

Р и с. 3. Переходные (а) и остаточные (б) изменения сопротивления изоляции преобразователей

таты исследований представлены на рис. 1. Видно, что более интенсивный отжиг радиационных дефектов в процессе облучения при температуре $\sim 500^\circ\text{C}$ обусловил значительно меньшие изменения метрологических характеристик R_0 и R_{100}/R_0 по сравнению с изменениями при $t_{\text{об.л.}} \approx 80^\circ\text{C}$.

После набора заданного значения флюенса нейтронов была проведена повторная градуировка термопреобразователей сопротивления. Изменение сопротивления показано на рис. 2. Как видно из рис. 2, отжиг в процессе градуировки при температуре, превышающей температуру облучения, также в значительной степени восстанавливает исходное значение сопротивления преобразователей. Эффективный отжиг уже при небольшой ($\approx 250^\circ\text{C}$) температуре объясняется [5] меньшим значением энергии активации и пониженной устойчивостью радиационных изменений по сравнению с изменениями, вызванными пластической деформацией. Возврат сопротивления при отжиге указывает на то, что при данном флюенсе нейтронов изменение сопротивления преимущественно вызвано не радиационным перерождением платины, а образованием дефектов кристаллической решетки. Преобладающее влияние на изменение сопротивления чувствительного элемента оказывают быстрые нейтроны. Таким образом, можно сделать вывод, что преобразователи сопротивления предпочтительнее использовать в условиях, когда флюенс быстрых нейтронов составляет $< (2 \div 4) \cdot 10^{19}$ нейтр./см 2 , а температура термометрируемой среды $> 250^\circ\text{C}$. При этом вызванные изменением сопротивления дополнительные погрешности преобразователей составят $\leq 3\text{ K}$.

Погрешности, обусловленные радиационным разогревом, наблюдаются только при облучении и зависят от

интенсивности внутреннего тепловыделения в материалах термометра и от величины полного термического сопротивления между чувствительным элементом преобразователя и термометрируемой средой. Аналитическая оценка этих погрешностей может быть проведена с помощью известных уравнений теплопередачи [6]. Для данной конструкции преобразователей погрешности от радиационного разогрева достигали 2–4 K при интенсивности внутреннего тепловыделения в стали $q_g = 0,5\text{ Вт/г}$ и 14–18 K при $q_g = 2,3\text{ Вт/г}$ (коэффициент теплоотдачи $\alpha \approx 3 \cdot 10^4\text{ Вт/м}^2 \cdot \text{K}$).

Ухудшение диэлектрических свойств изоляционных материалов при облучении связано в основном с нарушением равновесной концентрации носителей заряда и появлением радиационных дефектов кристаллической решетки, а также с образованием в диэлектрике атомов новых примесных элементов. Возникающие при этом погрешности для заданной схемы измерений с конкретными значениями параметров можно оценить по методике, изложенной, например, в работе [7].

Изменение сопротивления изоляции преобразователей сопротивления в начальный период их облучения в зависимости от интенсивности γ -излучения показано на рис. 3, а. Пунктир обозначает изменение сопротивления изоляции преобразователей после облучения флюенсом нейтронов $2 \cdot 10^{20}$ нейтр./см 2 . На рис. 3, б показано влияние флюенса нейтронов на остаточные изменения сопротивления изоляции. Измерения проведены при $U = 100\text{ В}$. Отжиг при температуре $\sim 600^\circ\text{C}$ ($\tau \approx 1\text{ ч}$) на 50–80% уменьшает остаточные изменения сопротивления изоляции.

Значительное изменение диэлектрических свойств применяемой изоляции указывает на необходимость увеличения нижнего допустимого по ГОСТу значения сопротивления изоляции для преобразователей реакторного назначения. Эти меры, наряду с совершенствованием конструкции и рациональным подбором материалов, позволяют повысить работоспособность термопреобразователей сопротивления в реакторных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браунинг У., Миллер К. В кн.: Измерение температур в объектах новой техники. М., «Мир», 1963, с. 53.
2. Madsen P. UKAEA Report, AERE-M/R-649, 1951.
3. Своуп Р. Р. «Вопросы ракетной техники», 1971, т. 4, с. 38.
4. Саламаха В. А. и др. В кн.: Новые исследования в термометрии. Львов, «Вища школа», 1974, с. 41.
5. Конобеевский С. Т., Кутайцев В. И., Правдюк Н. Ф. Влияние облучения на структуру и свойства конструкционных материалов. М., Атомиздат, 1955.
6. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сухомел А. С. Теплопередача. М., «Энергия», 1975.
7. Гиль Б. И. и др. [4], с. 5.

Поступило в Редакцию 26.06.79

УДК 539.125.5.164.5

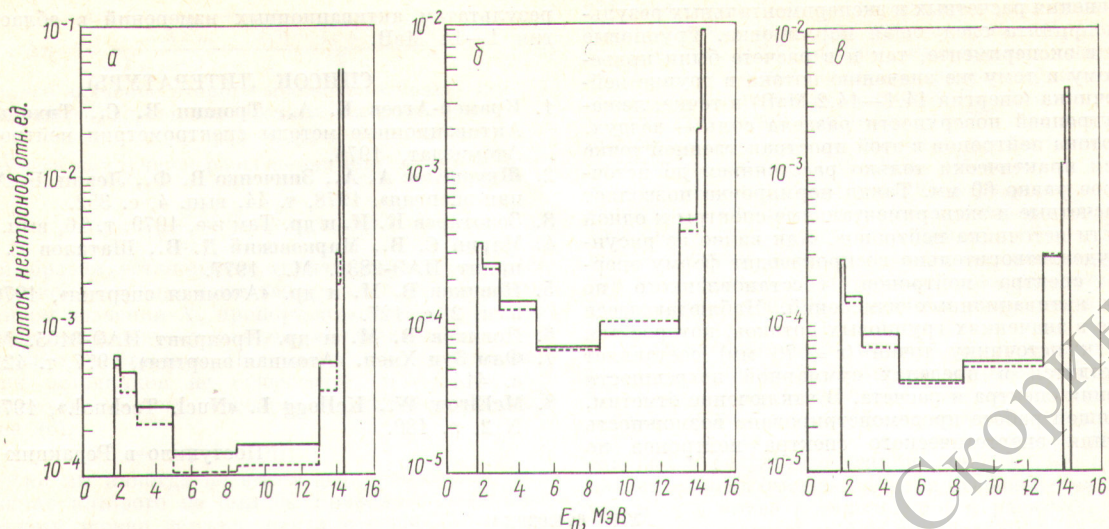
Восстановление энергетического спектра быстрых нейтронов в модели

жидкосолевого blankets термоядерного реактора

Новиков В. М., Шкурпелов А. А., Загрядский В. А., Чувиллин Д. Ю., Шмонин Ю. В.

Исследование энергетических спектров быстрых нейтронов в системах, моделирующих blankets зоны термоядерного реактора, представляет интерес как для уточнения расчетных методик и выбора ядерных констант, так и для практических целей разработки реактора.

Одним из наиболее простых и достаточно точных методов спектрометрии нейтронов является активационный метод, в котором сочетаются малые возмущения спектра нейтронов в точке измерения и возможность измерений в присутствии интенсивных полей γ -квантов. Метод актива-



Зависимость групповых потоков нейтронов от энергии в точке, отстоящей от источника нейтронов на 76 (а), 124 (б) и 155 мм (в): ————— расчет; - - - эксперимент

ционных детекторов при надлежащем подборе активируемых веществ позволяет измерять спектры нейтронов в энергетическом диапазоне 0,5—14 МэВ, т. е. в интервале энергии, характерном для бланкетных зон термоядерного реактора.

К настоящему времени разработаны некоторые методы восстановления энергетических спектров нейтронов по результатам активационных измерений, в частности разложение по ортонормированным функциям, итерационные методы, метод максимального правдоподобия [1]. Несмотря на довольно широкое распространение, эти методы обладают существенными недостатками. Результаты восстановления чувствительны к числу активационных детекторов и распределению их энергетических порогов.

В последние годы все большее значение приобретает метод восстановления с использованием априорной информации [2, 3], под которой понимаются результаты всех прошлых экспериментов или расчетов, несущих информацию о физических особенностях восстанавливаемого спектра. Этот метод устойчив к числу и сочетанию пороговых детекторов. Ранее он был успешно опробован для восстановления спектров быстрых нейтронов в различных делящихся средах. Представляется целесообразным использовать этот метод и при исследовании энергетических спектров нейтронов в системах, моделирующих термоядерные бланкеты.

Задача о восстановлении спектров нейтронов решалась в конечномерной форме с использованием системы эффективных констант. Априорная информация задавалась в виде набора интегральных спектров, которые с некоторой степенью достоверности характеризовали искомый интегральный спектр. В их набор были включены спектры, рассчитанные для исследуемой модели по программе BLANK [4]. Расчеты спектров нейтронов выше 0,1 МэВ в этой программе проводятся методом Монте-Карло.

Для проверки точности использованного метода восстановления были проведены численные эксперименты. Суть их заключалась в том, что по некоторым заданным входным нейтронным спектрам рассчитывали активационные интегралы, которые затем вводились в программу восстановления. В качестве входных данных использовали моноэнергетические нейтроны энергией 14 МэВ, набор монолиний с различными энергиями нейтронов, характерный спектр термоядерных нейтронов. Сравнение восстановленных спектров нейтронов с входными обнаруживает их совпадение с погрешностью до 2%.

Опробованный таким образом метод восстановления был применен для исследования спектра нейтронов в модели жидкосодового бланкета термоядерного реактора. Модель представляла собой сферу, равномерно заполненную эвтектической смесью фтористых солей лития и бериллия (LiF , BeF_2) в соотношении 50 : 50 мол.%. Внешний диаметр модели 400 мм. Во внутренней области модели имеется полость сферической формы радиусом 60 мм. Конструкция модели приведена в работе [5].

Источником нейтронов энергией 14 МэВ служил нейтронный генератор типа НГИ-200. Титано-третиевая мишень генератора размещалась в центре модели. Выход нейтронов достигал 10^{10} нейтр./с. В эксперименте измеряли активационным методом абсолютные значения скоростей реакций: $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{115m}\text{In}$; $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$; $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$; $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$; $^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$; $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$; $^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$; $^{58}\text{Ni}(u, 2n)^{57}\text{Ni}$.

Диаметр активационных детекторов 10 мм. Толщина детекторов 0,1—1,0 мм. Детекторы устанавливались по радиусу модели. Пространство между ними заполнялось солью того же состава, что и в исследуемой модели. Наведенную активность измеряли сцинтилляционным спектрометром (NaI , размер 63×63 мм) по фотопоглощению γ -квантов. Методика определения площади фотопика и эффективности гамма-спектрометра, а также использованная в эксперименте электронная аппаратура описаны в работе [6].

Учет флюктуаций интенсивности источника нейтронов, возникающих из-за нестабильности ионного пучка и выгорания мишени, а также нормировка измеряемых активностей детекторов на средний поток нейтронов проводились согласно работе [7]. Суммарная погрешность измерения абсолютных активностей детекторов составила 7—9%. При восстановлении спектра нейтронов были учтены погрешности в сечениях активационных детекторов, которые, согласно работе [8], составляют 20—30%. Все это приводит к максимальной погрешности восстановленного спектра 38%. Таким образом, эта погрешность для принятой методики измерений в основном определяется неопределенностью сечений активационных детекторов.

На рисунке показаны групповые потоки нейтронов (в интервале 1,8—14,1 МэВ), полученные в эксперименте и рассчитанные по программе BLANK. Расчет выполнен в сферической геометрии с точечным 14,1-МэВ источником нейтронов. Результирующая статистическая погрешность расчета не превышала 5%.

Для сравнения расчетных и экспериментальных результатов была принята следующая нормировка. Групповые потоки как в эксперименте, так и в расчете были приведены к одному и тому же значению потока в группе нейтронов источника (энергия 14,1—14,2 МэВ) в точке, лежащей на внутренней поверхности раздела соль — воздух. Значение потока нейтронов в этой пространственной точке определяется практически только расстоянием до источника, которое равно 60 мм. Такая нормировка позволяет привести расчетные и экспериментальные спектры к одной интенсивности источника нейтронов. Как видно из рисунка, расчет удовлетворительно воспроизводит форму энергетического спектра нейтронов, восстановленного по результатам активационных измерений. Наблюдающееся расхождение в значениях групповых потоков, которое для ближайшей к источнику точки ($r = 76$ мм) составляет ~40%, находится в пределах суммарной погрешности восстановления спектра и расчета. В заключение отметим, что в настоящей работе продемонстрирована возможность восстановления энергетического спектра нейтронов по

результатам активационных измерений в области энергии 1—14 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крамер-Агеев Е. А., Трошин В. С., Тихонов Е. Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М., Атомиздат, 1976.
2. Шкурпелов А. А., Зинченко В. Ф., Левин Б. А. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 4, с. 352.
3. Золотарев К. И. и др. Там же, 1979, т. 46, вып. 2, с. 96.
4. Марин С. В., Марковский Д. В., Шаталов Т. Е. Препринт ИАЭ-2832. М., 1977.
5. Новиков В. М. и др. «Атомная энергия», 1979, т. 47, вып. 2, с. 127.
6. Новиков В. М. и др. Препринт ИАЭ-3165. М., 1979.
7. Фам Зуи Хиен. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 5, с. 414.
8. McElrow W., Kellogg L. «Nucl. Technol.», 1975, v. 25, N 2, p. 180.

Поступило в Редакцию 02.07.79

УДК 621.039.54

Выбор оптимального спектра при активации твэлов нейтронами для задачи контроля по запаздывающим нейтронам

МАКСЮТЕНКО Б. П.

Отличие относительных выходов групп запаздывающих нейтронов или их относительных выходов от чистых предшественников у разных делящихся веществ дает возможность определить концентрацию этих веществ в смеси. Учитывая, что выход какой-либо группы пропорционален числу ядер данного вещества и его сечению деления, по обычному правилу смешения можно найти отношение Y_m выхода m -й группы к выходу первой группы для смеси k веществ по формуле

$$Y_m = \frac{\sum_{i=1}^{k-1} Y_{mi} L_i M_i \eta_i + (1 - \sum_{i=1}^{k-1} \eta_i) Y_{mk} L_k M_k}{\sum_{i=1}^{k-1} M_i L_i \eta_i + (1 - \sum_{i=1}^{k-1} \eta_i) L_k M_k}, \quad (1)$$

где Y_{mi} — отношение выхода m -й группы к выходу первой группы i -го вещества; L_i — отношение выхода первой группы i -го вещества к выходу первой группы вещества, произвольно пронумерованного первым; M_i — отношение сечения деления i -го вещества к сечению деления первого вещества; η_i — концентрация i -го вещества. Значение L_i практически не зависит от энергии нейтронов E в интервале (0—4) МэВ, а M_i является функцией энергии.

Рассмотрим на примере бинарной смеси, как зависит точность определения концентрации от энергии активированных нейтронов. Для двухкомпонентной смеси уравнение (1) запишется так:

$$Y_m = \frac{Y_{m1} \eta_1 + Y_{m2} X (1 - \eta_1)}{\eta_2 + X (1 - \eta_1)}, \quad (2)$$

где $X = L_2 M_2$.

Поскольку $Y_m(\eta_1)$ есть гипербола, уравнение (2) удобнее представить в системе асимптотических осей:

$$Y'_m \eta' = \frac{(Y_{m2} - Y_{m1}) X}{(1 - X)^2}, \quad (3)$$

где $Y'_m = Y - Y_{ac}$; $\eta' = \eta - \eta_{ac}$.

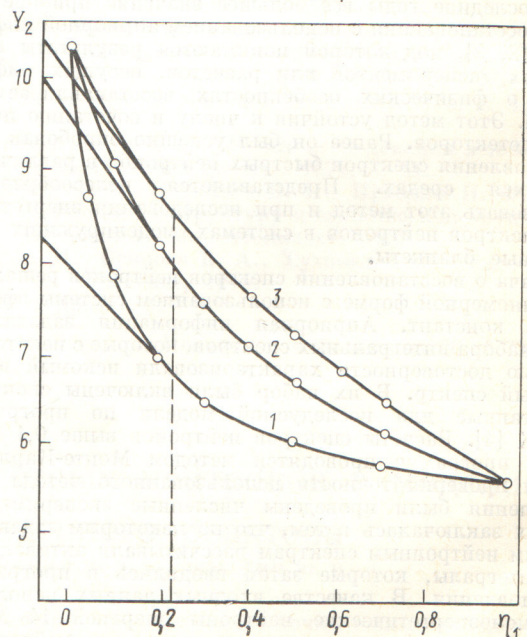
Назовем разрешением минимальную разность процентного содержания $\Delta\eta$ одного и того же вещества в двух смесях, которую можно отличить по относительному выходу групп. Относительные выходы при двух заданных

концентрациях считаются различными, если

$$|Y'_m{}^{(2)} - Y'_m{}^{(1)}| \geq \Delta Y'_m{}^{(1)} + \Delta Y'_m{}^{(2)}.$$

Здесь $Y'_m{}^{(2)}$ и $Y'_m{}^{(1)}$ — относительные выходы m -й группы запаздывающих нейтронов при концентрациях первого делящегося вещества $\eta_1^{(1)}$ и $\eta_1^{(2)}$, а $\Delta Y'_m{}^{(1)}$ и $\Delta Y'_m{}^{(2)}$ — соответствующие им средние квадратические абсолютные погрешности. Полагая эти погрешности равными, получим выражение для разрешения

$$\Delta\eta = \frac{2\Delta Y'_m}{\partial Y'_m / \partial \eta'} \quad (4)$$



Зависимость отношения выхода второй группы запаздывающих нейтронов к первой для смеси $^{235}\text{U} - ^{238}\text{U}$ от концентрации ^{235}U при $E = 1,35$ (1); 1,70 (2); 2,0 (3) МэВ: ○ — эксперимент; — — — произвольно выбранная концентрация $\eta = 0,23$