

7. Яновский А. П. и др.— Измерительная техника, 1976, № 3, с. 53.
8. Брегадзе Ю. И. и др.— Там же, 1979, № 10, с. 3.
9. Фоминых В. И.— В кн.: Энциклопедия измерений, контроля и автоматизации. М., Изд-во стандартов, 1965, вып. 4, с. 27.
10. Рамендик З. А., Шлямин Э. А., Щеболев В. Т.— Атомная энергия, 1977, т. 36, вып. 5, с. 399.
11. Fields P., Diamond H.— In: Neutron Dosimetry. Vienna, IAEA, 1963, v. 2, p. 530.
12. Котельникова Г. Е. и др.— В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». М., изд. ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. 5, с. 109.
13. Батенков О. И. и др.— Там же, с. 114.
14. Green L., Mitchel J., Steen N.— Nucl. Sci. Engng, 1973, v. 50, N 3, p. 257.
15. Балахничев С. Н. и др.— Атомная энергия, 1971, т. 31, вып. 5, с. 523.
16. Байкалов С. Н.— В кн.: Метрология нейтронных измерений на ядерно-физических установках. Под ред. Р. Д. Васильева. М., изд. ВНИИФТРИ, 1976, т. 2, с. 106.

Поступило в Редакцию 19.03.80

УДК 621.039.514

О быстром переводе реактора на постоянный уровень мощности

СИЗОВ А. И.

В некоторых экспериментах на исследовательских реакторах необходимо быстро вывести реактор на постоянную мощность или получить сравнительно короткие нейтронные импульсы, близкие по форме к прямоугольным. Перевод мощности на постоянный уровень можно осуществить, если предварительно найден закон временного изменения коэффициента размножения нейтронов $k(t)$. При этом нередко используют численные методы, позволяющие определить закон $k(t)$, соответствующий заданной функции мощности [1]. Существуют и приближенные формулы, которые во многом «удовлетворительно отражают существенные черты искомой закономерности» [1]. Для случая неизменного времени жизни мгновенных нейтронов l в работе [2] получено аналитическое решение, описывающее в общем виде зависимость $k(t)$ при заданной функции мощности. Это решение содержит под интегралом некоторую весовую функцию, не имеющую явного аналитического выражения. В работе [2] она введена формально, как результат обратного преобразования Лапласа от функции, которая является сложной комбинацией параметров β_i (доля запаздывающих нейтронов), λ_i (постоянная распада предшественников запаздывающих нейтронов) и комплексной переменной p в преобразовании Лапласа. Такое решение не всегда удобно, поскольку его практическое применение связано или с численными расчетами при помощи довольно сложных соотношений, либо с приближенным нахождением искомой зависимости $k(t)$ путем разложения общих выражений по степеням малости β ($\beta = \sum \beta_i$), что иногда не позволяет достигнуть желаемой точности. Однако, пользуясь методом работы [2], можно получить более удобное решение этой же задачи.

Рассмотрим задачу о нахождении $k(t)$ при известной зависимости изменения плотности нейтронов от времени $n(t)$ и произвольном состоянии реактора при $t < 0$.

Зависимость $n(t)$ определяется уравнениями кинетики:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k(1-\beta)-1}{e} n + \sum_{i=1}^N \lambda_i c_i + S; \quad (1)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i k}{e} n - \lambda_i c_i \quad (i=1, 2, \dots, N).$$

Следуя работе [2], введем вспомогательную функцию $z(t) = k(t)n(t)$ (2) и применим к уравнениям (1) преобразования Лапласа.

В результате получим

$$Z(p) = \frac{1}{(1-\beta)} \left\{ l[pN(p) - n(0)] + N(p) - \theta(p) - l \frac{\sum_{n=0}^N D_n(c) p^{(N-n)}}{\sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)}} \right\} \frac{\sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)}}{\sum_{n=0}^N \delta_n p^{(N-n)}}. \quad (3)$$

Здесь $N(p) = \mathcal{L}\{n(t)\}$, $Z(p) = \mathcal{L}\{z(t)\}$; $\theta(p) = \mathcal{L}\{S(t)\}$; \mathcal{L} — оператор прямого преобразования Лапласа. Коэффициенты δ_n имеют вид

$$\delta_n = B_n + \frac{1}{(1-\beta)} D_n(\beta), \quad (4)$$

где B_n определяется формулами Вьета, выражающими связь между коэффициентами многочлена $\Phi(p) = \sum_{n=0}^N B_n p^{(N-n)}$ и его корнями $\Phi(p) = \prod_{i=1}^N (p + \lambda_i)$,

$$B_0 = 1; \quad (5)$$

$$B_n = \sum_{\substack{i, j, \dots, q=1 \\ n}}^N \lambda_i \lambda_j \dots \lambda_q \quad (i < j < \dots < q).$$

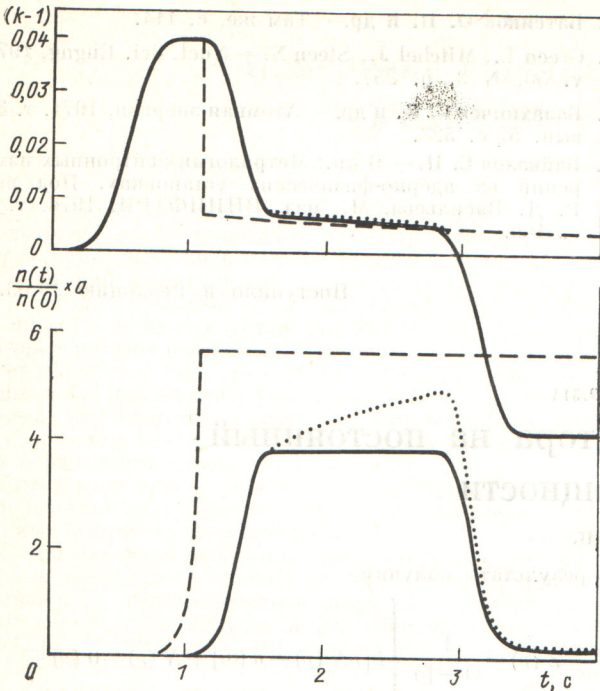
Коэффициенты $D_n(x)$ из равенств (3) и (4) определяются выражениями

$$D_0 \equiv 0; \quad (6)$$

$$D_n(x) = \sum_{\substack{i, j, m, \dots, q=1 \\ n}}^N x_i \lambda_j \lambda_m \dots \lambda_q \quad (j, m, \dots, q \neq i; i < m < \dots < q).$$

Аргумент s коэффициентов D_n в равенстве (3) определяется соотношением $x_i = c_i(0)$, где $c_i(0)$ — концентрация предшественников запаздывающих нейтронов группы i в момент $t = 0$. Аналогично, аргумент β в выражении (4) равен $x_i = \beta_i$.

Все коэффициенты многочлена в знаменателе (3) положительны, а сам многочлен имеет N различных действительных корней.



Зависимость реактивности $(k - 1)$ и относительной мощности реактора $n(t)/n(0)$ от времени: — — — перевод реактора на постоянную мощность при скачкообразном изменении реактивности; — — — формирование прямоугольного импульса мощности при плавном изменении реактивности; ····· — расчет формирования прямоугольного импульса в предположении $D_i(c_0) = 0$

тельных отрицательных корней. Выполнив обратные преобразования Лапласа и ряд промежуточных операций, получим

$$k(t) = \frac{1}{(1-\beta)n(t)} \sum_{n=0}^N \left\{ A_{1n} \left[l \frac{dn(t)}{dt} + (1-l\omega_n)n(t) - lS(t) \right] + l[A_{1n}\omega_n n(0) - A_{2n}] \times \right. \\ \left. \times e^{-\omega_n t} + A_{1n}l\omega_n \int_0^t S(\tau) e^{-\omega_n(t-\tau)} d\tau + A_{1n}\omega_n (l\omega_n - 1) \int_0^t n(\tau) e^{-\omega_n(t-\tau)} d\tau \right\}, \quad (7)$$

где ω_i — корни уравнения

$$\sum_{n=0}^N \delta_n p^{(N-n)} = 0, \quad (8)$$

взятые с обратным знаком ($i = 1, 2, \dots, N$), а $\omega_0 \equiv 0$. Коэффициенты A_{1n}, A_{2n} определяются формулами

$$A_{1n} = \sum_{i=0}^N (-1)^{(N-i)} B_i \omega_n^{(N-i)} / \prod_{j=0}^N (\omega_j - \omega_n) \quad (j \neq n); \\ A_{2n} = \sum_{i=0}^N (-1)^{(N-i)} D_{i+1}(c) \omega_n^{(N-i)} / \prod_{j=0}^N (\omega_j - \omega_n) \quad (j \neq n). \quad (9)$$

Для компактной записи выражения (7) набор коэффициентов $D_n(c)$ дополнен $(N + 1)$ -м членом

$$D_{N+1} \equiv 0. \quad (10)$$

Коэффициенты A_{1n} и корни ω_n универсальны. Они не зависят от поведения реактора во времени и определяются только параметрами β_i и λ_i (при условии, что последние остаются неизменными).

Решение (7) позволяет определить закон $k(t)$, который необходимо реализовать для быстрого перевода реактора на постоянную мощность в отсутствие внешних источников. Пусть при $t < t_0$ плотность нейтронов в реакторе изменялась некоторым заданным образом и в момент $t = t_0$ приобрела значение n_0 . Потребуем, чтобы с этого момента плотность нейтронов при $S(t) = 0$ оставалась неизменной и равной n_0 в течение любого заранее заданного промежутка времени, т. е. $dn/dt = 0$. В этом случае уравнение (7) для $t \geq t_0$ существенно упрощается:

$$k(t) = \sum_{n=0}^N F_n e^{-\omega_n(t-t_0)}, \quad t \geq t_0. \quad (11)$$

Коэффициенты F_n имеют вид

$$F_n = \frac{1}{(1-\beta)} \sum_{i=0}^N (-1)^{(N-i)} \alpha_i \omega_n^{(N-i)} / \prod_{j=0}^N (\omega_j - \omega_n) \quad (j \neq n), \quad (12)$$

где

$$\alpha_i = B_i - \frac{l}{n_0} D_{i+1}(c_0). \quad (13)$$

Здесь аргумент c_0 указывает на то, что при расчете коэффициентов D_i в формулу (6) следует подставлять значения $x_j = c_j(t_0)$. Коэффициенты F_0 и A_{10} с учетом уравнений (5), (9), (10), (13) можно представить в виде

$$F_0 = A_{10} = (1-\beta)^{-1} \prod_{i=1}^N \lambda_i / \prod_{i=1}^N \omega_i.$$

Согласно формулам Вьета, $\prod_{i=1}^N \omega_i = \delta_N$. Таким образом, используя равенство (4), получим

$$\prod_{i=1}^N \omega_i = [1 + (1-\beta)^{-1} \prod_{i=1}^N \beta_i] \prod_{i=1}^N \lambda_i = (1-\beta)^{-1} \prod_{i=1}^N \lambda_i.$$

Отсюда следует, что $F_0 = A_{10} = 1$, а выражение для $k(t)$ принимает вид

$$k(t) = 1 + \sum_{n=1}^N F_n \exp\{-\omega_n(t-t_0)\}, \quad t \geq t_0. \quad (14)$$

На рисунке приведены примеры расчетов на ЭВМ кинетики большого теплового уран-графитового реактора с $l = 2 \cdot 10^{-3}$ с и $\beta = 0,00755$. Постоянные λ_i и β_i для ^{235}U взяты из работы [3]. При мгновенном переводе реактора в момент $t_0 = 1,1$ с (пунктир) на постоянную мощность коэффициент размножения должен претерпевать резкий скачок.

Однако это невозможно на практике из-за ограниченности скорости перемещения регулирующих органов. Поэтому необходимо предварительно с помощью регулирующих органов перевести реактивность реактора на требуемый уровень. Для обеспечения наиболее простого способа такого перевода разделим все органы регулирования на группы. Группа № 1 — стартовые органы, дающие начальный скачок реактивности. Остальные группы включают гасящие органы. Назначение группы № 2 — понизить реактивность до уровня, при котором станет возможным перевод реактора на постоянную мощность. После этого группа № 3 должна реализовать изменение реактив-

Параметры регулирующих стержней

Номер группы стержней	t_j, c	a_{0j}	a_{1j}, c^{-1}	a_{2j}, c^{-2}	a_{3j}, c^{-3}	h_j
1	1,11	0	0	4,853	-1,455	0,04
2	1,666	0,5	0	4,853	-1,455	-0,06629
3	2,566	0,5	0,1082	-0,09672	0,01637	-0,01
4	3,8	0	0	4,853	-1,455	-0,04

ности по закону (14). Если по истечении заданного времени требуется остановить реактор либо перевести его на новый уровень мощности, это можно осуществить еще одной группой органов или комбинацией предыдущих групп.

В качестве примера рассмотрим однородный тепловой цилиндрический реактор без отражателя с параметрами β и l , приведенными выше. Реактор регулируется стержнями, движение которых осуществляется по закону

$$z_j(t) = \begin{cases} a_{0j}, & t < t_{j-1}; \\ \sum_{m=0}^3 a_{mj} (t - t_{j-1})^m, & t_{j-1} \leq t \leq t_j; \\ z_j(t_j), & t > t_j. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь $z_j(t)$ — путь, пройденный в реакторе стержнем j -й группы к моменту t , отнесенный к высоте реактора; зависимость эффективности стержня от глубины погружения определяется известной из одногрупповой диффузионной теории формулой

$$k(t) = k_0 + \sum_j k_j \left\{ z_j(t) - \frac{1}{2\pi} \sin [2\pi z_j(t)] \right\}. \quad (16)$$

На рисунке сплошной линией показаны результаты подобных расчетов, которые проводили в два этапа. По результатам, полученным на первом этапе для момента $t_0 \approx 1,67$ с, найдена зависимость $k(t)$, обеспечивающая постоянную мощность реактора, а по ней — с помощью уравнений (15), (16) — пересчитан закон изменения $z_3(t)$. Для простоты предполагали, что самогашение отсутствует. После поддержания постоянной мощности реактора в те-

чение 1 с включали группу стержней № 4, осуществляющую остановку реактора. Численные значения параметров всех четырех групп стержней приведены в таблице.

Вторые члены в правой части равенства (13), содержащие в качестве множителя сравнительно малый параметр — время жизни мгновенных нейтронов l — заметно меньше первых. Так, в рассмотренном примере указанные члены дают вклад в α_i лишь в четвертой значащей цифре. Однако пренебрежение этими членами может привести к некоторым изменениям расчетных значений коэффициентов F_n (см. рисунок).

При известном поведении плотности нейтронов в реакторе концентрацию предшественников запаздывающих нейтронов на момент $t = t_0$ можно рассчитывать по формуле

$$c_i(t) = \frac{\beta_i}{l} \int_0^{t_0} k(\tau) n(\tau) e^{-\lambda_i(t_0-\tau)} d\tau + c_i(0) e^{-\lambda_i t_0}, \quad (17)$$

которая является прямым следствием второго уравнения системы (1). Проверочные расчеты показали, что в действительности для получения необходимой точности зависимости $k(t)$, обеспечивающей постоянство плотности нейтронов в реакторе при $t \geq t_0$, концентрацию предшественников c_i в момент t_0 достаточно вычислить с погрешностью 5%. Поэтому при определении $c_i(t_0)$ по формуле (17) в последней можно считать $k(\tau) = 1$. Если при $t \leq 0$ реактор находился в стационарном состоянии, $c_i(0)$ вычисляются обычно: $c_i(0) = \beta_i n(0) / \lambda_i$. В противном случае удобнее всего выбрать начало отсчета $t = 0$ так, чтобы вкладом второго слагаемого можно было пренебречь, т. е. чтобы $\lambda_i t_0 \gg 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кипин Дж. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967.
2. Бриккер И. Н. — Атомная энергия, 1966, т. 21, вып. 1, с. 9.
3. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1975.
4. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961.

Поступило в Редакцию 24.03.80
В окончательной редакции 30.06.80

УДК 621.039.534

Двухстенные поверхности для теплообменных аппаратов

КОКОРЕВ Б. В., ТУРЧИН Н. М.

При теплообмене между взаимно агрессивными или взрывоопасными средами нарушение целостности разделяющей теплопередающей поверхности может привести к аварии. Например, в парогенераторах натрия — вода, используемых на АЭС с быстрыми реакторами, малейшая течь перерастает в большую. Если не удастся своевременно обнаружить появление течи и принять меры к отключению и осушению полостей парогенератора, возможно разрушение трубного пучка [1]. В настоящее время на АЭС используют парогенераторы одностенной конструкции. Сложные многокомпонентные трубы, созданные для парогенераторов первых экспериментальных реакторов, существенно увеличивали начальную стоимость последних и не нашли применения.

В последние годы вновь повысился интерес к двухстенным конструкциям, появились разработки, в которых нет заметного увеличения массы и размеров парогенераторов по сравнению с одностенным исполнением [2—4].

Эти разработки могут быть полезны в химическом машиностроении, а также в других отраслях промышленности. На рис. 1 представлены некоторые конструкции двухстенных труб. Трубы могут быть плотно соединены прессовой посадкой или твердым припоем (см. рис. 1, а). Их надежность при этом увеличивается вследствие малой вероятности совпадения дефектов.

Трубы на рис. 1, б, в однотипны по исполнению зоны контакта и плотно прижаты одна к другой. Напряжение

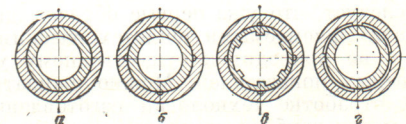


Рис. 1. Конструкции двухстенных труб: неконтролируемые без зазора (а); контролируемые, с гелиевой [2] (б), [3] (в) и с натриевой индикацией [4] (г)