Зная этот метод, рассчитали парциальные величины для α-тория в насыщенных растворах и равновесном с ними соединении $ThAl_3$. Получены следующие результаты

$$\lg a_{Th} = 4{,}235 - \frac{11250}{T} \pm \frac{100}{T}; \quad (4)$$

$$\Delta\bar{H}_{Th} = -51{,}5 \pm 1{,}5 \text{ ккал/г-атом};$$

$$\Delta\bar{S}_{Th} = -19{,}4 \pm 1{,}3 \text{ э. е./г-атом};$$

$$\Delta\bar{G}_{Th,\ 1000^\circ K} = -32{,}1 \pm 0{,}5 \text{ ккал/г-атом}.$$

Образование соединения $ThAl_3$ сопровождается выделением значительного количества тепла, уменьшением энтропии и свободной энергии тория. Активность тория в соединении незначительна и при 1000° К составляет $9{,}6 \cdot 10^{-8}$, а при 1100° К — $1{,}1 \cdot 10^{-6}$.

Растворимость тория в алюминии определяли, зная э. д. с. гальванических элементов (2). Методом изотерм значения находили по формуле $\lg X_{Th} = \frac{4F}{RT} E + \lg x_{Th}$. При определенной температуре значения X_{Th} (табл. 3), рассчитанные по величинам э. д. с. E для растворов с различным содержанием тория, удовлетворительно совпадают, что свидетельствует о подчинении активности тория в растворах закону Генри. Методом политерм определяли температуру, ниже которой э. д. с. элемента (2) для раствора с определенным содержанием тория становилась равной нулю. При найденной температуре содержание тория в растворе соответствовало его растворимости в алюминии. Результаты, полученные разными методами, удовлетворительно согласуются и в координатах $\lg X_{Th} - \frac{1\,000}{T}$ укладываются на прямую линию, уравнение которой имеет вид

$$\lg X_{Th} = 0{,}632 - \frac{2000}{T} \pm 0{,}035. \quad (5)$$

При 1000 и 1100° К в алюминии растворяется 4,29 ат.% (27,0 мас.%) и 6,50 ат.% (37,5 мас.%) тория соответственно. Разность уравнений (4) и (5) отражает температурную зависимость коэффициента активности α-тория в алюминиевых растворах:

$$\lg \gamma_{Th} = \lg a_{Th} - \lg x_{Th};$$

$$\lg \gamma_{Th} = 3{,}60 - \frac{9250}{T} \pm 0{,}13. \quad (6)$$

Избыточные парциальные величины для тория в растворах находили, зная уравнение (6) по известным соотношениям [4]. Установлено, что растворение 1 *г-атом* α-тория в жидком алюминии независимо от температуры и состава гомогенного раствора сопровождается выделением 42,3 ± 2,0 *ккал* тепла и уменьшением избыточной энтропии тория на 16,5 ± 1,8 э. е. Для активности тория в растворах характерны большие отрицательные отклонения от закона Рауля. Повышение температуры от 1000 до 1100° К приводит к возрастанию коэффициента активности тория от $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ до $1{,}6 \cdot 10^{-5}$. Поскольку активность тория в растворах подчиняется закону Генри, активность алюминия следует закону Рауля. Термодинамические характеристики растворов Th — Al свидетельствуют об энергичном взаимодействии атомов растворенного вещества с атомами растворителя.

Растворимость тория в жидком алюминии по результатам измерения э. д. с. элемента [формула (2)] Таблица 3

Метод изотерм				Метод политерм	
T, °К	$x_{Th} \times 10^2$	E, *мв*	$X_{Th} \times 10^2$	T, °К	$X_{Th} \times 10^2$
1056	3,52	11,2	5,7	958	3,44
1054	2,58	16,5	5,3	973	3,78
1055	1,93	27,0	6,3	986	4,15
1054	0,56	50,8	5,2	999	4,46
1054	0,52	51,7	5,1	1009	4,32
1104	4,45	11,4	7,2	1019	4,90
1115	3,32	16,7	6,7	1031	4,87
1101	2,46	24,8	7,0	1073	5,35
1101	1,72	34,5	7,4	1098	6,49
1109	1,49	35,8	6,7	1127	6,82

Поступило в Редакцию 7/II 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Кутайцев В. И.** Сплавы тория, урана и плутония. М., Госатомиздат, 1962, с. 5.
2. **Смирнов М. В. и др.** «Атомная энергия», 1970, т. 5, вып. 5, с. 419.
3. **Илющенко Н. Г., Корнилов Н. И., Анфиногенов А. И.** «Труды Института электрохимии УФАН СССР», 1966, вып. 8, с. 65.
4. **Лебедев В. А., Ничков И. Ф., Распопин С. П.** «Электрохимия», 1966, т. 2, с. 160.

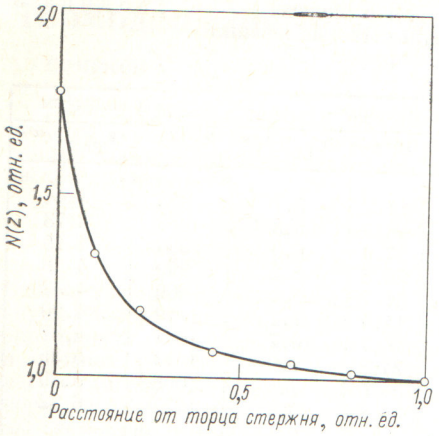
Распределение нейтронов вблизи торца частично погруженного компенсирующего стержня

КОРОЛЕВА В. П., ПАШКИН Ю. Г., ЧЕКУНОВ В. В., ЧЕРНОВ Л. А.

УДК 621.039.562.24

Знание величины и распределения энерговыделения, обусловленного захватом нейтронов в боре поглощающих стержней энергетических реакторов, необходимо для определения условий работы стержней. Это особенно важно для области, находящейся вблизи торца частично погруженного стержня, поскольку эта часть работает, как правило, в наиболее напряженных условиях. Для частично погруженного стержня его торец оказывает заметное влияние на высотное распределение энерговыделения не только в стержне, но и в соседних твэлах, причем между этими распределениями имеется заметное различие, которое не наблюдается для полностью погруженного стержня. Цель настоящей работы — проверка правильности предлагаемого метода расчета распределения плотности захватов нейтронов вблизи торца частично погруженного стержня.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины



Относительное распределение плотности захватов нейтронов по высоте $N(Z)$ вблизи торца стрежня из B_4C, частично погруженного в реактор:

○ — эксперимент; ——— — расчет.

Распределение плотности захватов по высоте частично погруженного в реактор поглощающего стержня будет отличаться от поля делений по высоте реактора вблизи поверхности стержня, поскольку поле делений определяется распределением потоков нейтронов в этом же месте, тогда как распределение плотности захватов в стержне обусловливается распределением токов нейтронов на его поверхность.

Можно показать, что вдали от торца стержня (в случае не очень сильного отличия распределения нейтронов от линейного закона) поле деления по высоте реактора рядом со стержнем и распределение плотности захватов по высоте стержня практически совпадают. Поэтому наибольший интерес представляет расчет увеличения плотности захватов в стержне вблизи его торца, обусловленного «подсветкой» нейтронами снизу (предполагается, что стержень вводится сверху).

Для получения выражения, описывающего это увеличение, предположим следующее:

1) стержень радиусом $R_{ст}$ находится в бесконечной непоглощающей среде с сечением рассеяния Σ_s;

2) в стержне нет рассеяния;

3) под стержнем пустота;

4) радиальное распределение нейтронов в среде описывается гладкой функцией типа

$$1-[1-q(Z)]\,e^{-\Sigma_s r}$$

(здесь r — расстояние по нормали от поверхности стержня, Z — расстояние вдоль стержня от его торца), дающей правильное значение депрессии потока нейтронов на поверхности стержня $q(Z)$ и невозмущенное единичное значение потока вдали от него;

5) переход от асимптотического значения депрессии потока нейтронов на поверхности стержня q к невозмущенному единичному значению потока под стержнем описывается некоторой переходной функцией, симметричной относительно торца, так что на торце ($Z=0$)

$$q(0)=(1+q)/2;$$

6) ввиду быстрого уменьшения искомого эффекта с ростом (при $Z \sim R_{ст}$ он практически отсутствует) величину среднего ослабления нейтронов $\overline{\exp(-\Sigma_c \mathbf{l})}$ можно заменить на $\exp[-\Sigma_c(\overline{\mathbf{l}})]$, здесь $(\overline{\mathbf{l}})=2Z$ — средний путь нейтрона между торцом стержня и плоскостью Z; Σ_c — сечение поглощения стержня.

Тогда в предположении постоянства потока нейтронов под стержнем в аксиальном направлении дополнительное число поглощенных нейтронов в единице объема стержня на расстоянии Z от его торца, обусловленное «подсветкой» нейтронов снизу, определится выражением (суммирование ведется по всем энергетическим группам)

$$N(Z)=\frac{1}{8R_{ст}}\sum_i \Phi_i(1+q_i)\,[\beta_i-A(\beta_i)]\,e^{-\beta_i\frac{Z}{R_{ст}}},$$

где Φ_i — невозмущенный поток нейтронов в месте расположения торца стержня; $\beta_i=2R_{ст}\Sigma_{ci}$ — оптическая толщина стержня по отношению к поглощению; $A(\beta_i)$ — вероятность первого столкновения в стержне:

$$A(\beta_i)=\frac{4}{\pi}\int_0^{\pi/2}\cos\varphi\,d\varphi\int_0^{\pi/2}\sin^2\theta\,d\theta\,(1-e^{-\beta_i\frac{\cos\varphi}{\sin\theta}}),$$

затабулированная, например, в работе [1]. Распределение $N(Z)$ рассчитано для стержня диаметром 19,2 *мм* из карбида природного бора с плотностью $\gamma=2{,}21$ *г/см*^{3} в спектре уран-бериллиевого реактора с отношением плотностей ядер $\rho_{Be}/\rho_{^5U}=84$ и отнормировано по значению $N(Z=R)$.

Эксперименты по измерению относительного распределения плотности захватов нейтронов вблизи торца борсодержащего стержня проводились на сборке ПФ-4Ф8 [2], в центре которой размещался компенсирующий стержень из карбида бора, погруженный в реактор сверху до совмещения торца с центральной плоскостью активной зоны. Детектором нейтронов служил полупроводниковый золото-кремниевый счетчик с рабочей поверхностью, равной поперечному сечению стержня, в сочетании со слоем ^{10}B толщиной 0,01 *мг/см*^{2} на титановой подложке. Конец стержня вблизи торца набирался из дисков B_4C толщиной 1—2 *мм* каждый, между которыми последовательно устанавливался счетчик. На рисунке представлен экспериментально полученный относительный ход плотности захватов нейтронов, здесь для сравнения приведены результаты расчета. Наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом, что позволяет считать предлагаемую методику расчета справедливой.

Поступило в Редакцию 20/III 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Марчук Г. И.** Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
2. **Могильнер А. И., Осипов В. А., Фокин Г. Н.** «Атомная энергия», 1968, т. 24, с. 42.

Репозиторий ГГУ имени Ф. Скорины