

рамках интегрального кода. Несмотря на отсутствие подгоночных параметров (при данном среднем выгорании параметр жесткости напрямую связан с интегральным количеством нарабатываемого плутония), модель обладает заметно лучшей предсказательностью по сравнению с наиболее широко используемым в настоящее время модулем TUBRNP. Для объяснения экспериментально наблюдаемой зависимости толщины реструктурированной области на периферии таблетки от среднего по сечению выгорания требуется учет влияния температуры на критический уровень выгорания, при котором начинается образование мелкозеренной структуры.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 99-02-17678.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Palmer I., Hesketh K., Jackson P. A model for predicting the radial power profile in a fuel pin. — In: Fuel Element Performance Computer Modelling, Rep. IWGFPT03, Vienna: IAEA, 1982, Applied Science, 1983, p. 321—328.
2. Lassmann K., O'Carroll C., van de Laar J., Walker C. The radial distribution of plutonium in high burnup UO_2 fuels. — J. Nucl. Mater., 1994, v. 208, p. 223—231.
3. Lanning D., Beyer C., Painter C. FRAPCON-3: Modifications to Fuel Rod Material Properties and Performance Models for High-Burnup Application. NUREG/CR-6534, PNNL-11513, v. 1, October, 1997.
4. Wiesenack W., Tverberg T. Thermal performance of high burnup fuel — in-pile temperature data and analysis. — In: Proc. of the ANS Meeting Light Water Reactor Fuel Performance. Park City, Utah, 2000, p. 626—631.
5. Галанин А.Д. Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах. Изд. 2-е. М.: Энергоатомиздат, 1989.
6. Щеглов А.С., Силоренко В.Д., Проселков В.Н. и др. Образование и развитие поверхностного слоя в топлинном сердечнике ВВЭР-440. — Атомная энергия, 1996, т. 80, вып. 3, с. 221—223.
7. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева и Е.З. Мельхова. М.: Энергоатомиздат, 1991.
8. Kinoshita M., Sonoda T., Kitajima S. et al. High burnup RIM project (II). Irradiation and examination to investigate RIM-structured fuel. — In: Proc. of the ANS Meeting Light Water Reactor Fuel Performance. Park City, Utah, 2000, p. 590—603.
9. Manzel R., Walker C. High burnup fuel microstructure and its effect on fuel rod performance. — Ibid., p. 604—614.

Поступила в Редакцию 19.10.01

УДК 621.039.555 + 535.23.08

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МОЩНОСТИ ЭКВИВАЛЕНТНОЙ ДОЗЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ГАММА-ЛОКАТОРА

Потапов В.Н., Чесноков А.В., Щербак С.Б. (РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Применение систем автоматизированного дистанционного измерения радиоактивного загрязнения — гамма-локаторов [1—4] в помещениях, загрязненных в результате радиационных аварий [5—8], позволяет получить данные о распределении плотности активности по всем поверхностям. Для расчета мощности эквивалентной дозы всего объема помещения на основе измеренных значений часто требуются дополнительные сведения о спектральном, угловом и пространственном (по глубине) распределениях источников фотонного ионизирующего излучения. Трудности при расчете возникают и в случае существенно неоднородного распределения плотности активности [9]. Способу и результатам расчета мощности эквивалентной дозы на примере измерений с помощью гамма-локатора в реакторном зале 4-го блока Чернобыльской АЭС [10, 11] осенью 1996 г. посвящена настоящая работа.

Метод расчета мощности эквивалентной дозы. Принцип действия гамма-локатора основан на регистрации потока фотонов в узком телесном угле спектрометричес-

ким коллимированным детектором (рис. 1). Результаты таких измерений позволяют оценивать плотность активности внутренних поверхностей загрязненных объектов и восстанавливать картину распределения мощности эквивалентной дозы внутри помещения. Если коллимированный детектор расположен в точке r_0 , направление оси коллиматора определяется вектором $\vec{\Omega}_0$ с угловыми координатами φ и ϑ , то функция аппаратного спектра $\Delta N_{\varphi, \vartheta}(E)$ сцинтилляционного детектора может быть выражена следующим образом:

$$\Delta N_{\varphi, \vartheta}(E) = \int_{\Delta\Omega} d\vec{\Omega} \beta(|\vec{\Omega}_0, \vec{\Omega}|) \times \int_0^{E_0} dE' \varepsilon(E') G(E, E') \Phi(r_0, \vec{\Omega}, E'). \quad (1)$$

Здесь $\beta(|\vec{\Omega}_0, \vec{\Omega}|)$ — угловая аппаратная функция коллимированного детектора [4]; $\varepsilon(E')$ — эффективность регистрации детектором фотонов энергией E' ; $G(E, E')$ — функция отклика детектора на регистрацию фотона энергией E' ; E_0 — максимальная энергия излучения, падающего на детектор; $\Delta\Omega$ — телесный угол зрения коллиматора; $\Phi(r_0, \vec{\Omega}, E)$ — дифференциальный по углу и энергии поток фотонов в точке r_0 .

Для малого телесного угла $\Delta\Omega$ функцию аппаратного спектра можно представить в виде

$$\Delta N_{\varphi, \vartheta}(E) \cong [\beta(|\vec{\Omega}_0, \vec{\Omega}^*|) \Delta\Omega] \int_0^{E_0} dE' \varepsilon(E') G(E, E') \Phi(r_0, \vec{\Omega}^*, E'), \quad (2)$$

где $\beta(|\vec{\Omega}_0, \vec{\Omega}^*|) \Delta\Omega \equiv \Delta\Omega_{\text{эф}}$ — эффективный телесный угол коллиматора; $\vec{\Omega}^* \in \Delta\Omega$.

Средняя длина свободного пробега фотонов в воздухе почти во всем диапазоне энергии составляет десятки метров, поэтому если пренебречь их поглощением и рассеянием в воздухе на пути от детектора до внутренней поверхности помещения, то

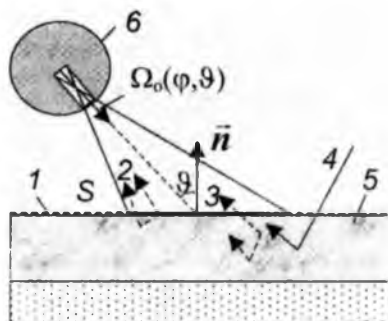
$$\Phi(r_0, \vec{\Omega}, E') = \Phi\left(r_S, \frac{r_0 - r_S}{|r_0 - r_S|}, E'\right). \quad (3)$$

Физический смысл выражения (3) заключается в том, что поток частиц в среде без поглощения и рассеяния не изменяется вдоль луча направлением $\Omega = (r_0 - r_S)/|r_0 - r_S|$ (точка r_S принадлежит лучу). Если точка r_S принадлежит поверхности S (см. рис. 1), то поток можно связать с поверхностной плотностью источника σ [12]:

$$\Phi(r_0, \vec{\Omega}, E) = \Phi\left(r_S, \frac{r_0 - r_S}{|r_0 - r_S|}, E\right) = \sigma(r_S, \vec{\Omega}, E) |n \vec{\Omega}|^{-1}. \quad (4)$$

Здесь n — нормаль к поверхности в точке r_S .

В пределах узкого телесного угла коллимированного детектора поверхностное загрязнение будем считать равномерным, тогда



Р и с. 1. Схема измерения гамма-локацией участка загрязненной поверхности объекта (помещения): 1 — поверхностный источник излучения; 2, 3 — нерассеянные и рассеянные кванты поверхностного и объемного источников, регистрируемые детектором; 4 — отраженные кванты других источников излучения; 5 — объемный источник; 6 — коллимированный спектрометрический датчик

$$\sigma(r_0, \vec{\Omega}, E) = \frac{A_S \delta(E - E_0)}{4\pi}, \quad (5)$$

где A_S — поверхностная активность источника излучения энергией E_0 .

Подставляя соотношения (4), (5) в выражение (2), получим

$$\Delta N_{\varphi, \vartheta}(E) = \frac{\Delta \Omega_{\text{эф}}}{4\pi} \varepsilon(E_0) G(E, E_0) A_S / \cos \Theta, \quad (6)$$

где $\cos \Theta = |\ln \vec{\Omega}^*| \approx |\ln \vec{\Omega}_0|$.

Проинтегрировав по энергетической области ΔE левую и правую части выражения (6), можно получить формулу для оценки A_S по области спектра ΔE :

$$A_S = \frac{4\pi \cos \Theta \int_{\Delta E} dE \Delta N_{\varphi, \vartheta}(E)}{\Delta \Omega_{\text{эф}} \varepsilon(E_0) \int_{\Delta E} dE G(E, E_0)} = C_A \cos \Theta \int_{\Delta E} dE \Delta N_{\varphi, \vartheta}(E). \quad (7)$$

Значение коэффициента C_A можно определять при калибровке прибора, используя для этих целей плоский источник с известной поверхностной активностью A_S .

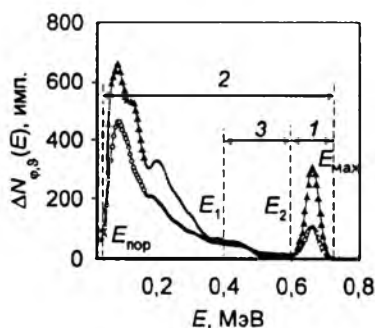
Характерный аппаратный спектр $\Delta N_{\varphi, \vartheta}(E)$ регистрации излучения плоского источника цезия представлен на рис. 2. Для оценки поверхностной активности A_S с помощью выражения (7) предлагается использовать следующие энергетические области:

ΔE — область пика полного поглощения γ -квантов энергией E_0 (1);

$\Delta E \in [E_{\text{пор}}, E_{\text{max}}]$ — интегральная скорость счета (2);

$\Delta E \in [E_1, E_2]$ — скорость счета комптоновского диапазона (см. рис. 2, 3).

Выбор энергетических областей обусловлен следующими причинами. В большинстве послеаварийных ситуаций основным долгоживущим радионуклидом, загрязняющим объекты, является цезий. Поэтому аппаратный спектр будет иметь пик полного поглощения, формируемый только нерассеянным излучением. Тогда для первого варианта выражение (7) имеет наилучшее приближение, так как оно получено в предположении условия (5), которое хорошо выполняется для нерассеянного излучения.



Р и с. 2. Аппаратурные спектры при регистрации излучения поверхностного ($\blacktriangle$) и объемного источников ($\circ$) с одинаковой поверхностной активностью A_S ; — — — энергетическая область спектра, используемая для оценки A_S

Для второго варианта оценка A_S с помощью выражения (7) может содержать методическую погрешность, обусловленную влиянием рассеянного и отраженного излучения, которые на аппаратном спектре проявляются, в основном, в области низкой энергии. В этой ситуации исследуемая поверхность будет характеризоваться поверхностным псевдоисточником [13], который будет содержать компонент низкоэнергетического рассеянного излучения. Это обстоятельство может приводить к завышению оцениваемых значений A_S .

Третий вариант предназначен для случая, когда источник является объемным, что является характерным в ситуации с реакторным залом 4-го блока вследствие образовавшихся завалов конструкционных материалов. Для этого случая исключаются пер-

вые два варианта, так как в объемном источнике нерассеянное излучение ослабляется (уменьшается скорость счета в пике полного поглощения, см. рис. 2) и появляется значительная доля рассеянного излучения. Однако в энергетическом диапазоне 400—600 кэВ скорость счета слабо изменяется при переходе от поверхностного к объемному источнику с толщиной до трех значений длины свободного пробега при одинаковой активности A_S (подробное объяснение этого факта изложено в работе [14]). Это позволяет оценивать поверхностную активность объемного источника в пределах указанной толщины.

Определенная таким способом поверхностная активность источников может быть использована в дальнейшем для восстановления распределения мощности эквивалентной дозы внутри помещения. Способ восстановления для случая истинного поверхностного загрязнения через использование информации о распределении A_S на внутренних поверхностях помещения описан в работе [9]. Такая ситуация была реализована при обследовании машинного зала 4-го блока в 1992 г. [10], однако при измерениях в реакторном зале условия существенным образом отличались. При сканировании с помощью гамма-локатора внутренних поверхностей реакторного зала разрушенного блока пришлось столкнуться со случаем существенно неоднородного распределения плотности радиоактивного загрязнения. Измеренная плотность активности изменялась в пределах от 0,05 до 2,5 ТБк/м², т.е. отличалась почти в 100 раз для отдельных мест. Загрязнение носило сложный характер, когда наряду с поверхностным загрязнением имелись обширные участки, являвшиеся объемными источниками фотонного ионизирующего излучения, поэтому в спектрах излучения загрязненных поверхностей в некоторых случаях присутствовала заметная доля рассеянного излучения. Сильно неоднородное распределение плотности активности приводило к тому, что расположенные в непосредственной близости мощные источники излучения создавали поток отраженных фотонов от поверхностей, реальный уровень загрязнения которых был более чем в 10 раз меньше. Традиционным в этом случае является переход, когда объемные источники заменяются поверхностными псевдоисточниками [13], в которых присутствует заметная доля низкоэнергетического рассеянного излучения. Но для реализации такого подхода при каждом измерении требуется процедура восстановления истинного спектрального распределения источника по данным аппаратурных спектров. Однако такой подход является трудоемким, поэтому был предложен способ восстановления мощности эквивалентной дозы с помощью измерений аппаратурных спектров гамма-локатора.

Как отмечалось, аппаратурный спектр детектора, расположенного в точке r_0 , можно формально связать с потоком $\Phi(r_0, \vec{\Omega}, E)$ с помощью выражения (1). В этой точке поток фотонов внутри телесного угла $\Delta\Omega$ создает мощность эквивалентной дозы $\Delta H(r_0)$, которая определяется по формуле

$$\Delta \dot{H}(r_0) = \int_{\Delta\Omega} d\vec{\Omega} \int_0^{E_0} dE' f_a(E) \Phi(r_0, \vec{\Omega}, E). \quad (8)$$

Здесь $f_a(E) \equiv \mu_a(E)E$, где $\mu_a(E)$ — линейный коэффициент поглощения энергии фотонов в тканеэквивалентной среде [15]; $\Delta\Omega$ — телесный угол, соответствующий углу зрения гамма-локатора.

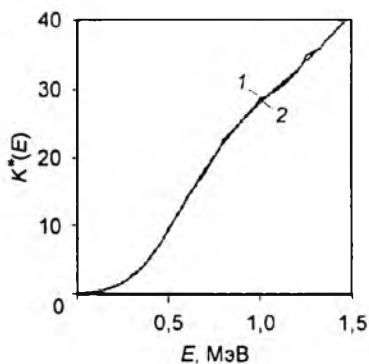
Поскольку и аппаратная функция $N(E)$, и мощность дозы $\Delta \dot{H}$ определяется одним и тем же потоком, то, очевидно, между ними должна существовать функциональная связь. Будем полагать, что такую функциональную зависимость можно определить по выражению

$$\Delta \dot{H}(r_0) = \int_0^{E_0} K(E)N(E)dE, \quad (9)$$

где $K(E)$ — функция, которая обеспечивала бы выполнение условия (9) для аппаратного спектра при регистрации фотонов любого спектрального состава. Используя выражения (1)—(3), легко показать, что функция $K(E)$ является решением интегрального уравнения

$$f_a(E) = \varepsilon(E)\Delta\Omega_{\text{эф}} \int_0^{E_0} dE' K(E')G(E, E'). \quad (10)$$

Решение интегрального уравнения (10) относится к некорректным задачам, поэтому здесь могут быть использованы специальные численные методы, например, метод регуляризации Тихонова [16]. Результаты численного решения уравнения (10) при



Р и с. 3. Зависимость $K^*(E)$ от энергии E шкалы аппаратного спектра детектора: 1 — аппроксимация полиномами 5-го порядка; 2 — численное решение уравнения (10)

$\Delta\Omega_{\text{эф}} = 1$, т.е. функциональная зависимость $K^*(E)$ представлена на рис. 3. В силу линейности уравнения (10) связь между $K(E)$ и $K^*(E)$ определяется простым соотношением $K(E) = K^*(E)/\Delta\Omega_{\text{эф}}$. Для практического использования функция $K^*(E)$ была аппроксимирована полиномом 5-го порядка, т.е. $K^*(E) \approx \sum_{i=0}^5 a_i E^i$. Такое представление функции $K^*(E)$ хорошо согласуется с численным решением уравнения (10), что подтверждают данные, также представленные на рис. 3.

При решении уравнения (10) функция отклика детектора $G(E, E')$ рассчитывалась методом Монте-Карло, $f_a(E)$ — через сечения взаимодействия фото-

нов, $\varepsilon(E)$ имеет простое аналитическое выражение для нормального падения фотонов на кристалл сцинтиллятора, которое всегда реализуется для детектора гамма-локатора с узконаправленным коллиматором.

Представленная на рис. 3 зависимость $K^*(E)$ имеет простой физический смысл. Как отмечалось, в области низкой энергии фотоны имеют высокую эффективность регистрации, но в дозу такие фотоны вносят меньший вклад, чем высокоэнергетические, имеющие более низкую эффективность регистрации. Поэтому согласно уравнению (9) $K^*(E)$ является весовым множителем для зарегистрированного фотона, значение которого уменьшается со снижением его энергии.

Определяемая по формуле (8) мощность эквивалентной дозы создается только фотонами, распространяющимися внутри телесного угла $\Delta\Omega$. Полную мощность в силу ее аддитивности в рассматриваемой точке r_0 можно найти по формуле

$$\dot{H}(r_0) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega} \int_0^{E_0} dE f_a(E) \Phi(r_0, \Omega, E). \quad (11)$$

Дальнейший способ расчета аналогичен описанному в работе [9], когда внутренняя поверхность обследуемого помещения заменяется приближенной замкнутой поверхностью, состоящей из треугольников, положение вершин которых связано с дискретностью углового сканирования при измерениях. В этом случае в выражении (11) интегрирование по телесному углу можно разбить на части, т.е. представить в виде

$$\dot{H}(r_0) = \sum_{j=1}^M \Delta \dot{H}_j(r_0) = \sum_{j=1}^M \int_{\Delta \Omega_j} d\vec{\Omega} \int_0^{E_0} dE' f_a(E') \Phi(r_0, \vec{\Omega}, E), \quad (12)$$

где $\Delta \Omega_j$ — телесный угол, под которым видна j -я треугольная поверхность S_j из точки r_0 ; M — общее число треугольников аппроксимируемой поверхности.

В то же время согласно уравнению (9) j -й компонент мощности эквивалентной дозы в формуле (12) можно представить в виде

$$\Delta \dot{H}_j(r_0) = \int_0^{E_0} dE' f_a(E) \int_{\Delta \Omega_j} d\vec{\Omega} \Phi(r_0, \vec{\Omega}, E') \equiv [\Delta \Omega_{\text{эф}}]^{-1} |\mathbf{n} \vec{\Omega}_j^*| \eta_j(r_0) \int_0^{E_0} K^*(E) N_j(E) dE, \quad (13)$$

где $N_j(E)$ — аппаратные спектры детектора от потока частиц, испущенных треугольной поверхностью S_j ; $|\mathbf{n} \vec{\Omega}_j^*|$ — средний косинус угла оси коллиматора с нормалью поверхности S_j ; $\eta_j(r_0)$ — функция, которая учитывает геометрический фактор ослабления потока частиц, испускаемых равномерно загрязненной треугольной поверхностью S_j .

При реальных измерениях гамма-локатором известны только функции $N_{ji}(E)$ ($i = 1, 2, 3$), соответствующие ориентации на вершины j -го треугольника. Поэтому соответствующим усреднением этих данных можно получить оценку $N_j(E)$. Таким же образом находится средний косинус угла между направлением оси коллиматора и нормалью к поверхности S_j . Пространственная ориентация треугольной поверхности S_j определяется по данным лазерного дальномера, которым снабжен гамма-локатор, и угловым координатам оси коллиматора φ, ϑ для каждой вершины треугольника.

Появление в выражении (13) функции $\eta_j(r_0)$ обусловлено переходом от интегрирования по телесному углу $\Delta \Omega_j$ к пространственному интегрированию по треугольной поверхности. Такой переход возможен благодаря использованию соотношения (3).

Формально коэффициент пропорциональности $[\Delta \Omega_{\text{эф}}]^{-1}$ в выражении (13) может быть найден через угловую аппаратную функцию детектора [4] (см. выражение (2)), но проще это сделать путем калибровки гамма-локатора по измеренной мощности эквивалентной дозы $\dot{H}(r_0)$ в точке расположения детектора:

$$C_k \equiv [\Delta \Omega_{\text{эф}}]^{-1} = \dot{H}(r_0) / \left\{ \sum_{j=1}^M \eta_j(r_0) |\mathbf{n} \vec{\Omega}_j^*| \int_0^{E_0} K^*(E) N_j(E) dE \right\}.$$

Для любой другой произвольной точки помещения мощность дозы будет определяться по формуле

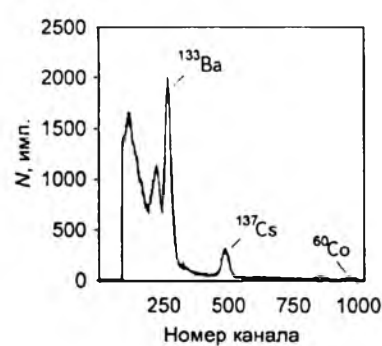
$$\dot{H}(r) = C_k \left\{ \sum_{j=1}^M \eta_j(r) |\mathbf{n} \vec{\Omega}_j^*| \int_0^{E_0} K^*(E) N_j(E) dE \right\},$$

т.е. мощность эквивалентной дозы рассчитывается только через изменение весовой функции $[\eta_j(r) |\mathbf{n} \vec{\Omega}_j^*|]$, которая является геометрическим фактором, зависящим от положения, площади и ориентации j -й треугольной поверхности.

Применение этого способа восстановления мощности эквивалентной дозы имеет очевидные преимущества по сравнению с традиционным, когда сначала восстанавливается спектральное распределение каждого источника излучения треугольной поверхности, затем определяется вклад этих источников. Определение спектрального распределения поверхностных источников относится к некорректным задачам. Их точ-

ность восстановления в значительной степени зависит от качества аппаратного спектра (его статистической погрешности), не говоря уже о том, что эта процедура более трудоемкая по сравнению с вычислением функционала вида (9) и ее нужно выполнять для каждого измерения.

Для проверки работоспособности метода с использованием весовой функции $K(E)$ и измеренного аппаратного спектра $N(E)$ был проведен модельный эксперимент, в котором поле излучения с разным уровнем мощности эквивалентной дозы формировалось набором комбинаций из трех источников с разным спектральным составом (^{133}Ba , ^{137}Cs и ^{60}Co). На рис. 4 представлен аппаратный спектр сцинтиляционного детектора (CsI(Tl) , $V = 5 \text{ см}^3$), который



Р и с. 4. Аппаратный спектр сцинтиляционного датчика CsI(Tl), полученный при регистрации излучения трех источников

получен в поле излучения, создаваемом одновременно тремя источниками. Описанным методом для всех аппаратных спектров находилась свертка с рассчитанной для этого детектора функцией $K(E)$ и определялась мощность эквивалентной дозы в точке расположения спектрометрического датчика. Одновременно в этой же точке дозиметром ДРГ-01Т измерялась мощность эквивалентной дозы.

Результаты измерений, полученные двумя способами, представлены в таблице. Как видно из данных таблицы, отличия не превышают 10%, что лежит в пределах допустимой погрешности измерений дозиметром данного класса.

Данные прямых и косвенных измерений мощности эквивалентной дозы, мкЗв/ч

Источник	Дозиметр ДРГ-01Т	Метод весовой функции
^{133}Ba	2,0	2,2
^{137}Cs	1,8	1,9
^{60}Co	2,6	2,9
$^{133}\text{Ba} + ^{137}\text{Cs}$	3,4	3,2
$^{133}\text{Ba} + ^{60}\text{Co}$	3,8	3,9
$^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$	3,8	4,2
$^{133}\text{Ba} + ^{137}\text{Cs} + ^{60}\text{Co}$	5,2	5,0

Результаты расчета мощности эквивалентной дозы внутри реакторного зала 4-го блока Чернобыльской АЭС. Одной из основных целей применения системы автоматизированного дистанционного измерения является получение распределения мощности эквивалентной дозы во всем объеме помещения с погрешностью не хуже точности стандартных дозиметров ~ 20—30%. Описанный подход позволяет исключить из рассмотрения структуру источников излучения, т.е. их изотопный состав, глубину проникновения радионуклидов в материалы и др. Поверхность помещения рассматривается как источник, излучающий изотропный по углу поток фотонов со спектром, который включает как прямое, так и рассеянное излучение.

На основе результатов измерений по описанному алгоритму была рассчитана мощность эквивалентной дозы в реакторном зале 4-го блока. Измерения проводили из одной точки (местоположение гамма-локатора показано на рис. 5). Аппроксимируемая внутренняя поверхность, состоящая из треугольников, имела форму сложного многогранника. Его внутренняя форма отражает только те поверхности реакторного зала, которые видны из точки расположения гамма-локатора. Основным дозообразующим радионуклидом на момент измерений (ноябрь 1996 г.) являлся ^{137}Cs .

Мощность эквивалентной дозы рассчитывали по равномерной сетке с постоянным шагом 1 м в горизонтальных плоскостях. Число плоскостей было равно 36, в вертикальном направлении они располагались на расстоянии 1 м одна от другой. За нулевой уровень принимался горизонтальный, на котором был расположен гамма-локатор. В качестве примера на рис. 5 показано распределение в плоскости, расположенной на этом уровне.

Сравнение с данными, измеренными дозиметром ДРГ-01Т в нескольких точках, показало совпадение в пределах стандартной ошибки измерения стандартных дозиметров.

На рис. 6 представлены результаты расчета мощности эквивалентной дозы в плоскости на уровне +7 м. Эти данные получены разными способами. Один из способов (вариант 3) соответствует описанной методике. В остальных случаях использовали распределение поверхностной активности источников A_S , которое оценивали по интегральной скорости счета в энергетическом интервале $\Delta E \in 50-740$ кэВ (вариант 1), скорости счета в области $\Delta E \in 400-600$ кэВ (вариант 2) и $\Delta E \in 600-740$ кэВ — фотопик излучения ^{137}Cs (вариант 4).

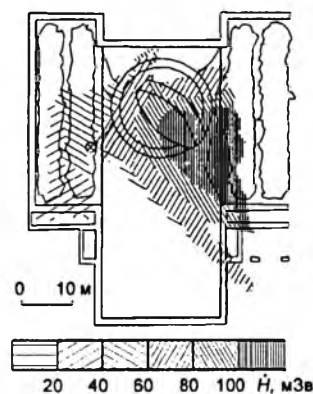
После определения активности A_S поверхностных источников ^{137}Cs по первому, второму и четвертому способам мощность эквивалентной дозы рассчитывалась только по вкладу нерассеянного излучения этих источников.

Из рис. 6 видно, что характер распределения значительно отличается для первого и четвертого случаев. При оценке мощности эквивалентной дозы по интегральной скорости счета получается завышенный результат, по скорости счета в области фотопика — явно заниженный. Как отмечалось, радиационные условия разрушенного реакторного зала характеризуются наличием не только поверхностных, но и объемных источников излучения. При объемном источнике значительная часть нерассеянного излучения ослабляется (поглощающие и конструкционные материалы), поэтому для четвертого варианта получаются заниженные значения поверхностной активности. Аналогично по интегральной скорости счета результаты завышены из-за существенного вклада рассеянного и отраженного излучения в низкоэнергетической области спектра.

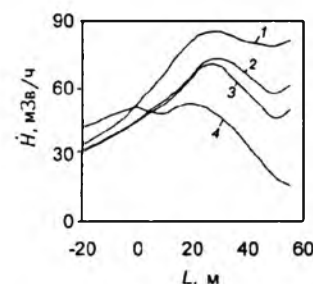
Известно, что вклад в мощность эквивалентной дозы излучения изотопов цезия, находящихся в приповерхностном слое толщиной в три длины свободного пробега фотонов энергией 662 кэВ, составляет свыше 95%. Поэтому в случае объемного источника излучения под поверхностной активностью следует понимать суммарную активность цезия, приходящуюся на единицу площади поверхности в слое толщиной до трех значений длины свободного пробега. Это основная дозообразующая активность ^{137}Cs .

При использовании для расчета активности, оцениваемой в слое толщиной три длины свободного пробега (основной дозообразующей активности), второго варианта и метода весовых функций — третьего получают наиболее согласованные по характеру и значению результаты оценки мощности эквивалентной дозы.

Заключение. Опыт применения гамма-локатора, разработанного для измерения распределения плотности активности источников фотонного ионизирующего излуче-



Р и с. 5. Распределение мощности эквивалентной дозы в плоскости на уровне расположения гамма-локатора: $\otimes$ — место установки при измерениях в реакторном зале



Р и с. 6. Распределение мощности эквивалентной дозы на высоте 7 м от уровня расположения, которое рассчитано вдоль прямой, направленной с севера на юг и проходящей над гамма-локатором

ния, показал возможность его использования при оценке распределения мощности эквивалентной дозы внутри помещений. Показано, что по результатам измерений аппаратурных спектров коллимированным детектором можно рассчитать мощность эквивалентной дозы во всем объеме помещения. В результате измерений, выполненных гамма-локатором, получено распределение поверхностной активности радиоактивного загрязнения внутри реакторного зала 4-го блока Чернобыльской АЭС.

На основе компьютерной базы данных результатов измерений можно решать конкретные задачи: от оценки вклада того или иного источника излучения в мощность эквивалентной дозы в разных точках до возможности моделирования дальнейшей дезактивации реакторного зала и оптимизации этих работ в процессе преобразования объекта «Укрытие».

Авторы благодарят С.В. Смирнова (НПТ РЭКОМ) и В.Е. Степанова (РНЦ «Курчатовский ин-т») за помощь в подборе экспериментального материала, А.А. Корнеева (объект «Укрытие», Украина) за помощь в работах на объекте «Укрытие». Работа частично финансировалась за счет средств программы INCO-COPERNICUS, грант № IC15-CT96-0807 (DG 12-COPE).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mollershead G., Orr C. A gamma scanner for pre-decommissioning monitoring and waste segregation. — Nucl. Engng, 1996, v. 37, № 1, p. 3—6.
2. Ramsden D., Bird A., Palmer M., Durrand P. Gamma-ray imaging system for the nuclear environment. — Remote Techniques for Hazardous Environments, BNES, 1995, p. 283—289.
3. Chesnokov A.V., Ignatov S.M., Potapov V.N. e.a. Determination of surface activity and radiation spectrum characteristics inside buildings by a gamma locator. — Nucl. Instrum. Meth. A, 1997, v. 401, p. 414—421.
4. Игнатов С.М., Потапов В.Н., Уруцкоев Л.И. и др. Автоматизированная система дистанционного определения характеристик полей фотонного ионизирующего излучения аварийных объектов. — Приборы и техника эксперимента, 1998, № 4, с. 134—139.
5. Волкович А.Г., Коба Ю.В., Ликсонов В.И. и др. Применение коллимированного детектора при ликвидации последствий аварии в машинном зале 4-го энергоблока Чернобыльской АЭС. — Атомная энергия, 1990, т. 69, вып. 6, с. 389—391.
6. Ivanov O.P., Chesnokov A.V., Sudarkin A.N. e.a. History of development of gamma-ray imagers in Russia since 1986. — Nucl. Instrum. Meth. A, 1999, v. 422, № 1—3, p. 677—682.
7. Волкович А.Г., Ликсонов В.И., Лобановский Д.А. и др. Измерение распределения поверхностной плотности активности в шахте реактора 4-го энергоблока Чернобыльской АЭС. — Атомная энергия, 1990, т. 69, вып. 3, с. 164—167.
8. Sudarkin A.N., Ivanov O.P., Stepanov V.E., Urutskoev L.I. Portable gamma-ray imager and its application for the inspection of the near-reactor premises contaminated by radioactive substances. — Nucl. Instrum. Meth. A, 1998, v. 414, p. 418—426.
9. Волкович А.Г., Потапов В.Н., Смирнов С.В. и др. Измерение полей фотонного ионизирующего излучения в реакторном зале 4-го блока Чернобыльской АЭС. — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 3, с. 203—207.
10. Chesnokov A.V., Fedin V.I., Gulyaev A.A. e.a. Application of gamma locator for contamination measurements inside 4-th reactor hall of Chernobyl NPP. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1998, v. 45, № 3, p. 986—991.
11. Волкович А.Г., Игнатов С.М., Потапов В.Н. и др. Результаты обследования радиационной обстановки центрального зала Чернобыльской АЭС с помощью гамма-локатора. Тезисы докл. VII Рос. конф. «Защита от ионизирующих излучений ядерно-технических установок». 22—24 сент. 1998, Обнинск, с. 285—286.
12. Кольчужкин А.М., Учайкин В.В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
13. Лалетин Н.И. Метод поверхностных псевдоисточников для решения уравнения переноса нейтронов (G_N -приближения). — В кн.: Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. Под ред. Я.В. Шевелева. М.: Атомиздат, 1974, с. 187—215.
14. Chesnokov A.V., Govorun A.P., Ivanov O.P. e.a. Method and device to measure ^{137}Cs soil contamination in-situ. — Nucl. Instrum. Meth. A, 1999, v. 420, № 1—2, p. 336—344.
15. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. 4-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1995. 496 с.
16. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов А.В., Ягода А.Т. Численные методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1990. 187 с.