

мас. % соответственно. Среднее квадратическое отклонение результатов активационного определения составляет 5% для содержания фтора 0,02 мас. % и для серии из 11 параллельных измерений. Это характеризует хорошую точность и воспроизводимость анализа на линейном ускорителе при выбранном методе мониторингования нейтронного потока.

Нижний предел обнаружения фтора составляет 0,1 мг (что соответствует 10^{-3} мас. % для образца массой 10 г) при токе дейтронов 0,3 мкА и времени на анализ 4 мин (6 циклов). Для сравнения можно указать, что при использовании для активации изотопного $^{238}\text{Pu} - \text{Be}$ -источника нейтронов с общим выходом 10^8 нейтр./с нижний предел обнаружения фтора по данной методике равен 1 мг при прочих равных условиях [2]. Увеличение тока дейтронов на два порядка, что в принципе возможно достичь на ускорителе типа МЛУД-3 [6] или на ускорителях с подобными характеристиками, позволит практически пропорционально повысить поток нейтронов и увеличить чувствительность нейтронно-активационного определения, в данном случае фтора. В сочетании с небольшими габаритами, простотой управления и стабильностью выхода нейтронов такие ускорители создают положительные

предпосылки для внедрения нейтронно-активационных методик с использованием небольших ускорителей в технологическом контроле.

Поступило в Редакцию 16.II.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lauff T., Champlin E., Przybylowicz E. «Anal. Chem.», 1973, v. 45, N 1, p. 52.
2. Мелентьев В. И., Овечкин В. В., Руденко В. С. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 1, с. 35.
3. Иванов И. Н., Маркун Н. Ю., Штань А. С. В кн.: Труды ВНИИ радиационной техники. Вып. 6. М., Атомиздат, 1971, с. 131.
4. Jinno K., Ishii D. «Radioisotopes», 1970, v. 19, N 9, p. 406.
5. Баранов Л. Н. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. физ. высоких энергий и атомного ядра. Вып. 1 (13). Харьков, изд. ФТИ АН УССР, 1975, с. 15.
6. Баранов Л. Н. и др. В кн.: Тезисы докладов IV Всесоюз. семинара по линейным ускорителям. Харьков, изд. ФТИ АН УССР, 1976, с. 10.

УДК 621.039.562

Радиальная устойчивость реактора и автоматический регулятор

ТОРЛИН Б. З.

В работе [1] показано, насколько существенно может быть воздействие автоматического регулятора (АР) на аксиальную ксеноновую устойчивость нейтронного поля. Подобному анализу практически тем же методом можно подвергнуть и радиальную устойчивость реактора. Как будет показано ниже, АР и в этом случае радикально влияет на пространственную устойчивость.

Остановимся сначала на весьма распространенном случае размещения стержня АР в центре цилиндрического реактора радиуса R . Удобно все размеры выражать в долях R . Поэтому $R = 1$. Как это делалось в работе [1], будем оценивать степень устойчивости нейтронного поля в реакторе с материальным параметром B_0 величиной минимального собственного числа μ краевой задачи

$$\Delta\varphi + B_0^2\varphi + \mu\varphi = 0 \quad (1)$$

с однородными граничными условиями на внешней поверхности реактора и на поверхности поглощающего стержня. Необходимое управляющее воздействие стержня достигается подбором таких граничных условий на его поверхности, которые удовлетворяли бы требованию алгоритма работы быстродействующего астатического регулятора:

$$\int K\varphi dV = 0, \quad (2)$$

где K — весовая функция формирования управляющего сигнала от датчиков. Вид функции K и условия (2) для локальных и распределенных систем сбора информации о поле нейтронов обсуждался в работе [1]. Например, одиночный локальный датчик, установленный в точке r_d с полярными координатами $\{r_d, \vartheta_d\}$,

превратит условия (2) в следующее условие:

$$\varphi(r_d) = 0. \quad (3)$$

Для однородного реактора удовлетворяющие условию (3) решения уравнения (1) имеют вид

$$a) \varphi_0 = J_0(Br) - N_0(Br) T_0(B), \quad (4)$$

где J_n и N_n — соответственно функции Бесселя и Неймана порядка n ; $T_n(B)$ определяется граничными условиями на внешней поверхности; для реактора с невыравненным стационарным распределением нейтронного поля в форме $J_0(B_0r)$ при $B_0 = 2,405$

$$T_n(B) = J_n(B)/N_n(B); \quad (5)$$

для реактора с полностью выравненным стационарным нейтронным полем при $B_0 = 0$

$$T_n(B) = J'_n(B)/N'_n(B). \quad (6)$$

Собственное значение B определяется из уравнения

$$J_0(Br_d)/N_0(Br_d) = T_0(B). \quad (7)$$

б) $\varphi_n^{(1)} = J_n(Br) \sin n(\vartheta - \vartheta_d)$, $n \geq 1$, (8)

$$\text{где } B \text{ является корнем функции Бесселя.} \quad J_n^*(B) = 0, \quad (9a)$$

$$\text{если } B_0 = 2,405, \text{ или} \quad J'_n(B) = 0, \quad (9b)$$

$$\text{если } B_0 = 0. \quad J'_n(B) = 0, \quad (9c)$$

$$\text{в) } \varphi_n^{(2)} = J_n(Br) \cos n(\vartheta - \vartheta_d) - A_n \varphi_0(r), \quad n \geq 1, \quad (10)$$

$$\text{где} \quad A_n = J_n(Br_d)/\varphi_0(r_d), \quad (11)$$

$$\text{а } B \text{ также определяется из выражения (9).} \quad (11)$$

Здесь и далее B связано с μ соотношением

$$B^2 = B_0^2 + \mu. \quad (12)$$

Собственное решение (4) будем называть радиальной модой (РМ), остальные — азимутальными модами (АМ).

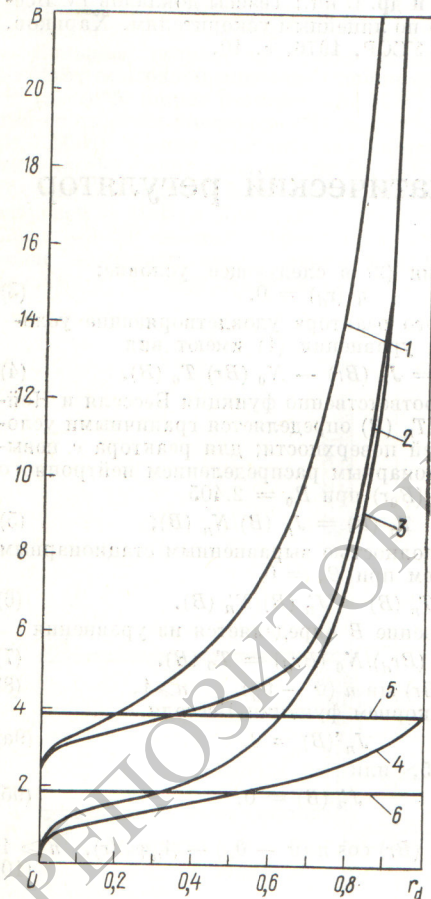
Априори ясно, что центральный регулятор не может

повлиять на устойчивость АМ и изменить спектр их собственных значений (СЗ) [2].

Приведенные выше решения получены для АР, управляемого отдельным датчиком. Практически же всегда в системах АР используется сигнал группы датчиков. Пусть, например, это сигнал группы одинаковых датчиков, установленных симметрично по азимутальному углу ϕ на расстоянии r_d от оси реактора. Легко показать, что по сравнению с приведенными выше решениями изменится только вид собственной функции $\varphi_n^{(2)}$. Спектр же СЗ и, следовательно, устойчивость системы останутся прежними. Изменение спектра СЗ радиальной моды произойдет, когда АР будет поддерживать мощность в целой зоне радиуса r_d около центра реактора, т. е.

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{r_d} \varphi r dr = 0 \quad (\text{очевидно, при } r_d = 1)$$

регулятор будет поддерживать полную мощность реактора. Хотя и в этом случае РМ будут иметь вид (4),



Р и с. 1. Минимальные СЗ для РМ (1—4) и АМ (5, 6) реактора с центральными АР:

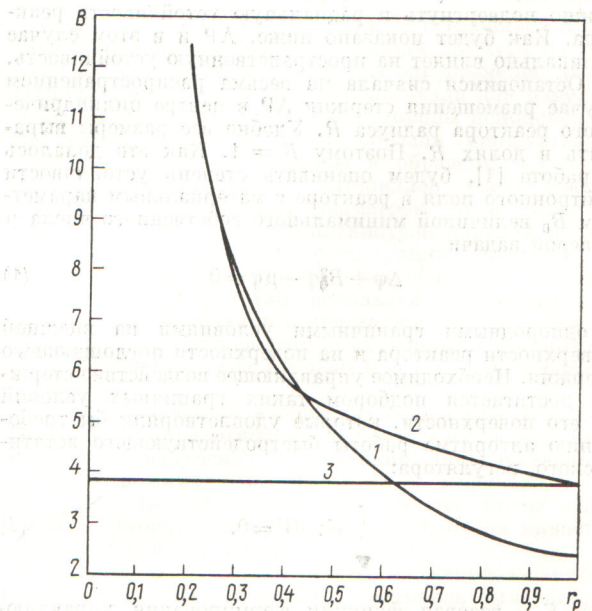
1, 2 и 5 — невыравненное распределение нейтронного поля [в форме $J_0(B_0 r)$, $B_0 = 2,405$]; 3, 4 и 6 — полностью выравненное нейтронное поле ($B_0 = 0$); 1 и 3 — датчики АР установлены на расстоянии r_d от оси реактора; 2 и 4 — АР поддерживает мощность в зоне радиуса r_d

их СЗ будут определяться уже из уравнения

$$[N_1(Br_d) + 2/\pi Br_d] T_0(B) = J_1(Br_d). \quad (13)$$

Собственные значения B для РМ в зависимости от r_d были получены решением уравнений (4) [3] и (13), и их минимальные значения показаны на рис. 1 (1—4); кривые 5 и 6 соответствуют минимальным СЗ для АМ: $B = 3,83$ из формулы (9а), а $B = 1,84$ из формулы (9б).

Сравнение кривых 1 и 2 с 5, а 3 и 4 с 6 показывает, что при недостаточном удалении датчиков от стержня АР пространственная устойчивость реактора будет определяться РМ, а не АМ, как это следует из работ [2, 4]. Причем слишком близкое размещение датчиков около стержня приводит к существенному ухудшению радиальной устойчивости реактора, фактически — к невозможности поддерживать его мощность. Напротив, такое размещение датчиков, при котором управляющий сигнал формируется изменением нейтронного поля на краю реактора (кривые 1 и 3 при $r_d \rightarrow 1$), вообще устраняет возможность появления радиальной неустойчивости ($B \rightarrow \infty$ для РМ). Этот вывод является важным аргументом в пользу традиционного размещения ионизационных камер (ИК) АР на периферии реактора. Кривые 2 и 4 показывают, что и для АР, настроенных на поддержание мощности, справедливы те же тенденции. Оказалось, правда, что для реактора с выравненным радиальным полем нейтронов центральный АР, поддерживающий мощность, полностью не устраняет возможность возникновения радиальной неустойчивости ($B \rightarrow 3,83$ при $r_d \rightarrow 1$). Рассмотрим далее АР, исполнительным органом которого является не отдельный стержень, а группа перемещаемых одновременно одинаковых поглощающих стержней, которые размещены симметрично по азимуту ϕ на расстоянии r_p от оси



Р и с. 2. Минимальные СЗ для РМ реактора со стержнями АР, размещенными на расстоянии r_p от оси:

1 — АР управляются внешними ИК; 2 и 3 — АР поддерживает полную мощность реактора соответственно с невыравненным или полностью выравненным по радиусу нейтронным полем

реактора. С помощью «теоремы сложения» [3] для функций Бесселя проведем обычное в гетерогенной теории [5] преобразование функции влияния этих стержней к системе полярных координат с центром на оси реактора.

РМ φ_D будет иметь вид

$$\varphi_D = \left\{ \begin{array}{l} J_0(Br) \varphi_0(r_D) \text{ при } 0 \leq r \leq r_D \\ J_0(Br_D) \varphi_0(r) \text{ при } r_D \leq r \leq 1 \end{array} \right\} + 2D(r, \vartheta). \quad (14)$$

Вид функции $D(r, \vartheta)$ зависит от числа стержней в группе. Например, для четырех стержней, имеющих координаты $(r_D, 0)$, $(r_D, \pi/2)$, (r_D, π) и $(r_D, -\pi/2)$ она имеет вид

$$D(r, \vartheta) = \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} J_{4n}(Br)[J_{4n}(Br_D) - N_{4n}(Br_D)T_{4n}(B)] & \text{при } 0 \leq r \leq r_D; \\ \sum_{n=1}^{\infty} J_{4n}(Br_D)[J_{4n}(Br) - N_{4n}(Br)T_{4n}(B)] & \text{при } r_D \leq r \leq 1. \end{cases} \quad (15)$$

Минимальное СЗ радиальной моды в случае, когда сигнал, управляющий АР, формируется группой периферийных ИК, описывается соотношением (кривая 1 на рис. 2)

$$B = 2,405/r_D. \quad (16)$$

Кривыми 2 и 3 показана определяемая из уравнений

$$J_0(B) = J_0(Br_D) \quad (17)$$

или

$$J_1(B) = 0 \quad (18)$$

УДК 621.039.512.4:539.125.5.03

Экспериментальное определение утечки нейтронов из объема марганцевой ванны

СОРОКИНА А. В., ШЛЯМИН Э. А., ПЕТРЖАК К. А., ЛОЖКОМОВ Г. Е., ПРУСАКОВ А. Г., КРАМАРОВСКИЙ Я. М.

При абсолютных измерениях полного потока нейтронов от различных источников наибольшую точность обеспечивает метод марганцевой ванны. Этот метод имеет довольно простое техническое осуществление, но требует введения некоторых поправок, к числу которых принадлежит и поправка на утечку нейтронов из объема ванны.

Замедление быстрых нейтронов, испускаемых источником, в водном растворе сульфата марганца происходит главным образом при упругом рассеянии на ядрах водорода. После первых нескольких столкновений нейтрон замедляется до тепловых энергий и впоследствии захватывается тем или иным ядром на относительно коротком расстоянии. Пространственное распределение медленных нейтронов в замедлителе обуславливается быстрыми нейтронами, а также процессом диффузии, который из-за большого градиента плотности медленных нейтронов вблизи источника играет более существенную роль на малых расстояниях от источника. Плотность медленных нейтронов с расстоянием от источника вначале убывает быстро, а затем более медленно. Пространственное распределение медленных нейтронов в замедлителе вследствие геометрического фактора

зависимость минимальных СЗ радиальной моды (14) от r_D в том случае, когда АР поддерживает полную мощность реактора соответственно с невыравненным или выравненным радиальным нейтронным полем. Кривые 1 и 2 иллюстрируют тенденцию к улучшению радиальной устойчивости системы при уменьшении r_D . Особенно существенно это при внешнем расположении ИК (кривая 1) для реактора с невыравненным радиальным полем. Когда стержни АР удалены от ИК менее чем на 0,38 радиуса реактора, устойчивость РМ становится хуже минимальной азимутальной устойчивости.

В заключение отметим, что для АР с поглощающими стержнями, равномерно размещенными по активной зоне, спектр СЗ системы независимо от вида контролируемого параметра, как было показано в работе [1], имеет рандалловский характер [2].

Автор благодарен А. Д. Галанину и Я. В. Шевелеву за интерес к работе, полезное обсуждение и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 6.III.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афанасьев А. М., Торлин Б. З. «Атомная энергия», 1977, т. 43, вып. 4, с. 243.
2. Randall D., John D. «Nucleonics», 1958, v. 16, p. 82.
3. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1964.
4. Хитяков А. Устойчивость ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1963.
5. Галанин А. Д. Теория гетерогенного реактора. М., Атомиздат, 1971.

$4\pi r^2$ будет иметь максимум, положение которого определяется свойствами замедлителя и энергетическим спектром нейтронов источника, а на больших расстояниях может быть аппроксимировано экспоненциальной функцией с показателем α при экспоненте, зависящей от средней энергии нейтронов источника и замедляющих свойств среды [1].

Площадь под кривой пространственного распределения нейтронов при бесконечно протяженном замедлителе характеризует интенсивность источника. Доля нейтронов l , ушедшая за гипотетическую границу сферы радиуса $r > r_0$, может быть определена как отношение площади под кривой пространственного распределения, экстраполированной по экспоненте от границы сферы до ∞ , к полной площади в бесконечном замедлителе:

$$l(r_0) = \frac{\int_{r_0}^{\infty} n(r_r) r_r^2 \exp[-\alpha(r-r_r)]}{S_0} dr = \frac{n(r_r) r_r^2}{\alpha S_0}.$$

Так как с расстояния r_0 $n r_r^2$ падает по экспоненте,