

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

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

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

$$D(r, \vartheta) = \left\{ \begin{array}{l} \sum_{n=1}^{\infty} J_{4n}(Br) [J_{4n}(Br_p) - N_{4n}(Br_p) T_{4n}(B)] \\ \text{при } 0 \leq r \leq r_p; \\ \sum_{n=1}^{\infty} J_{4n}(Br_p) [J_{4n}(Br) - N_{4n}(Br) T_{4n}(B)] \\ \text{при } r_p \leq r \leq 1. \end{array} \right. \quad (15)$$

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

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

Кривыми 2 и 3 показана определяемая из уравнений

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

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_p 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_p . 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. Хитчок 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, зависящим от средней энергии нейтронов источника и замедляющих свойств среды [4].

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:

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

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

имеем

$$l(r_r) = \frac{n(r_a) r_a^2 \exp(\alpha r_a)}{\alpha S_0} \exp(-\alpha r_r) = \frac{C}{\alpha S_0} \exp(-\alpha r_r), \quad (1)$$

где $n(r_r)$ — плотность нейтронов у границы гипотетической сферы; r_r — расстояние от источника до границы; r_a — расстояние от источника до места, где пространственное распределение становится экспоненциальным; $n(r_a)$ — плотность нейтронов на расстоянии r_a .

Произведение всех величин, стоящих перед $\exp(-\alpha r_r)$, есть постоянная для данного типа источника и замедлителя, поэтому утечку можно записать в виде

$$l = A \exp(-\alpha r) \quad \text{при } r > r_a. \quad (2)$$

Для определения реальной утечки необходимо учесть изменение условий замедления за границей раздела среда — воздух, а именно: уменьшение вероятности возвращения нейтрона через границу в замедлитель. Из теоретической оценки [2] следует, что ~20% тепловых нейтронов у границы вода — воздух уходит из диффузного слоя за границу. Кроме того, ~20% быстрых нейтронов, прошедших границу и замедлившихся за границей, также не возвращаются в замедлитель. Таким образом, полная доля нейтронов, не вернувшихся в замедлитель, составляет ~40%, следовательно, утечка возрастет на 40%. Для концентрированного раствора сульфата марганца благодаря большему полному сечению захвата нейтронов это значение было снижено до 30%. В работе [3] поправка на различие в замедляющих свойствах раствора сульфата марганца и воды при оценке эффекта границы была получена экспериментальным путем. С помощью индиевых фольг измерялось значение альбеда γ для тепловых нейтронов в растворе сульфата марганца. Оно получилось равным 0,52.

В предположении применимости формулы

$$\gamma = [d - (2/3) \lambda_{TP}] / [d + (2/3) \lambda_{TP}],$$

а также равенства транспортных длин λ_{TP} нейтронов в воде и растворе сульфата марганца и с использованием значения альбеда 0,84 для тепловых нейтронов в воде, полученного Фельдом [4], в работе [3] было вычислено отношение экстраполяционных длин d для раствора сульфата марганца и воды. Оно оказалось равным 0,28. Поскольку на протяжении экстраполяционной длины поток нейтронов за границей раздела спадает до нуля, то уменьшен эффект границы для раствора сульфата марганца $0,28 \cdot 0,40 = 0,11$, т. е. утечка возрастает только на 11%. Таким образом, в выражение для утечки надо ввести коэффициент, учитывающий эффект границы, т. е.

$$l = A \cdot B \exp(-\alpha r). \quad (3)$$

В настоящей работе три параметра для нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf и $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источника были получены экспериментальным путем в проточной сферической марганцевой ванне. Ванна представляла собою сферу из стали диаметром 100 см, в центре которой находился практически точечный калифорниевый источник с навеской по ^{252}Cf 11,3 мкг либо $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источник. Ванна заполнена водным раствором сульфата марганца высокой степени очистки концентрацией

25,98 г/100 г раствора. Плотность тепловых нейтронов $n(r)$ измеряли передвижным борным счетчиком марки СММ-13 в диапазоне расстояний от источника 2—36 см. Полученные кривые пространственного распределения тепловых нейтронов $n(r) r^2$ имели обычный для водородсодержащих замедлителей вид с максимумами при 8,4 и 10,6 см и экспоненциальными спадами для $r > 17$ см и $r > 22$ см для калифорниевого и $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источников соответственно. Показатели экспоненты α и параметра C в формуле (1) определялись в диапазоне расстояний 17—27 см для калифорниевого источника и в диапазоне 22—36 см для $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источника методом наименьших квадратов.

Полные площади под кривыми пространственного распределения нейтронов при $r \rightarrow \infty$, определяющие число нейтронов испускаемых источниками в единицу времени, складывались из площадей под экспериментальными кривыми (при $r = 0 \div 17$ для калифорниевого источника и при $r = 0 \div 22$ для $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источника), которые находят численным интегрированием, и из участков площадей под кривыми, экстраполированными по экспоненте до ∞ от $r = 17$ см и $r = 22$ см соответственно.

Среднее квадратическое отклонение в определении полной площади составило 0,8 и 1,1% для калифорниевого и $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источника соответственно.

Предэкспоненциальный множитель A в выражении для утечки (2), вычисленный из экспериментальных результатов, оказался равным $2,78 \pm 0,02$ для нейтронов спонтанного деления калифорния и $2,63 \pm 0,05$ для $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источника.

Коэффициент B формулы (3), учитывающий влияние границы, для раздела сред раствор сульфата марганца — воздух определяли в отдельном эксперименте. Для этого сферы из органического стекла с внутренним диаметром 23 см, заполненную рабочим раствором, помещали в объем большой ванны. В центре малой сферы находился либо калифорниевый, либо $\text{AmBe}(\alpha n)$ -источник. По достижении насыщенной активности ^{56}Mn малую сферу извлекали из ванны, и наведенную активность марганца измеряли в стандартных условиях на установке с кристаллом NaI(Tl) размером 60×60 в сочетании с ФЭУ-82. Затем ванну освобождали от раствора сульфата марганца, и опыт с активацией раствора в малой сфере повторяли.

Активность раствора в малой сфере, приведенную на одно время после облучения и определенную интенсивностью нейтронного источника и утечкой нейтронов из нее, можно записать следующим образом: $A_1 = C(1 - l_1)$; $A_2 = C(1 - l_2)$; $l_2 = B l_1$, где l_1 и l_2 — утечки нейтронов из малой сферы в первом и втором случаях. Утечка l_1 рассчитывалась из пространственного распределения медленных нейтронов в растворе сульфата марганца в предположении бесконечно протяженного замедлителя как отношение площади под экспериментальной кривой от 0 до 11,5 см к полной площади S_0 (табл. 1).

Характеристика двух типов источников

Таблица 1

Источник	A_2/A_1	l_1	B
^{252}Cf	0,87	0,429	$1,17 \pm 0,02$
$\text{AmBe}(\alpha n)$	0,78	0,637	$1,12 \pm 0,03$

Параметры формул утечки нейтронов для разных нейтронных источников

Таблица 2

Тип источника	Замедлитель	N_{Mn}/N_H	Параметры, характеризующие утечку		
			α	A	B
^{252}Cf	H ₂ O Водный раствор MnSO ₄	0 0,02094	0,1439±0,0006 0,1599±0,0003	2,94±0,02 2,77±0,02	1,4* 1,17±0,02
AmBe (αn)	H ₂ O Водный раствор MnSO ₄	0 0,02094	0,1015±0,0005 0,1162±0,0003	2,35±0,04 2,63±0,05	1,4* 1,12±0,03
RaBe (αn)**	H ₂ O Водный раствор MnSO ₄	0 0,0238	0,1041±0,0004 0,1073±0,0012	1,96±0,02 1,86±0,06	1,4* —

* Взято из работы [2].

** Все значения для этого источника из работы [5].

Дополнительно были измерены пространственные распределения медленных нейтронов от источника спонтанного деления ^{252}Cf и AmBe(αn)-источника в воде и определены параметры экспоненты A и α , определяющие утечку нейтронов из сферы, заполненной водой (табл. 2).

Анализ данных работы [5] позволил вычислить параметры α и A экспоненты, определяющей утечку нейтронов для RaBe(αn)-источника в растворе сульфата марганца и проследить зависимость этих параметров от отношения числа атомов марганца к числу атомов водорода. В пределах погрешностей опыта эту зависимость можно представить линейной: $\alpha =$

$$= 0,1041 - 0,14 (N_{Mn}/N_H); A = 1,96 - 2,93 (N_{Mn}/N_H).$$

Поступило в Редакцию 3.IV.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петржак К. А., Бак М. А., В кн.: Труды Радиового ин-та им. В. Г. Хлопина. 1956, т. VII, вып. I, с. 61.
2. Hanna G., Runnalls O. «Canad. J. Phys.», 1956, v. 34, p. 959.
3. Davy D. «J. Nucl. Engng». 1966, v. 20, p. 277.
4. Feld B. In: Experimental Nuclear Physics. N.Y., Wiley, 1953, v. II, p. 490.
5. Петржак К. А. и др. [1], с. 31.

УДК 621.039.534.6

О возможности акустического обнаружения кипения натрия в быстром реакторе с помощью импульсной системы

КЕБАДЗЕ Б. В., АЛЕКСАНДРОВ К. А., ГОЛОВАНОВ В. В.

Основным источником акустического шума при кипении натрия является схлопывание паровых пузырей в недогретой жидкости, что обуславливает импульсный характер сигналов. При спектральном анализе акустических сигналов, применяемом в большинстве экспериментальных работ по кипению, эти характерные особенности не учитываются, а задача обнаружения вскипания сводится к контролю дисперсии шума в некоторой полосе частот. Поскольку каких-либо специфических для кипения частот в спектре, как правило, не наблюдается, подобная система обнаружения оказывается чувствительной к изменению уровня фоновых шумов, например вследствие изменения расхода через

реактор. Цель настоящей работы — оценить возможности системы обнаружения, в которой используется импульсный характер сигналов.

Для изучения структуры акустических сигналов при экспериментах с кипением на реакторе БОР-60 (Афанасьев В. А. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 45, вып. 5, с. 338) применялась статистическая обработка магнитофонной записи этих сигналов и регистрация ее на ленте шлейфового осциллографа. В некоторых режимах начальный период вскипания сопровождается интенсивным продолжительным (0,1 с), практически непрерывным акустическим шумом. Анализ сигналов акустических, температурных и нейтронных датчиков