

УДК 577.391;681.142.2

## γ-РАДИАЦИОННЫЙ МОНИТОРИНГ РАВНИННЫХ ЛАНДШАФТОВ В РЕЖИМЕ БЫСТРОГО ПОИСКА НАДФОНОВЫХ ПЯТЕН

Вихарев В.Д., Ломоносов В.В., Талантов М.Ю.

(Ин-т общей и ядерной физики РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Загрязнение местности теми или иными γ-активными радионуклидами можно определять различными способами. Традиционным и наиболее широко используемым на практике является метод отбора проб с их последующим исследованием в лаборатории на γ-спектрометрах. Однако в этом случае неизбежно возникает вопрос о представительности результатов, особенно при наличии мелкомасштабных наdfоновых пятен, что характерно для территорий, загрязненных в результате аварии на Чернобыльской АЭС. Более надежным в этом смысле и дешевым является метод коллимированной спектрометрии, позволяющий непосредственно измерять плотность активности на местности с пространственным разрешением не хуже 0,5 м. Однако практическое использование этой методики сдерживает отсутствие соответствующего приборного обеспечения. В частном случае, когда загрязнение определяется одним изотопом, можно применять методику, рассматриваемую ниже.

Плотность потока γ-квантов энергией  $E$  в точке детектирования на расстоянии  $r = \sqrt{\rho^2 + h^2}$  ( $\rho$  — радиальная координата,  $h$  — высота детектора над плоскостью) от протяженного источника с зависимой от координат поверхностной плотностью активности  $\sigma_s(\rho, \varphi)$  (рис. 1) определяется выражением [1]:

$$\phi(E) = \frac{I\gamma}{4\pi} \int \rho d\rho d\varphi \frac{\sigma_s(\rho, \varphi) \exp[-\mu(E)\sqrt{\rho^2 + h^2}]}{\rho^2 + h^2}, \quad (1)$$

где  $I\gamma$  — квантовый выход;  $\mu$  — линейный коэффициент ослабления излучения в среде (далее для простоты  $I\gamma = 1$ , аргументы  $\phi$  и  $\mu$  опускаются). Поставим своей задачей обнаружение и локализацию пятен с наdfоновой плотностью активности  $\sigma_j$  ( $j$  — номер пятна), наложенных на равномерно загрязненную (фонтовую) бесконечную плоскость заданной плотности активности  $\sigma_0$ . Для этого необходимо выбрать модель формы пятна, заложив соответствующие параметры в  $\sigma_s(\rho, \varphi)$  с последующей подстановкой в уравнение (1). Если характеризовать каждое пятно  $K$  параметрами формы, то выражение (1) после экспериментального измерения потока в данной точке пространства будет содержать  $N(K + 1)$  неизвестных величин ( $N$  — число пятен; высота детектирования и коэффициент ослабления предполагаются заданными). Для их определения необходимо совместное решение системы такого же числа уравнений типа (1), полученных при измерении в других точках при условии постоянства неизвестных параметров. Последнее требование лишает в общем случае возможности движения детектора вдоль плоскости, поскольку оно бы изменяло искомые величины, зависящие от расстояния до центра полярной системы координат на плоскости. Поэтому целесообразно проведение измерений на разной высоте.

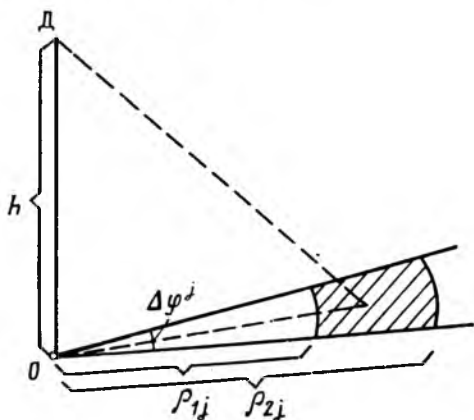
Будем описывать форму каждого пятна в виде участка сектора согласно рис. 1, задав координаты границ величинами  $\varphi_1^j, \varphi_2^j, \rho_{1j}, \rho_{2j}$ :

$$\sigma_s(\rho, \varphi) = \sigma_0 + \sum_{j=1}^N \sigma_j \{ \theta(\rho - \rho_{1j}) - \theta(\rho - \rho_{2j}) \} \{ \theta(\varphi - \varphi_1^j) - \theta(\varphi - \varphi_2^j) \}, \quad (2)$$

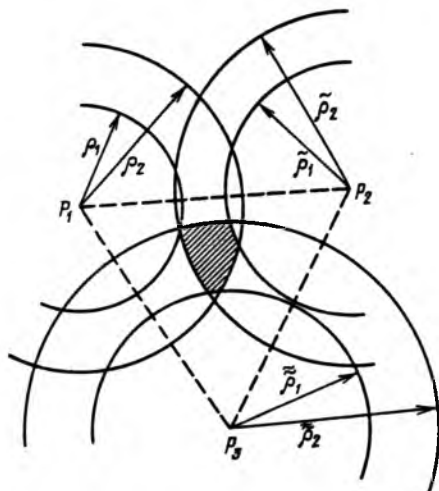
где  $\theta(x)$  — ступенчатая функция. После подстановки соотношения (2) в уравнение (1) имеем

$$\phi = \frac{\sigma_0 E_1(\mu h)}{2} + \frac{1}{4\pi} \sum_{j=1}^N \sigma_j \Delta\varphi^j \{ E_1(\mu\sqrt{\rho_{1j}^2 + h^2}) - E_1(\mu\sqrt{\rho_{2j}^2 + h^2}) \}, \quad (3)$$

где  $E_1(x)$  — интегральная экспонента [2];  $\Delta\varphi^j = \varphi_2^j - \varphi_1^j$ . Второе слагаемое в уравнении (3) отвечает вкладу наdfоновых пятен. Чувствительность плотности потока, определяемого по выражению (3), к изменению высоты детектирования описывается интегральной экспонентой. Для  $^{137}\text{Cs}$  ( $E = 662$  кэВ) в воздухе  $\mu \sim 0,01$  м<sup>-1</sup> и при  $h, \rho_{1j}, \rho_{2j} < 70$  м аргумент  $E_1(x)$  меньше единицы, что соответствует области наибольшей чувствительности [максимального модуля производной  $E_1(x)$ ]. Измерение плотности потока (3) на двух различных высотах при  $\sigma_j = 0$  по-



Р и с. 1. Расположение детектора Д и наdfонового пятна (заштрихованная область) при  $\Delta\varphi^j = \varphi_2^j - \varphi_1^j$



Р и с. 2. Определение местоположения надфонового пятна (заштрихованная область) по семи измерениям ( $P_{1-3}$  — проекции точек положения детектора на исследуемую плоскость)

точно выполнить два разновысотных измерения. Третью точку на плоскости, в которой также выполняются два измерения, из общих соображений следует расположить так, чтобы все три точки находились в вершинах равностороннего треугольника (для повышения точности при произвольном положении пятна). Алгоритм определения местоположения пятна иллюстрируется рис. 2. Возможно добиться сокращения числа измерений, если принять, что при движении по плоскости линейный размер пятна  $\Delta\varphi = \rho_2 - \rho_1$  остается неизменным. Это условие хорошо выполняется для формы пятен, близкой к округлой (для кругового пятна — точно), когда продольные и поперечные размеры пятна мало отличаются, а также при уменьшении шага измерений на плоскости. Выражение для плотности потока  $\gamma$ -квантов, испускаемого с надфонового пятна, примет вид

$$\phi_1 = \frac{A_1}{2\pi} \left\{ \frac{E_1(\mu\sqrt{\rho_1^2 + h^2}) - E_1(\mu\sqrt{\rho_2^2 + h^2})}{\Delta\varphi(2\rho_1 + \Delta\varphi)} \right\}$$

Сделанное предположение позволяет ограничиться в двух первых точках плоскости только двумя разновысотными измерениями, в третьей — одним для нахождения пяти неизвестных параметров и последующей локализации пятна по описанной схеме.

В заключение приведем некоторые численные оценки, выполненные по формуле (4), которые показывают необходимую чувствительность аппаратуры для регистрации соответствующих потоков на разной высоте  $h_1$  и  $h_2$  (см. таблицу).

Относительные характеристики плотности потока при  $\mu = 0,01$ ,  $h_1 = 0,8$  м,  $h_2 = 1,6$  м

Параметр	$\sigma_1/\sigma_2$			$\sigma_1/\sigma_0$		
	1	5	100	1	5	100
	$\rho_1 = 1$ м, $\rho_2 = 2$ м, $\Delta\varphi = 0,59$			$\rho_1 = 5$ м, $\rho_2 = 6$ м, $\Delta\varphi = 0,18$		
$\phi_1(h_1)/\phi_0(h_1)$	$1,12 \cdot 10^{-2}$	$5,62 \cdot 10^{-2}$	1,12	$1,13 \cdot 10^{-3}$	$5,67 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{-1}$
$\phi_1(h_2)/\phi_0(h_2)$	$7,83 \cdot 10^{-3}$	$3,91 \cdot 10^{-2}$	$7,83 \cdot 10^{-1}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$	$6,35 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-1}$
$\Delta\phi_0 = 2(\phi_0(h_1) - \phi_0(h_2)) \times$ $\times (\phi_0(h_1) + \phi_0(h_2))^{-1} \cdot 100, \%$	17,5	—	—	17,5	—	—
$\Delta\phi = 2(\phi(h_1) - \phi(h_2)) \times$ $\times (\phi(h_1) + \phi(h_2))^{-1} \cdot 100, \%$	17,8	19,1	34,7	17,5	17,4	16,3

звоялет констатировать отсутствие надфонового пятна на площади детектирования, размер которой реально определяется как коэффициентом ослабления, так и эффектами заглибнения (см., например, работу [3]), которые здесь не рассматриваются. При  $N > 1$  практическая реализация предлагаемой методики представляется затруднительной, поэтому далее ограничимся случаем  $N = 1$  и опустим порядковые индексы координат. Умножив и разделив второе слагаемое на  $(\rho_2^2 - \rho_1^2)/2$ , получим

$$\phi = \phi_0 + \phi_1 = \frac{\sigma_0 E_1(\mu h)}{2} + \frac{A_1}{2\pi} \left\{ \frac{E_1(\mu\sqrt{\rho_1^2 + h^2}) - E_1(\mu\sqrt{\rho_2^2 + h^2})}{(\rho_2^2 - \rho_1^2)} \right\}, \quad (4)$$

где  $A_1 = \sigma_1 \Delta\varphi (\rho_2^2 - \rho_1^2)/2$  — суммарная надфоновая активность пятна. Для нахождения неизвестных величин  $A_1, \rho_1, \rho_2$  уравнения (4) необходимо измерить плотность потока на трех различных высотах. При этом, однако, пятно не удается локализовать по азимутальному углу. Если сместиться вдоль поверхности и повторить измерения, то в организуемую систему уравнений будут привнесены два новых неизвестных радиальных параметра  $\rho_1$  и  $\rho_2$ ; поэтому в этой точке доста-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1982. 482 с.
2. Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1978. 832 с.
3. Добрынин Ю.Л., Кузьмич В.В. Метод полевой полупроводниковой гамма-спектрометрии для радиоэкологических исследований (реализация расчетных моделей): Препринт ИАЭ-4899/1, 1989.

Поступило в Редакцию 1.07.93

УДК 546.831.661.883.66.094.1/2

**ВЛИЯНИЕ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ  
НА ЗАМЕДЛЕННОЕ ГИДРИДНОЕ РАСТРЕСКИВАНИЕ ЦИРКОНИЕВЫХ ТРУБ**

*Иванова С.В. (НИКИЭТ)*

При эксплуатации канальных реакторов внутренняя поверхность технологических каналов и каналов системы управления и защиты контактирует с потоком теплоносителя, наружная — с внутриреакторной средой. В качестве теплоносителя используется вода, внутриреакторной среды — инертный газ.

Применяемый для изготовления каналов циркониевый сплав (Zr—2,5% Nb) обладает способностью поглощать водород из газовой и водяной среды. При превышении предела растворимости в сплаве образуются пластинчатые выделения гидридов циркония, имеющие более низкую пластичность, чем металлическая матрица. Вследствие этого такие выделения являются участками образования трещин и легкими путями их развития. Трещина распространяется через гидридную фазу, затем задерживается в пластинчатой матрице. В период эксплуатации этот процесс последовательно повторяется. Такой механизм медленного ступенчатого роста субкритической трещины называют замедленным гидридным растрескиванием.

После изготовления в трубах канальных реакторов сохраняются остаточные напряжения, уровень которых может меняться от нуля до предела текучести в зависимости от технологии изготовления (правки) труб. В процессе эксплуатации на трубы дополнительно воздействуют напряжения, вызванные давлением теплоносителя на внутреннюю поверхность.

В работе исследовалось влияние на работоспособность циркониевых труб замедленного гидридного растрескивания в условиях совместного воздействия остаточных технологических напряжений и напряжений, создаваемых давлением теплоносителя.

Для реализации процесса гидридного растрескивания необходимо выполнение условия  $K_1 \geq K_{ц}$ , т.е. коэффициент интенсивности напряжений ( $K_1$ ) должен превышать некоторое пороговое значение ( $K_{ц}$ ).

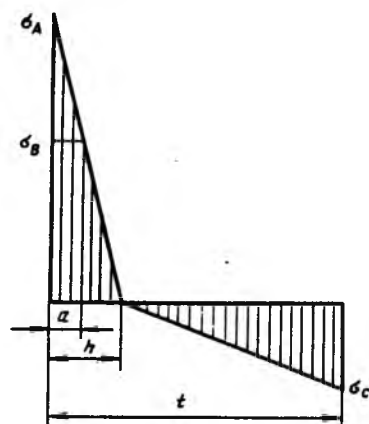
$K_{ц}$  зависит от технологии изготовления, термомеханической обработки, температуры эксплуатации, состава гидрида ZrH<sub>2</sub> и может колебаться в пределах  $K_{ц} \sim 3—12 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$  [1]. Поэтому были рассмотрены следующие варианты:  $K_{ц}$ , равный 3, 6, 12 МПа · м<sup>1/2</sup>.

Как уже отмечалось, на различных участках труб могут сохраняться разные по величине и знаку остаточные напряжения. Как показывают данные РНЦ «Курчатовский институт», область распространения положительных остаточных напряжений занимает до 1/4 толщины стенки трубы ( $t$ ). С учетом этих обстоятельств были рассмотрены различные случаи нагружения труб:

действует только давление теплоносителя на внутреннюю поверхность, остаточных напряжений нет;

действует давление теплоносителя и присутствуют остаточные напряжения, имеющие на наружной поверхности максимальное значение  $\sigma_A$  100, 200, 300 МПа и линейно спадающие до нуля на глубине  $h = t/4$ .

Принятая схема распределения остаточных напряжений приведена на рис. 1, где  $\sigma_A$  — наибольшие растягивающие остаточные напряжения;  $\sigma_B$  — напряжения в вершине рассматриваемой трещины;  $\sigma_C$  — остаточные напряжения сжатия.



Р и с. 1. Распределение остаточных напряжений по толщине стенки трубы