

Значение K в каждом случае нужно определять с учетом конкретных характеристик возможной аварии, параметров технологических боксов и сред, в которые происходит истечение радионуклидов. Полученное в настоящей работе значение не является практической рекомендацией и служит только для иллюстрации предложенной методики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Выломов В. В. и др. — Атомная энергия, 1975, т. 43, вып. 4, с. 286.
2. Юрченко Д. С. и др. — Там же, 1974, т. 36, вып. 2, с. 107.
3. IAEA Specialists Meeting on Sodium Fires and Prevention. Cadarache, 20-24 November 1978, IWGFR/28.

Поступило в Редакцию 26.02.81

УДК 621.039.517

Радиационные и термические испытания термонейтронных датчиков

ЗЛОКАЗОВ С. Б., АФАНАСЬЕВ П. Г., НАЛИВАЕВ В. И., ПАМПУРА В. Б., САФИН Ю. А., УВАРОВ В. И.

Для локального контроля за распределением плотности потока тепловых нейтронов в реакторе ИВВ-2М [1], а также для контроля за условиями облучения различных материалов в петлевых и ампульных экспериментальных каналах широко применяют термонейтронные датчики (ТНД) [2—4]. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния температурных условий на характеристики ТНД.

Принцип действия ТНД основан на возникновении температурного перепада между чувствительным элементом датчика, содержащим делящийся изотоп, и окружающей средой при размещении прибора в поле тепловых нейтронов. Величина температурного перепада обуславливается энерговыделением в чувствительном элементе, а также температурой и теплофизическими свойствами элементов конструкции датчика и окружающей среды. Температура элементов датчика определяет их теплопрово-

дящие свойства, что, в свою очередь, оказывает влияние на сигнал датчика ε (э.д.с. дифференциальной термопары).

Для качественной оценки характера зависимости сигнала от плотности потока тепловых нейтронов и температуры окружающей среды рассмотрим модель теплофизических процессов в ТНД приведенной конструкции (рис. 1). Теплоотвод от чувствительного элемента датчика осуществляется с помощью теплопроводности через воздушный зазор и по термоэлементам к изолятору. При этом предположим, что термическое сопротивление изоляторов мало по сравнению с термическим сопротивлением воздушного зазора и термоэлектродов благодаря сравнительно большому габаритам изоляторов и достаточно высокой теплопроводности окиси бериллия. Это предположение косвенно подтверждается экспериментальными результатами, полученными ранее [4]. Так, исследования ТНД с изоляторами из окиси бериллия, алюминия и циркония не выявили сколь-нибудь заметного различия в их чувствительности. Влияния изменения физических свойств металлокерамики под действием облучения до флюенса тепловых нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{21}$ нейтр./см² на чувствительность ТНД также не замечено. Далее примем, что температура чувствительного элемента постоянна по его поверхности и равна температуре «горячего» спая дифференциальной термопары. Температура в местах контакта термоэлектродов с изоляторами и температура «холодного» спая равны температуре окружающей среды. Теплопроводность материалов конструкции датчика является линейной функцией температуры в интервале 350—1000 К [5, 6]. Допустим, что энерговыделение в чувствительном элементе — линейная функция плотности потока тепловых нейтронов Φ_T , э.д.с. дифференциальной термопары также линейна разности температур чувствительного элемента и окружающей среды. С учетом вышесказанного, исходя из решения уравнения теплопроводности в цилиндрической геометрии для стационарного процесса и используя закон Фурье, можно показать, что между плотностью потока тепловых нейтронов Φ_T , температурой окружающей среды T и сигналом датчика ε (Φ_T , T) существует соотношение

$$\Phi_T = K_1 \varepsilon (\Phi_T, T) + K_2 \varepsilon^2 (\Phi_T, T) + K_3 \varepsilon (\Phi_T, T) T, \quad (1)$$

где Φ_T и T — независимые переменные; K_1 , K_2 , K_3 — константы, зависящие от геометрических размеров и теплофизических свойств элементов конструкции ТНД.

Эта зависимость получена на основании модели, значительно упрощающей реальные процессы теплообмена в датчике, тем не менее представляется целесообразным ее использование в практических целях при экспериментальном определении коэффициентов K_1 , K_2 , K_3 для каждой модификации ТНД данного типа.

Для экспериментального определения соотношения между сигналом ТНД, плотностью потока тепловых нейтронов и температурой окружающей среды на исследо-

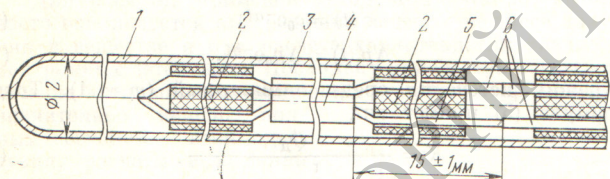


Рис. 1. Конструкция ТНД: 1 — корпус; 2 — изолятор; 3 — воздушный зазор; 4 — чувствительный элемент; 5 — хромелевый электрод; 6 — алюминиевый электрод

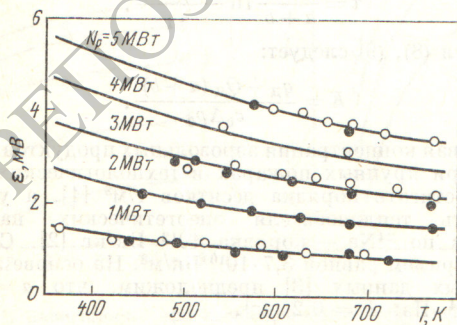


Рис. 2. Изменение сигнала ТНД в зависимости от температуры окружающей среды при различных уровнях мощности реактора: ●, ○ — экспериментальные значения для флюенса тепловых нейтронов $1 \cdot 10^{20}$ и $2 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² соответственно; — — — расчетная кривая

вательском реакторе ИВВ-2М проведены радиационные и термические испытания ТНД. Канал с датчиками был установлен в ячейке отражателя активной зоны реактора. Удельная плотность потока тепловых и быстрых ($E \geq 1,15$ МэВ) нейтронов в канале составляла $\sim 3 \cdot 10^{12}$ и $2,5 \cdot 10^{11}$ нейтр./см.²·с·МВт, удельная мощность дозы γ -излучения $\sim 1,8$ А/(кг·МВт), температура воды, окружающей экспериментальный канал, была равна 340 К. Измерения сигналов ТНД на разных уровнях мощности реактора выполняли при помощи цифрового микровольтамперметра типа Щ68000. Температурные режимы в канале устанавливали с помощью радиационного разогрева и специального электронагревателя.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости сигнала датчика от температуры окружающей среды и мощности реактора. Здесь же приведены кривые, полученные аппроксимацией всей группы экспериментальных данных приведенной выше зависимости с помощью метода наименьших квадратов. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных значений от расчетных для всех исследованных модификаций ТНД данного типа не превышает 3%.

Полученные результаты позволяют корректировать сигнал ТНД в области его нелинейной зависимости от плотности потока тепловых нейтронов и температуры окружающей среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батуров Б. Б. и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1978, вып. 1 (21), ч. 2, с. 9.
2. Сафин Ю. А. и др. — Атомная энергия, 1979, т. 46, вып. 2, с. 114.
3. Vock H. — Atomic Energy Review, 1979, v. 14, № 1, p. 87.
4. Уваров В. И. и др. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 1, с. 57.
5. Чиркин В. С. Теплофизические свойства материалов. М., Атомиздат, 1968.
6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., Наука, 1972.

Поступило в Редакцию 03.03.81

УДК 539.1.074.6:551.46

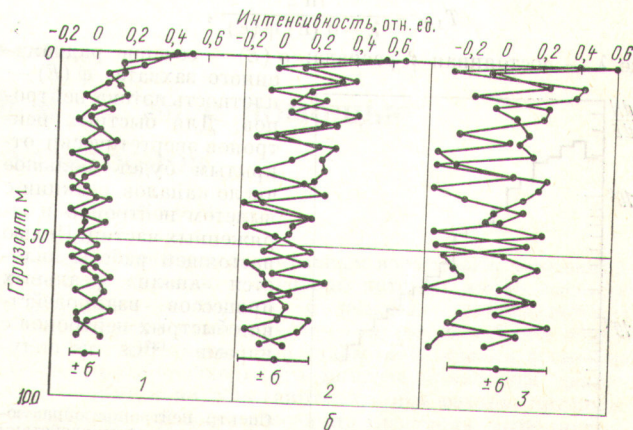
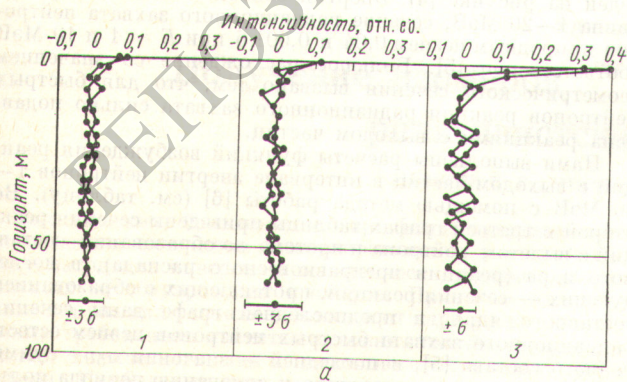
Космическая составляющая фоновой скорости счета сцинтилляционного детектора

ЛУКАШИН И. Ф.

В настоящее время для γ -спектрии и радиометрии малоактивных природных сред используют детекторы на основе монокристалла NaI (Tl) больших размеров. Значительное увеличение статистической обеспеченности измерений даже при некотором ухудшении энергетического разрешения позволяет ускорить анализ спектрального состава излучения и идентификацию излучателей. При этом необходима информация об интенсивности и составе фона космического излучения и собственном фоне детектора. Исчерпывающие данные о последней составляющей фона приведены в работах [1, 2]. Вклад собственного фона детектора постоянен и по рекомендациям авторов приведенных работ может быть уменьшен в 2–5 раз путем использования кварцевого стекла вместо обычного в сборках сцинтилатора. Составляющая же фона космического излучения при измерениях *in situ* существенно зависит от глубины расположения прибора в исследуемой среде. Измерена интенсивность поля γ -излучения в диапазоне энергии 0,2–0,3 МэВ вблизи поверхности морской воды.

При этом были использованы методика и аппаратура, описанные в работе [3], на основе трех детекторов со сцинтиллами БДЭГ-6931-20, оснащенными кристаллами NaI (Tl) диаметром 150×100 мм. Нестабильность работы каналов не превышала 3%, статистическая погрешность измерения — от 1% для низкоэнергетической части до 4,0% для высокоэнергетической части спектра. Приведенные ниже данные получены при анализе 33 профилей общего и 18 профилей каскадного излучения в различных районах Мирового океана; профили построены по 12–28 горизонтам с 10-минутной экспозицией на каждом из них.

Характерные зависимости скорости счета аппаратуры при измерении общего и каскадного γ -фона морской воды представлены на рисунке. Особенность профилей общего γ -фона — резкий спад скорости счета уже в первых метрах воды (1–3 м), где поглощается «мягкий» компонент космического излучения, обусловленный взаимодействием



Профили интенсивности γ -фона верхнего слоя морской воды: а — общий γ -фон (1 — 545 ± 15 имп./мин, 0,4 — 1,2 МэВ; 2 — 145 ± 10 имп./мин, 1,2 — 1,6 МэВ; 3 — 55 ± 4 имп./мин, 1,6 — 3,0 МэВ); б — каскадный γ -фон (1 — 72 ± 32 имп./мин, 0,4 — 1,2 МэВ; 2 — 12 ± 5 имп./мин, 1,6 — 2,2 МэВ; 3 — $4,2 \pm 2,8$ имп./мин, 2,2 — 3,0 МэВ)