

Измерение больших потоков тепловых нейтронов активационными детекторами с малым содержанием кобальта

Е. И. БИРЮКОВ, В. Т. НОВИКОВ, Н. Н. ХРАМОВ,
Н. С. ШИМАНСКАЯ, Р. М. ЯКОВЛЕВ

УДК 539.125.5.162.2:539.1.074

При исследованиях, связанных с использованием тепловых нейтронов, возникает необходимость определения величин плотности их потоков Φ_{th} или соответствующих интегральных потоков B_{th} ($B_{th} = \int_0^t \Phi_{th} dt$).

При измерениях значений Φ_{th} , превышающих 10^8 — 10^9 нейтр/см²·сек, в частности при работе на реакторах, наиболее широко применяется активационный метод. В этом случае плотность так называемого эффективного теплового потока Φ_{th} [1] определяется из соотношения

$$\Phi_{th} = \frac{A_{1M}}{N_{1M}\sigma_0(1-e^{-\lambda t_1})} - \frac{A_{2M}(\text{Cd})}{N_{2M}\sigma_0(1-e^{-\lambda t_2})}, \quad (1)$$

где A_{1M} и $A_{2M}(\text{Cd})$ — активности детекторов, содержащих соответственно N_{1M} и N_{2M} атомов активируемого изотопа M и облученных в измеряемом нейтронном потоке в течение времени t_1 и t_2 , причем во втором случае облучение проводится в кадмиевом фильтре толщиной порядка 0,5 мм; σ_0 — сечение захвата ядрами изотопа M нейтронов со скоростью 2200 м/сек; λ — постоянная распада образующегося при захвате радиоактивного изотопа.

При этом предполагается, что сечение активации в тепловой области нейтронного спектра подчиняется закону $1/v$. Если для активируемого изотопа имеет место отклонение от этой зависимости, то в формулу (1) вводится соответствующий поправочный коэффициент.

Чаще всего в качестве активационных детекторов используются фольги из металлического золота или кобальта. Однако ввиду относительно малого периода полураспада Au^{198} ($T = 2,7$ дня), образующегося при облучении золота, детекторы из этого элемента можно использовать только при относительно непродолжительных облучениях и при известной временной зависимости плотности нейтронного потока в течение облучения. Для измерения интегральных потоков при облучениях, длительность которых превышает 10—15 дней, метод золотых индикаторов вообще нельзя применять вследствие эффекта «насыщения». При

продолжительных интенсивных облучениях приходится также учитывать «выгорание» Au^{198} в результате вторичной реакции $\text{Au}^{198}(n, \gamma)\text{Au}^{199}$, сечение которой достигает $3 \cdot 10^4$ барн. Большое значение сечения захвата у Au^{197} ($\sigma_0 = 98,8$ барн) и относительно малый период полураспада образующегося Au^{198} приводят к тому, что активность золотых фольг, вес которых обычно составляет десятки миллиграммов, может быть после облучения весьма большой, что затрудняет измерения.

Кобальт как активационный детектор не имеет большинства перечисленных недостатков. Период полураспада Co^{60} , образующегося при нейтронном облучении Co^{59} , велик ($T = 5,24$ г.). Поэтому поправками на его распад за время облучения в большинстве случаев можно пренебречь, а сама наведенная активность много меньше, чем у золота. Сечение захвата тепловых нейтронов для Co^{60} составляет ~ 100 барн; и выгорания его даже при очень интенсивных облучениях практически не происходит. Резонансный интеграл кобальта равен всего 75 барн. Однако сечение нейтронного захвата у кобальта, так же как и у золота, велико ($\sigma_0 = 37 \pm 1$ барн). Поэтому при использовании обычной методики активационных измерений нейтронных потоков, когда берутся весовые количества активируемого вещества, определяемые непосредственным взвешиванием, могут быть существенны эффекты деформации нейтронного поля самим активационным детектором. В работах [2, 3] было показано, что эти эффекты надо учитывать при использовании даже очень тонких кобальтовых проволок и дисков, причем величина деформации поля существенно зависит от среды, окружающей детектор. На основе наших измерений с детекторами из мелкозернистого порошка металлического кобальта был сделан вывод, что они не искажают нейтронного поля только в том случае, если их вес не превышает 10 мг. Очевидно, что при измерениях очень больших интегральных потоков, а также самой топографии нейтронного поля в какой-то его области или внутри облучаемого объекта желательно применять детекторы, в которых содержание кобальта

не превышает 0,1 мг, а иногда и значительно меньше.

Для изготовления таких «невесомых» детекторов нами был разработан очень простой и удобный метод. Водный раствор азотнокислого кобальта с известным содержанием в нем этой соли взвешивали, а затем определенную его весовую часть, обычно десятки миллиграммов, в виде капли наносили на полиэтиленовую пленку толщиной ~ 5 мг/см². Каплю высушивали в вакууме или на воздухе и сухой солевой остаток закрывали сверху идентичной пленкой. Источник герметизировали путем осторожного сплавления верхней и нижней пленок по кольцу вокруг источника с помощью нагретой медной трубки. Полиэтилен использовался из-за его относительно большой радиационной стойкости и доступности. Кроме того, при облучении в реакторе активация полиэтилена незначительна. Таким способом можно легко и быстро готовить детекторы со столь малым содержанием кобальта, что внесение их в нейтронное поле даже в большом количестве не вызывает его искажения. Активность таких детекторов даже после длительного облучения в потоках плотностью $\sim (10^{12} - 10^{13})$ нейтр/см²·сек не превышает значений порядка 1—10 мккюри.

Мы обычно применяли детекторы с содержанием кобальта $10^{-1} - 10^{-3}$ мг в виде дисков радиусом 10 мм и толщиной 0,3 мм. В принципе эти размеры могут быть уменьшены до крайней мере в два раза. Содержание кобальта также может быть уменьшено на один-два ядра и более, что целесообразно, например, при измерении очень больших интегральных потоков.

После облучения изготовленных описанным выше способом кобальтовых детекторов в нейтронном потоке абсолютную активность образовавшегося в них Co^{60} измеряли на сцинтилляционном гамма-спектрометре с кристаллом NaI(Tl) размером 40×40 мм. С помощью одноканального анализатора вырезалась область γ -спектра, соответствующая фотопику линии 1,17 Мэв Co^{60} , и абсолютная интенсивность ее определялась путем сравнения с эталонным источником Co^{60} известной активности. Среднеквадратичная ошибка измерения плотности потока или интегрального потока тепловых нейтронов такими детекторами не должна превышать 4%. Основная часть этой погрешности связана с неточностью нашего знания сечения активации Co^{59} . При уточнении этой постоянной погрешность метода должна соответственно уменьшиться примерно до 2—3%.

С целью проверки применимости метода «невесомых» активационных детекторов для определения величин нейтронных потоков и контрольной оценки его точности были измерены плотности потока тепловых нейтронов в двух различных каналах реактора ВВР-М. Использовались детекторы из кобальта и золота. Последние изготовлялись тем же способом, что и кобальтовые. Детекторы из золота содержали почти на три порядка меньше активируемого изотопа [$\sim (5 - 10) \cdot 10^{-4}$ мг], чем кобальтовые. Их активность после облучения также определялась с помощью сцинтилляционного гамма-спектрометра по интенсивности фотопики от γ -излучения Au^{198} с энергией 410 кэв. При измерении потока на дне стандартного алюминиевого контейнера располагалось несколько кобальтовых и золотых детекторов. Заведомо было известно, что все они в совокупности не вызывали сколько-нибудь заметной деформации нейтронного потока. В другом контейнере несколько таких же кобальтовых и золотых детекторов размещалось внутри кадмиевого фильтра толщиной 0,5 мм. Оба контейнера по очереди облучались в одном и том же месте канала реактора. Были получены следующие значения плотности потока тепловых нейтронов Φ_{th} (нейтр/см²·сек) в каналах: I канал — $3,4 \cdot 10^{13}$ (по кобальту), $3,52 \cdot 10^{13}$ (по золоту); II канал — $7,45 \cdot 10^{11}$ (по кобальту), $7,80 \cdot 10^{11}$ (по золоту). Сравнение значений Φ_{th} , полученных в результате измерений с «невесомыми» детекторами из кобальта и золота, указывает на вполне удовлетворительное (в пределах 2—5%) согласие. Существующие отклонения, возможно, связаны с неточным совмещением геометрических центров обоих типов детекторов в условиях значительного вертикального градиента нейтронного поля в каналах реактора. Аналогичные измерения плотности потока тепловых нейтронов, проведенные с помощью «невесомых» кобальтовых детекторов и методом золотых фольг (с последующим растворением последних и измерением аликвотных источников Au^{198} в $4\pi\beta$ -счетчике), также дали хорошее согласие в пределах погрешностей обоих методов.

Таким образом, «невесомые» кобальтовые детекторы можно использовать для точных измерений плотности потоков тепловых нейтронов в реакторе при невысоких ($< 100^\circ$ С) температурах активной зоны.

Преимущества этого нового типа активационных детекторов следующие:

1. Они не искажают существующего распределения нейтронов и не требуют для получения

абсолютных и относительных величин нейтронных потоков введения поправок на «самоэкранирование» поля внутри детектора и «провисание» поля вне его.

2. Позволяют проводить измерения активности детектора непосредственно после его облучения, устраняя необходимость растворения активационного детектора и отбора аликвоты. Так как наведенная в таких детекторах активность обычно не превышает 1—10 мккюри, то применение их делает процедуру измерения нейтронных потоков радиационно безопасной и значительно упрощает и ускоряет ее.

3. Однажды приготовленный раствор можно использовать для изготовления большого числа детекторов с примерно одинаковым или различным содержанием кобальта. Так как такие «невесомые» детекторы можно готовить и из относительно дорогостоящих материалов

(золото, индий, диспрозий), они обладают еще одним преимуществом — дешевизной.

Предлагаемые детекторы могут использоваться для измерения эффективных тепловых потоков в реакционноактивных средах, в частности в различных водных растворах.

Поступила в Редакцию 27/IV 1967 г.
В окончательной редакции 27/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Westcott, W. Walker, T. Alexander. Proc. of the Second Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Unit. Nat., V. 16, Geneva, 1958, p. 70.
2. A. Sperrin, R. Wainbrouck, G. Grosse. Neutron Dosimetry, Vol. 1. Vienna, 1963, p. 547.
3. N. Taylor, L. Linacre. AERE-R-4111, Harwell, 1964.

Замедляющая способность неупругих рассеивателей нейтронов

Д. А. КОЖЕВНИКОВ, С. С. ЧЕКАНОВА

УДК 621.039.51

Неупругое рассеяние играет определяющую роль в процессе замедления нейтронов с энергиями выше 1—2 Мэв практически во всех замедлителях и, в частности, в системах, содержащих большое количество ядерного горючего и конструкционных материалов.

Оценка влияния неупругого рассеяния на величину длины замедления нейтронов впервые была сделана в работе [1], в которой дано приближенное численное решение уравнений для пространственных моментов функции распределения нейтронов.

Существенный прогресс в изучении пространственно-энергетического распределения нейтронов, замедленных в результате неупругого рассеяния, достигнут в последние годы на основе создания многогрупповых программ с групповыми константами, оцениваемыми по статистической модели (см., например, [2]).

Очевидна целесообразность непосредственного вычисления замедляющей способности неупругих рассеивателей $s_M^{in}(E)$, равной

$$s_M^{in}(E) = \sigma_M^{in}(E) \bar{\xi}_M^{in}(E), \quad (4)$$

где σ_M^{in} и $\bar{\xi}_M^{in}$ — сечение неупругого рассеяния и среднее изменение летаргии при неупругом рассеянии нейтронов с фиксированной энергией E на данном ядре (M). Знание этой величины дает возможность количественного учета замедления в результате неупругого рассеяния

на основе разработанных аналитических и численных методик и облегчает интерпретацию имеющихся экспериментальных данных.

Величина среднего изменения летаргии нейтронов с энергией E , $\bar{\xi}(E)$ в замедлителе произвольного состава определяется следующим образом:

$$\bar{\xi}(E) = \sum_{(M)} h_M^{el}(E) \bar{\xi}_M^{el} + \sum_{(M)} h_M^{in}(E) \bar{\xi}_M^{in}(E), \quad (2)$$

где h_M^{el} и h_M^{in} — парциальные вероятности упругого и неупругого рассеяния на данном ядре (суммирование распространено на все массовые числа), или

$$\bar{\xi}(E) = \lambda(E) \sum_{(M)} [S_M^{el}(E) + S_M^{in}(E)], \quad (2')$$

где $\lambda(E)$ — полный свободный пробег; S_M^{el} и $S_M^{in}(E)$ — макроскопические замедляющие способности ядер при упругом и неупругом рассеянии соответственно.

По определению

$$\bar{\xi}_M^{in}(E) = \langle \ln E/E' \rangle_M = \int_{\Omega} d\omega' \int_0^E \ln(E/E') W_M^{in}(E \rightarrow E', \omega \rightarrow \omega') dE'. \quad (3)$$

В статистической модели ядра индикатриса неупругого рассеяния нейтронов определяется