



Р и с. 2. Распределение в ячейке плотности нейтронов деления $Q(r)$:

1 — P_1 -приближение; 2 — S_8 -приближение.

верхности поглотителя:

$$\frac{dN_g}{dr} \cdot \frac{1}{N_g} = \frac{1}{\gamma_g} \quad (4)$$

Методика расчета величины γ_g изложена в работах [4, 5]. В отличие от работы [4] при расчете входящей в выражение для γ_g вероятности нейтрону поглотиться в стержне (первая зона), многократное рассеяние учитывалось в соответствии с работой [6].

Число поглощенных стержнем нейтронов всех энергий $\Lambda = \sum_{g=1}^{18} \Lambda_g$, полученное из расчета в S_8 -приближении, примерно на 14% меньше соответствующего значения, полученного из расчета в P_1 -приближении. При расчете в P_1 -приближении с эффективными граничными условиями (4) величина Λ примерно на 1% больше полученной в S_8 -приближении.

Результаты расчетов показывают, что если оптическая толщина стержня для нейтронов группы g $d\Delta_{c,g} < 2$, то распределение таких нейтронов по стерж-

ню и в его окрестности с удовлетворительной точностью можно получить из расчетов в P_1 -приближении.

Точность расчета в P_1 -приближении можно повысить путем введения эффективных констант для поглощающего стержня [7], обеспечивающих хорошее согласие с расчетами в S_8 -приближении или в P_1 -приближении с эффективными граничными условиями (4).

Использование полученных из расчета ячейки эффективных сечений представляет интерес, например, при расчетах в P_1 -приближении распределения нейтронов в двумерных реакторах с системой поглощающих стержней по программам, в которых стержни представляются зонами.

Поступило в Редакцию 16/VIII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Морозов. В сб. «Теория и методы расчета ядерных реакторов». М., Госатомиздат, 1962, стр. 91.
2. А. И. Лейпунский и др. Доклад SM18/80 на Семинаре по физике быстрых и промежуточных реакторов. Вена, 1961.
3. Г. И. Марчук и др. Критические параметры гомогенных размножающих систем. М., Атомиздат, 1965, стр. 30.
4. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958, стр. 458.
5. Д. Ф. Зарецкий, Д. Д. Одинцов. В сб. «Реакторостроение и теория реакторов» М., Изд-во АН СССР, 1955, стр. 279.
6. G. Stuart. Nucl. Sci. Engng, 2 (5), 617 (1957).
7. Я. В. Шевелев, В. К. Саульев. «Атомная энергия», 14, 200 (1963).

К устойчивости пространственного распределения мощности в реакторах на тепловых нейтронах с дискретной системой управления

О. Б. РОНЖИН, Е. Ф. САБАЕВ

УДК 621.039.51.514

В больших реакторах на тепловых нейтронах может возникнуть неустойчивость пространственного распределения нейтронов. При этом полная мощность реактора может оставаться неизменной в результате воздействия системы регулирования. Основная причина такой неустойчивости — отравление ксеноном. Неустойчивость вследствие других причин хотя и возможна, но практически не наблюдалась [1]. В этих условиях для поддержания желаемого распределения нейтронов по реактору требуется специальная система регулирования. Некоторые вопросы, возникающие при практическом осуществлении таких систем регулирования (размещение регулирующих стержней, выбор управляющих воздействий), рассмотрены в работах [2—4]. Вопрос, связанный с быстродействием системы, обычно не возникает, так как период ксеноновых колебаний составляет весьма большую величину (20—30 ч) [5].

Последнее обстоятельство указывает на целесообразность применения дискретных систем управления. Одной из характеристик таких систем является величина допустимого шага регулирования. Ниже на примере точечной модели реактора дается оценка этой

величины. Точечная модель хорошо отражает свойства реакторов малых размеров. Однако к подобной модели можно свести и математическое описание реактора больших размеров, если воспользоваться методом гармоник [5—7].

При сделанных допущениях и пренебрежении инерционностью температурных эффектов реактивности, временем жизни мгновенных и запаздывающих нейтронов линеаризованные уравнения, описывающие баланс нейтронов и концентрацию иода и ксенона, имеют вид [8]*:

$$\left. \begin{aligned} \varphi + bx + R &= 0; \\ \frac{di}{dt} &= \sigma_x \gamma_i \varphi - \lambda_i i; \\ \frac{dx}{dt} &= \lambda_i i - (\lambda_x + \sigma_x \Phi_0) x - \sigma_x (X_0 - \gamma_x) \varphi, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

* Точнее, x, i — отклонения концентраций ксенона и иода, усредненные с некоторым весовым коэффициентом по объему реактора [5].

где x, i — отклонения концентрации ксенона и йода от их стационарных значений; X_0 — стационарное значение концентрации ксенона; φ — отклонение мощности; Φ_0 — стационарное значение мощности; b — отношение ксенонового и мощностного коэффициентов реактивности; R — управляющее воздействие; σ_x — эффективное сечение поглощения Xe^{135} ; γ_x — часть ксенона, которая образуется непосредственно при делении; γ_i — часть Xe^{135} , образующаяся из распада I^{135} ; λ_x — постоянная распада ксенона; λ_i — постоянная распада йода.

Пусть регулирующие стержни перемещаются через равные интервалы времени τ и алгоритм управления состоит в том, что к моменту окончания перемещения управляющих стержней достигается полная компенсация имеющихся в системе отклонений мощности φ . Примем, что интервал времени, в течение которого происходит перемещение регулирующих стержней, близок к нулю, тогда

$$R(t) = -bx(k\tau) \quad (2)$$

при

$$k\tau < t \leq (k+1)\tau, \quad k=1, 2, \dots$$

Для исследования устойчивости стационарного режима воспользуемся методом точечных отображений [9, 10]. Решая систему уравнений (1), (2) на интервале $[k\tau, (k+1)\tau]$ с начальными условиями

$$x(k\tau) = x_k, \quad i(k\tau) = i_k,$$

находим функции последования

$$\left. \begin{aligned} i[(k+1)\tau] &= i_{k+1} = Ai_k + Bx_k; \\ x[(k+1)\tau] &= x_{k+1} = Ci_k + Dx_k; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где

$$A = 1 - \frac{B}{\xi} - C; \quad C = \frac{\lambda_i}{\Omega} e^{-\delta\tau} \operatorname{sh} \Omega\tau;$$

$$B = \xi \left(1 - \frac{\delta}{\lambda_i} C - a \right);$$

$$D = \xi C + \zeta + (1 - \zeta) \left(A + 2 \frac{\lambda_i - \delta}{\lambda_i} C \right);$$

$$a = e^{-\delta\tau} \operatorname{ch} \Omega\tau; \quad \Omega = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2};$$

$$2\delta = \lambda_i + \lambda_x + \sigma_x \Phi_0 - \sigma_x b (X_0 - \gamma_x);$$

$$\omega_0^2 = \lambda_i [\lambda_x + \sigma_x \Phi_0 + \sigma_x b (1 - X_0)];$$

$$\xi = \frac{\sigma_x b \gamma_i (\lambda_x + \sigma_x \Phi_0)}{\omega_0^2}; \quad \zeta = \frac{\lambda_i \sigma_x b (1 - X_0)}{\omega_0^2}.$$

Для устойчивости неподвижной точки преобразования (3) или, что то же самое, устойчивости стационарного состояния (1) необходимо, чтобы все корни характеристического уравнения

$$s^2 - s(A+D) + AD - BC = 0 \quad (4)$$

лежали внутри единичного круга

$$|s| < 1. \quad (5)$$

Последнее имеет место при выполнении неравенств:

$$\left. \begin{aligned} A + D + 1 - BC + AD &> 0; \\ BC - AD + 1 &> 0; \\ -A - D + 1 - BC + AD &> 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

График зависимости граничного шага регулирования $\tau_{кр}$ от параметров $\sigma_x b$ и $\sigma_x \Phi_0$ приведен на рисунке.



Зависимость $\tau_{кр}$ от параметра $\sigma_x b$ для различных значений $\sigma_x \Phi_0$:

1—0,1244; 2—0,3244; 3—0,9744; ———— — точное решение; - - - - - — приближенное решение.

Видно, что при реальных значениях параметров $\tau_{кр}$ составляет 1—2 ч, т. е. значительно меньше периода ксеноновых колебаний. Следовательно, можно полагать, что закон изменения переменных x, i на каждом шаге близок к линейному и можно произвести приближенное интегрирование уравнений (1) и (2), например, по формуле трапеций. Так же как и в предыдущем случае, получаем неравенство, определяющее допустимые значения τ :

$$\tau < \frac{2(\lambda_x + \sigma_x \Phi_0)}{\sigma_x b \sigma_x \Phi_0}. \quad (7)$$

На том же рисунке для сравнения приведен график зависимости $\tau_{кр}$ от параметров $\sigma_x b$ и $\sigma_x \Phi_0$, определяемой неравенством (7). Видно, что приближенное решение удовлетворительно совпадает с точным.

Полученные зависимости показывают, что дискретная система управления обеспечивает устойчивость реактора, если величина шага регулирования не превышает некоторого значения $\tau_{кр}$. Большая величина $\tau_{кр}$ указывает на возможность ручного управления.

Авторы выражают благодарность Н. А. Железцову за критические замечания и интерес к работе.

Поступило в Редакцию 17/V 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Norinder. Доклад № 685, представленный Швецией на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии Женева, 1964).

2. D. Wiberg. Trans. Amer. Nucl. Soc., 7, 219 (1964).
 3. J. Kliger. Trans. Amer. Nucl. Soc., 8, 233 (1965).
 4. J. Turog. Nucl. Power, 4, 38, 94 (1959).
 5. D. Randall, D. John. Nucleonics, 16, No. 3, 82 (1958).
 6. А. Хитчкок. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
 7. S. Kaplan et al. Доклад № 271, представ-

ленный США на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).
 8. М. А. Шultz. Регулирование энергетических ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1957.
 9. Ю. И. Неймарк. «Изв. высш. учебн. заведений. Радиофизика», 1, 41 (1958).
 10. А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959.

Теплофизические свойства перфторбензола

М. П. ВУКАЛОВИЧ, Б. В. ДЗАМПОВ, Ю. М. БАБИКОВ

УДК 621.039.534.7

В последние годы возрос интерес к использованию фторзамещенных углеводородов в различных областях техники, в частности в атомной промышленности. Проведенный в работах [1, 2] анализ свойств соединений этого класса показал, что наибольшей термической стойкостью обладают перфторированные соединения, среди которых особенно выделяется перфторбензол (C₆F₆). К сожалению, в литературе очень мало данных по термодинамическим и теплофизическим свойствам перфторбензола.

В связи с отсутствием уравнения состояния и достаточного числа экспериментальных данных, необходимо проведение расчета свойств методами термодинамического подобия [3—5]. Эти методы основаны на теореме соответственных состояний. При расчете исполь-

зован модифицированный принцип соответственных состояний. В качестве дополнительного критерия подобия принято значение коэффициента сжимаемости в критической точке Z_{кр} [4]. В соответствии с этим принципом все вещества разбиваются на группы с близким Z_{кр}, внутри которых и применяется принцип соответственных состояний. В работе [4] для каждой группы веществ термодинамические свойства представлены в виде безразмерных таблиц в функции приведенного давления и температуры. В этом случае расчет термодинамических функций складывается из двух этапов: 1) вычисление функций для идеально газового состояния; 2) введение поправок, обусловленных влиянием давления (поправок на реальность). Термодинамические функции для идеально газового состоя-

Состояние насыщения

Таблица 1

t, °C	p, бар	v', ×10 ³ м ³ /кг	v'', м ³ /кг	i', кДжс/кг	i'', кДжс/кг	τ, кДжс/кг	s', кДжс/кг·°K	s'', кДжс/кг·°K	t, °C	p, бар	v', ×10 ³ м ³ /кг	v'', м ³ /кг	i', кДжс/кг	i'', кДжс/кг	τ, кДжс/кг	s', кДжс/кг·°K	s'', кДжс/кг·°K
40		0,634	0,522	6,70	173,5	166,8	0,214	0,747	145	6,04	0,751	0,0288	97,9	229,3	131,4	0,464	0,778
45		0,638	0,434	10,05	176,0	166,0	0,224	0,746	150	6,66	0,759	0,0260	101,9	231,5	129,6	0,473	0,779
50	0,343	0,642	0,389	11,72	177,9	166,2	0,229	0,743	155	7,38	0,768	0,0235	107,2	234,1	126,9	0,484	0,780
55	0,417	0,616	0,324	14,02	179,7	165,7	0,236	0,741	160	8,13	0,779	0,0212	112,8	236,8	124,0	0,497	0,783
60	0,515	0,650	0,284	16,16	181,6	165,4	0,243	0,739	165	8,91	0,790	0,0191	120,1	238,9	118,8	0,508	0,779
65	0,613	0,654	0,252	20,4	184,6	164,2	0,256	0,742	170	9,76	0,802	0,0172	123,3	240,7	117,4	0,519	0,784
70	0,711	0,659	0,221	24,7	187,6	162,9	0,269	0,744	175	10,71	0,814	0,0155	129,0	242,9	113,9	0,530	0,784
75	0,858	0,663	0,189	29,2	190,6	161,4	0,282	0,746	180	11,70	0,827	0,0139	134,6	245,0	110,4	0,546	0,790
80	1,03	0,667	0,154	34,0	193,5	159,5	0,295	0,747	185	12,74	0,842	0,0126	139,6	247,1	107,5	0,557	0,792
85	1,23	0,672	0,127	39,4	196,3	156,9	0,311	0,749	190	13,84	0,859	0,0114	146,0	248,9	102,9	0,567	0,789
90	1,43	0,677	0,106	44,7	199,0	154,3	0,324	0,749	195	15,09	0,877	0,0103	152,7	250,3	97,6	0,580	0,789
95	1,66	0,683	0,0905	49,7	201,9	152,2	0,339	0,752	200	16,54	0,897	0,00928	158,9	252,6	93,7	0,592	0,790
100	1,91	0,689	0,0778	54,5	204,7	150,2	0,352	0,755	205	18,02	0,910	0,00832	165,1	254,4	89,3	0,605	0,792
105	2,19	0,695	0,0684	58,7	207,4	148,7	0,363	0,756	210	19,43	0,943	0,00742	170,9	255,4	84,5	0,616	0,791
110	2,50	0,700	0,0606	62,7	210,2	147,5	0,375	0,760	215	20,93			176,6	256,1	79,5	0,628	0,788
115	2,86	0,706	0,0537	67,2	212,9	145,7	0,386	0,761	220	22,57			185,7	256,7	71,0	0,641	0,785
120	3,25	0,713	0,0477	71,9	215,7	143,8	0,399	0,763	225	24,34			189,8	256,6	66,8	0,654	0,788
125	3,70	0,719	0,0426	77,0	218,6	141,6	0,413	0,769	230	26,25			197,8	256,3	58,5	0,669	0,785
130	4,22	0,726	0,0383	82,3	221,4	139,1	0,426	0,771	235	28,28			206,4	255,0	48,6	0,686	0,782
135	4,76	0,734	0,0348	86,3	224,2	137,9	0,440	0,778	240	30,40			218,6	249,1	30,5	0,711	0,770
140	5,40	0,742	0,0317	93,0	226,8	133,8	0,452	0,776									