравнений динамики для первого варианта реактора (реак-

тор со сплошной активной зоной [2]) при максимальной реактивности стержня  $5,64 \cdot 10^{-4}$  и его скорости 10 — 90 м/сек. Кривые рассчитывались, начиная от момента мгновенной критичности; начальная мощность принималась равной  $10^{-6}$  Мвт; значение  $k(t)$  бралось в виде (1). При сопоставлении величин оптимальной скорости, следующих из рис. 2 и 3, нужно учесть разницу в мощностях на уровне мгновенной критичности. Решение (3) и (4) при начальной мощности, соответствующей

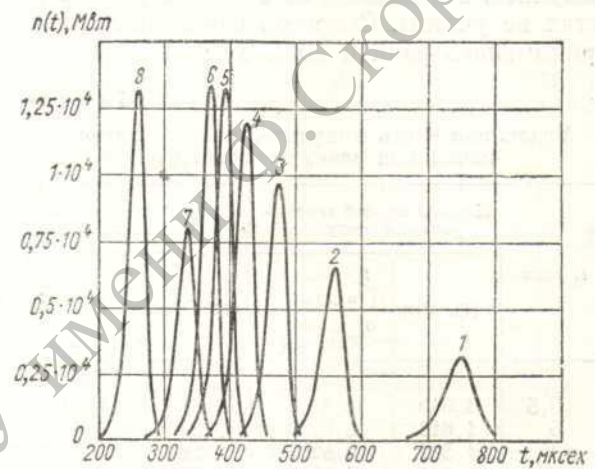


Рис. 3. Импульсы мощности для стержня с реактивностью  $5,64 \cdot 10^{-4}$  при различной скорости введения стержня, м/сек:

1—10; 2—20; 3—30; 4—40; 5—50; 6—60; 7—90; 8 — мгновенное введение стержня.

мощности на уровне мгновенной критичности  $10^{-6}$  Мвт, дает значение оптимальной скорости  $\sim 54$  м/сек. Оно хорошо согласуется с данными рис. 3.

Важным выводом из анализа данных рис. 3 является то, что отклонение скорости стержня от оптимальной в пределах 30% не влечет за собой существенного изменения характеристик импульса. Этим обусловлено большое преимущество оптимальной скорости, что объясняется параболическим характером зависимости (1).

При генерировании импульса с помощью пролета стержня время от начала вдвигания стержня до максимума импульса строго определено. Кроме того, вследствие пролета стержня и теплового гашения реактивность системы для импульса средней величины через несколько миллисекунд после максимума становится примерно на  $0,9 \cdot 10^{-2}$  ниже мгновенной критичности, тогда как при первом способе генерирования уменьшение реактивности обус-



ловлено только тепловым гашением и составляет примерно  $1,5 \cdot 10^{-3}$ . Поэтому вклад в энерговыделение от медленной части импульса при пролете стержня существенно меньше. Это подтверждается данными табл. 1, в которой приведены результаты расчетов медленной части импульса для второго варианта реактора [2] при двух способах генерирования импульса (время отсчитывается от максимума мощности). Расчеты выполнены с помощью выведенного в работе [2] уравнения для медленной части импульса. Рассеянные от стен нейтроны в расчетах не учтены. Скорость продвижения стержня принималась равной 40 м/сек.

Таблица 1  
Медленная часть импульса, соответствующего начальной реактивности  $5,64 \cdot 10^{-4}$

t, мсек	Первый способ генерирования импульса		Второй способ генерирования импульса	
	n(t), Мем	$\int_0^t n(t) dt$ , Мем·сек	n(t), Мем	$\int_0^t n(t) dt$ , Мем·сек
0,5	1,640	0,6100	1,640	0,6100
5	1,616	0,6173	0,230	0,6127
10	1,591	0,6253	0,228	0,6139
20	1,544	0,6410	0,224	0,6161
40	1,461	0,6710	0,217	0,6206
60	1,370	0,6994	0,210	0,6250
80	1,296	0,7261	0,203	0,6293
100	1,235	0,7520	0,196	0,6334

Как видно, в результате пролета стержня медленная часть импульса уменьшается примерно в шесть раз. Важно также, что при втором способе генерирования работа на реакторе более безопасна, так как всегда присутствующий в этом случае мощный источник нейтронов значительно уменьшает риск случайного введения аварийно большой реактивности.

Влияние внутренней полости в реакторе на энерговыделение за импульс

В зависимости от конструкции активной зоны и способов противокоррозийной защиты максимально допустимое энерговыделение за импульс в быстром импульсном реакторе ограничивается или максимально допустимой температурой или максимально допустимыми напряжениями в материале активной зоны. В связи с этим интересно найти способы уменьшения перепадов температуры и связанных с ними

термических напряжений в активной зоне реактора. В частности, интересно исследовать влияние внутренней полости на ограничивающие энерговыделение характеристики.

Проведем такое исследование на примере сферически симметричной активной зоны. Попутно определим также влияние полости на коэффициент теплового гашения реактивности, величина которого в значительной степени определяет динамику импульсного реактора. Рассмотрение ограничим областью процессов, в которых несущественны эффекты теплопроводности и инерции среды реактора. Для этого достаточно предположить, что ширина импульса не выходит из пределов  $2 \cdot 10^{-4} - 10$  сек. В этом случае распределения температуры и потока нейтронов в реакторе в момент импульса можно считать одинаковыми и опустить производные по времени в уравнениях термодинамики.

Пусть активная зона реактора представляет собой монолитную полую сферу внешним радиусом  $R_2$ ; радиус полости  $R_1$  (в частном случае  $R_1$  может равняться нулю). Распределение потока нейтронов в сферическом реакторе с полостью имеет вид

$$\varphi(r) = \frac{1}{r} (\sin Kr + A \cos Kr), \quad (5)$$

где  $K$  и  $A$  — постоянные, зависящие от материала и размеров активной зоны. Аппроксимируя это выражение четным многочленом, приближенно найдем

$$\Theta(r) = (B_0 + B_1 r^2 + B_2 r^4) q, \quad (6)$$

где  $\Theta(r)$  — температура в точке  $r$ , отсчитываемая от начальной температуры;  $q$  — энерговыделение за импульс;  $B_0, B_1, B_2$  — постоянные. Термические перемещения в материале активной зоны определяются из уравнения [7]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{2}{r^2} u - \frac{\beta_0}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0, \quad (7)$$

где  $\beta_0 = (3\lambda + 2\mu)K_0$ ;  $u(r)$  — радиальное перемещение;  $\lambda, \mu$  — упругие постоянные Ламе;  $K_0$  — температурный коэффициент линейного расширения.

Решение уравнений (6) и (7) при отсутствии сил на внутренней и внешней поверхностях активной зоны имеет вид

$$\frac{u(r)}{q} = c_1 r + \frac{c_2}{r^2} + \frac{B_1 \beta_0}{5(\lambda + 2\mu)} r^3 + \frac{B_2 \beta_0}{7(\lambda + 2\mu)} r^5, \quad (8)$$



где

$$c_1 = \frac{4\mu\beta_0}{(\lambda+2\mu)(3\lambda+2\mu)} \left\{ R_1^2 \left( \frac{B_1}{5} + \frac{B_2 R_1^2}{7} \right) + \frac{R_2^3 (R_1 + R_2) \left[ \frac{B_1}{5} + \frac{B_2}{7} (R_1^2 + R_2^2) \right]}{R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2} \right\} + \frac{B_0 \beta_0}{3\lambda + 2\mu};$$

$$c_2 = \frac{\beta_0 R_1^3 R_2^3 (R_1 + R_2) \left[ \frac{B_1}{5} + \frac{B_2}{7} (R_1^2 + R_2^2) \right]}{(\lambda + 2\mu) (R_1^2 + R_1 R_2 + R_2^2)}.$$

С помощью (8) нетрудно получить выражения для радиальных и тангенциальных напряжений в активной зоне:

$$\frac{p_r(r)}{q} = [(3\lambda + 2\mu) c_1 - \beta_0 B_0] + \frac{3\lambda - 2\mu}{2} \cdot \frac{c_2}{r^3} - \frac{4\mu\beta_0 B_1}{5(\lambda + 2\mu)} r^2 - \frac{4\mu\beta_0 B_2}{7(\lambda + 2\mu)} r^4; \quad (9)$$

$$\frac{p_t(r)}{q} = [(3\lambda + 2\mu) c_1 - \beta_0 B_0] + \frac{2\mu c_2}{r^3} - \frac{8\mu B_1 \beta_0}{5(\lambda + 2\mu)} r^2 - \frac{12\mu B_2 \beta_0}{7(\lambda + 2\mu)} r^4. \quad (10)$$

Коэффициент теплового гашения реактивности определяется по формуле [2]

$$A_0 = \frac{4\pi q}{q} \int_{R_1}^{R_2} r^2 u(r) \frac{dW}{dr} dr, \quad (11)$$

где  $W$  — функция возмущений реактивности;  $q$  — плотность среды активной зоны. Величина  $W(r)$  рассчитывается по формулам [8]:

$$W = \frac{[\beta_{a.z} - \alpha_{a.z} g(r)] \varphi^2(r)}{v \Sigma_f q \int_V \varphi^2(r) dV};$$

$$g(r) = 1 - 3 \left( \frac{\beta_{a.z} - \alpha_{a.z}}{K^2} \right)^2 \left( \frac{\text{grad } \varphi}{\varphi} \right)^2. \quad (12)$$

Здесь  $\alpha_{a.z}$ ,  $\beta_{a.z}$  — соответственно среднее число соударений нейтрона на 1 см пути и число образованных вторичных нейтронов на 1 см пути;  $v$  — число нейтронов, испускаемых в одном акте деления;  $\Sigma_f$  — макроскопическое сечение деления;  $V$  — объем активной зоны;  $K$  — параметр, определяемый из уравнения

$$\frac{K}{\alpha_{a.z}} = \text{tg } \frac{K}{\beta_{a.z}}. \quad (13)$$

Расчеты проводились для активной зоны из урана 90%-ного обогащения. Распределение потока (5) и критические размеры при радиусе внутренней полости 0 — 25 см рассчитывались

с помощью одногрупповой диффузионной теории. В расчетах использовались следующие значения:  $\alpha_{a.z} = 0,2369$ ;  $\beta_{a.z} = 0,3206$ ;  $\lambda = 0,517 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup>;  $\mu = 0,788 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup>;  $\beta_0 = 51,3$  кг/см<sup>2</sup>;  $q = 18,6$  г/см<sup>3</sup>;  $\nu = 2,6$ ;  $\Sigma_f = 0,0565$  см<sup>-1</sup>; теплоемкость составляла  $2,192 \cdot 10^{-6}$  Мвт·сек/см<sup>3</sup>·°С. На рис. 4 и ниже представлены результаты расчетов:

$R_1$ , см	0	3	7	10	15	25
$R_2$ , см	9,15	9,64	12,19	14,72	19,52	28,98
$V$ , см <sup>3</sup>	3209	3640	6150	9174	16 070	36 500

На рис. 4 показаны только тангенциальные напряжения, так как радиальные напряжения меньше тангенциальных и не являются

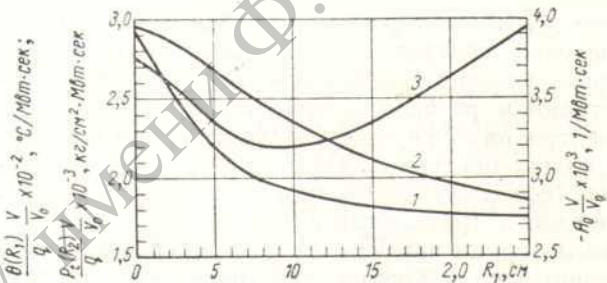


Рис. 4. Максимальная температура (1), максимальное растягивающее тангенциальное напряжение (2) и коэффициент теплового гашения реактивности (3) в активной зоне реактора с полостью в зависимости от радиуса внутренней полости ( $V_0$  — объем активной зоны без полости).

столь характерными. Данные рис. 4 соответствуют одному и тому же среднему энерговыделению на 1 г среды для каждой из активных зон, равному среднему энерговыделению на 1 г в реакторе без полости при импульсе в 1 Мвт·сек. Средняя температура активной зоны во всех случаях принималась равной 142° С.

Из результатов расчета следует, что максимальные температура и термические напряжения в активной зоне при одном и том же среднем энерговыделении на 1 г среды значительно уменьшаются при увеличении внутренней полости. Коэффициент теплового гашения реактивности имеет минимум при  $R_1 = 9$  см. Допустим, что импульсы достаточно медленные и динамические напряжения при них несущественны. Тогда из данных рис. 4 следует, например, что максимально допустимое среднее энерговыделение на 1 г в реакторе, имеющем полость с  $R_1 = 25$  см, в 1,6 раза выше энерговыделения на 1 г в реакторе без полости. Полное допустимое энерговыделение за им-



пульс в реакторе с полостью с учетом изменения объема активной зоны будет в 18 раз превышать полное энерговыделение в реакторе без полости.

**Эффективные группы запаздывающих нейтронов**

Записанные в обычной форме уравнения кинетики имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= \frac{k(1-\beta)-1}{\tau_0} n + \sum_{i=1}^l \lambda_i C_i + S; \\ \frac{dC_i}{dt} &= \frac{k\beta_i}{\tau_0} n - \lambda_i C_i, \quad i = 1, 2, \dots, l, \end{aligned} \right\} (14)$$

где  $C_i(t)$  — количество источников запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы;  $S(t)$  — мощность источника нейтронов;  $\beta_i, \lambda_i$  — доля и постоянная распада источников запаздывающих нейтронов  $i$ -й группы;  $l$  — число групп запаздывающих нейтронов. Система (14) в общем случае содержит шесть уравнений для  $C_i(t)$ , однако в применении к импульсному реактору число групп запаздывающих нейтронов можно уменьшить, заменив действительные группы эффективными. Для времени от момента деления до 0,05 сек интенсивность запаздывающих нейтронов хорошо представляется одной экспонентой. Если же из общей интенсивности вычесть вклад, вносимый самой короткоживущей группой, то оставшаяся часть хорошо представляется одной экспонентой для времени от момента деления до 0,5 сек. Доля запаздывающих нейтронов эффективной группы определяется условием равенства действительного и эффективного излучений в момент  $t = 0$ . Так, например, для деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами (параметры запаздывающих нейтронов взяты из работы [9]) при  $0 < t < 0,05$  сек запаздывающие нейтроны можно свести к одной эффективной группе с  $\lambda_1 = 7,44$  сек<sup>-1</sup>,  $\beta_1 = 0,112$   $\beta$ ; при  $0 < t < 0,5$  сек их можно свести к двум группам с  $\lambda_1 = 13,85$  сек<sup>-1</sup>,  $\beta_1 = 0,033$   $\beta$  и  $\lambda_2 = 0,940$  сек<sup>-1</sup>,  $\beta_2 = 0,390$   $\beta$ , где вторая группа является эффективной. Возможность такой замены подтверждается данными табл. 2, в которой представлена интенсивность  $I_l(t)$  излучения запаздывающих нейтронов осколками, образовавшимися при делении  $U^{235}$  тепловыми нейтронами в момент  $t = 0$ :

$$I_l(t) = \frac{\sum_{i=1}^l \lambda_i \beta_i \exp(-\lambda_i t)}{\sum_{i=1}^l \lambda_i \beta_i} \quad (15)$$

При введении эффективных групп запаздывающие нейтроны от распада источников, образовавшихся до момента  $t = 0$ , необходимо рассматривать как независимый источник. Если реактор до момента  $t = 0$  работал на постоянной мощности достаточно долго (больше 2 мин), то можно считать, что концентрация источников запаздывающих нейтронов достигла равновесного значения. В этом случае получим

$$S(t) = \frac{n(0)}{\tau_0} \sum_{i=1}^6 \beta_i \exp(-\lambda_i t) \quad (16)$$

Включение в правую часть первого уравнения системы (14) источника (16) позволяет в расчетах принимать значения  $C_i(0)$  равными нулю.

Поступила в Редакцию 18/VI 1963 г.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. T. Wimett et al. Nucl. Sci. and Engng, 8, 691 (1960).
2. В. Ф. Колесов. «Атомная энергия», 14, 273 (1963).
3. G. Hansen. Nucl. Sci. and Engng, 8, 709 (1960).
4. И. И. Бондаренко, Ю. А. Стависский. «Атомная энергия», 7, 417 (1959).
5. H. Hurwitz. Nucleonics, July, 61 (1949).
6. W. Stratton, T. Colvin, R. Lazarus. Доклад № 431, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
7. Р. Саусвелл. Введение в теорию упругости. М., Изд-во иностр. лит., 1948.
8. Д. Кодд, Л. Шеферд, Д. Тайт. Сб. «Успехи в области ядерной энергии». М., Изд-во иностр. лит., 1958, стр. 315.
9. Г. Кинин. Там же, стр. 216.

Таблица 2

Интенсивность запаздывающих нейтронов, представляемых шестью, двумя и одной группой

$t, \text{сек}$	$I_6(t)$	$I_2(t)$	$I_1(t)$
0	1,00	1,00	1,00
0,02	0,861	0,861	0,862
0,04	0,750	0,749	0,742
0,06	0,666	0,663	0,640
0,10	0,548	0,548	0,475
0,20	0,410	0,410	0,225
0,30	0,352	0,347	—
0,60	0,270	0,257	—
1,00	0,207	0,176	—