

Полученные результаты и рекомендации могут быть использованы при разработке и создании гамма-абсорбционных комплексов контроля относительного содержания компонентов уран-гадолиниевой смеси в производстве тепловыделяющих элементов для нужд атомной энергетики.

Б.И. КАПРАНОВ, О.А. СИДУЛЕНКО, В.В. ВАРГА, Х. БАУМБАХ,
В.А. МАКЛАШЕВСКИЙ, В.Н. ФИЛИНОВ.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ КОРРЕКЦИИ ЗАТУХАНИЯ В КОМПТОНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Одним из основных мешающих факторов в реконструкции изображения внутренней структуры объектов в комптоновской томографии является ослабление первичных и рассеянных пучков в предыдущих слоях. Анализ коррекции влияния поглощения посвящены работы многих авторов [1-6]. Однако практическая полезность этих исследований ограничена оторванностью рассматриваемых физических моделей от реальности. Основной недостаток известных работ – это неучет разнородности контролируемого изделия по сечению и использование прошедшего излучения для коррекции затухания в предыдущих слоях. В статье приведены результаты анализа возможностей итерационного метода коррекции затухания, а также описан метод физической коррекции затухания первичного пучка за счет применения двух источников с разной энергией.

В комптоновской томографии информацию о плотности материала в данном элементе объема несет поток однократно рассеянных квантов, вышедших из этого объема и попавших в детектор. В статье описаны разработанные в НИИ ИН ТПУ методы интегральной коррекции затухания, основанные на итерационной процедуре коррекции измеряемых данных и на основе использования двух источников излучения с разными энергиями.

1. Метод послойной коррекции

Элемент объема контролируемого объекта, в пределах которого плотность практически не изменяется, называют элобом. То есть рассматриваемая ситуация соответствует случаю, когда размеры РО не превышают размеры элоба [1-6].

Рассмотрим схему сканирования рис. 1. Узкий пучок гамма-излучения от точечного источника S с эффективной энергией E (поз. 1) формируется коллиматором (поз. 2) и падает на контролируемый объект.

Рассеянное в элементе объема материала (поз.3) на угол θ_s излучение, проходя через коллиматор (поз. 5), попадает на детектор (поз. 4).

Коллиматоры представляют собой каналы с площадью поперечного сечения S_s и S_d соответственно и длинами каналов h_s и h_d .

Осуществляя пошаговое двухкоор-

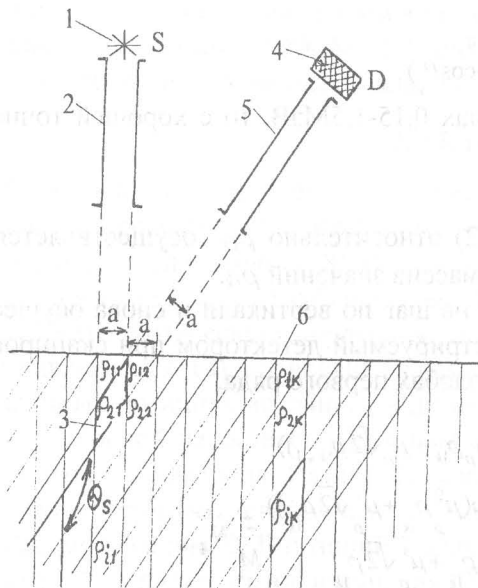


Рис. 1. Геометрия поточечного сканирования

динатное сканирование с шагом по горизонтали (то есть вдоль контролируемого сечения), равным апертуре коллиматора источника и по вертикали, с шагом, равным апертуре коллиматора детектора деленной на $\sin \theta_s$, мы условно разбиваем контролируемое сечение на элементы объема (элобы) с усреднённой по элобу плотностью ρ_{ik} ; где i - номер шага сканирования по вертикали или номер строки матрицы ρ_{ik} ; k - номер шага сканирования по горизонтали или номер столбца в матрице ρ_{ik} . Рассеяние квантов в этих элобах вызывает появление сигналов на детекторе.

Как показано в [1], максимум сигнала в детекторе, получаемый при входе РО в изделе, однозначно определяет плотность верхнего слоя.

Сканируя по горизонтали первый приповерхностный ряд элобов, для чего пошагово перемещают систему источник-детектор параллельно контролируемому сечению, получают на детекторе сигналы, однозначно связанные с ρ_{ik} этих элобов.

Для простоты рассуждения будем считать апертуры коллиматоров одинаковыми и равными "а".

Альбе́до-выход с линии длиной "у" равен

$$N_{ik}(y) = \int_0^y dN_{ik}(y) = \frac{N}{a} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot (1 - \exp(-\rho_{ik} a (\mu_\rho^0 + \sqrt{2}\mu_\rho^s))) \cdot \frac{\Gamma}{\mu_\rho^0 + \sqrt{2}\mu_\rho^s} \cdot \frac{z}{M} N_A \quad (1)$$

Полный альбе́до-выход из рассеивающего объема с координатами (1,к)

$$N_{ik}(y) = \int_0^a (N_{ik}(y) dy) = \frac{N}{a} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{\Gamma}{\rho_{ik} (\mu_\rho^0 + \sqrt{2}\mu_\rho^s)^2} \cdot (1 - \exp(-\rho_{ik} a (\mu_\rho^0 + \sqrt{2}\mu_\rho^s))) \cdot \frac{z}{M} N_A \quad (2)$$

где N_{ik} - количество квантов, рассеянных в элобе ρ_{ik} и регистрируемых детектором в единицу времени; μ_ρ^0, μ_ρ^s - массовые коэффициенты ослабления излучения с энергиями E_0, E_s , где E_s - энергия рассеянного пучка равна

$$E_s = \frac{E_0}{1 + \alpha(1 - \cos \theta_s)} \quad (3)$$

Если энергия излучения лежит в пределах 0,15-1,5МэВ, то с хорошей точностью можно положить

$$\mu_\rho = \sigma_\rho \quad (4)$$

Решение трансцендентного уравнения (2) относительно ρ_{ik} осуществляется численным методом. В результате мы получаем массив значений ρ_{ik} .

Переместим систему источник-детектор на шаг по вертикали и снова осуществим горизонтальное сканирование. Сигнал, регистрируемый детектором при сканировании второго ряда элобов, связан с ослаблением в элобах первого ряда.

$$N_{2k} = \frac{N}{a} \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \Gamma (1 - \exp(-a(\mu_\rho \rho_{1k} + \mu_\rho^s \sqrt{2}\rho_{1k+1}))) \cdot \frac{\rho_{1k}}{\mu_\rho^0 \rho_{1k} + \mu_\rho^s \sqrt{2}\rho_{1k+1}} \cdot \frac{1 - \exp(-a(\mu_\rho^0 \rho_{1k} + \mu_\rho^s \sqrt{2}\rho_{1k}))}{\mu_\rho^0 \rho_{1k} + \mu_\rho^s \sqrt{2}\rho_{1k}} \cdot \frac{z}{M} N_A \quad (5)$$

После подстановки, вычисленных с помощью (2) плотностей ρ_{1k} в (5) получаем трансцендентное уравнение относительно ρ_{2k} , которое решается аналогично (2). Также

восстанавливаются плотности всех нижележащих слоёв. Сигнал, соответствующий рассеянию в элементе с индексами i, k , имеет вид.

$$N_{ik} = \frac{N}{a} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Gamma(1 - \exp(-a(\mu_{\rho}^0 \rho_{i-1,k} + \mu_{\rho}^s \sqrt{2} \rho_{1k+i-1}))) \cdot$$

$$\cdot \frac{\rho_{ik}}{\mu_{\rho}^0 \rho_{i-1,k} + \mu_{\rho}^s \sqrt{2} \rho_{1k+i-1}} \cdot \frac{1 - \exp(-a(\mu_{\rho}^0 \rho_{i-1,k} + \mu_{\rho}^s \sqrt{2} \rho_{i-1,k})))}{\mu_{\rho}^0 \rho_{i-1,k} + \mu_{\rho}^s \sqrt{2} \rho_{i-1,k}} \cdot$$

$$\cdot \exp(-a(\mu_{\rho}^0 \sum_{j=2}^{j=i-1} \rho_{j,k} + \sqrt{2} \mu_{\rho}^s \sum_{j=2}^{j=i-1} \rho_{j,k})) \frac{z}{M} N_A$$

(6)

Решая уравнение (6) на каждом шаге сканирования по глубине, получаем распределение плотности в поперечном сечении с пространственным разрешением, определяемым размерами пучков. Такой рекуррентный алгоритм автоматически корректирует ослабление первичного и рассеянного излучений. Определённые трудности представляет учёт расходимости пучков и многократного рассеяния. При практической реализации алгоритма расходимость учитывается "в среднем". Для этого в выражении (5) в геометрический фактор Γ вводится поправка g , равная отношению площади сечения реального РО к Γ_0 , вычисленного для не расходящихся пучков при тех же размерах коллиматоров.

Недостатком отмеченного алгоритма является также влияние неровности поверхности, так как при низком качестве стартовых итераций погрешность вычисления ρ_{ik} с увеличением глубины накапливается. Для уменьшения этой погрешности на поверхности объекта предложено [2] поместить пластину из однородного материала с близкими атомным номером, и плотностью и с толщиной, немного превышающей размер РО по глубине. Исходное положение перед сканированием - РО находится целиком в эталонной пластинке.

Данный алгоритм поточечного сканирования обеспечивает пространственное разрешение 2,4 мм по глубине и 1 мм в продольном направлении, поэтому его используют в режиме "БЫСТРЫЙ ПРОСМОТР" для обнаружения крупных локальных или протяжённых дефектов и различных закладок.

2. Метод двух энергий

Возможность определения значения плотности при входе РО в объект (Глава 2.) позволяет определить распределение плотности по глубине, используя описанный выше итерационный алгоритм [8]. В этом алгоритме погрешность измерения ρ накапливается по мере увеличения глубины слоя. Меньшую погрешность можно обеспечить, если осуществить физическую коррекцию ослабления. Идея реализации такой коррекции представлена в [9–13] и основана на измерении потоков обратно рассеянного излучения в различных позициях источника и детектора, и при разных энергиях первичного излучения. Основной недостаток известных способов – необходимость двустороннего доступа к объекту контроля. Нами [14] разработан метод физической коррекции ослабления первичного пучка, свободный от отмеченного недостатка.

Рассмотрим рис. 2. В позиции 1 излучение с энергией E_1 направляется в изделие. В детектор D_1 попадает поток излучения dN_1 , рассеянного в зобе на глубине X (слой dx). Для этого случая, с учетом (3.1) справедливо соотношение

$$dN_1 = J_1 C_1 K_1 \cdot e^{-(\mu_1 + \mu_{s1}/\cos\theta)x} dx, \quad (7)$$

где μ_1 и μ_{s1} - линейные коэффициенты ослабления излучения источника с энергией E_1 и излучения с энергией E_{s1} , рассеянного на угол θ

$$K_1 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_1 N \frac{Z}{A} \rho(x), \quad (8)$$

где $\rho(x)$ - плотность тела на глубине X ; N , Z , A - соответственно число Авогадро, атомный номер и массовое число материала.

Изменим теперь позицию на 2. На место детектора D_1 поместим источник излучения S_2 с энергией E_2 , равной энергии E_{s1} , то есть

$$E_2 = \frac{E_1}{1 + \frac{E_1}{m_0 C^2} (1 - \cos\theta)} \quad (9)$$

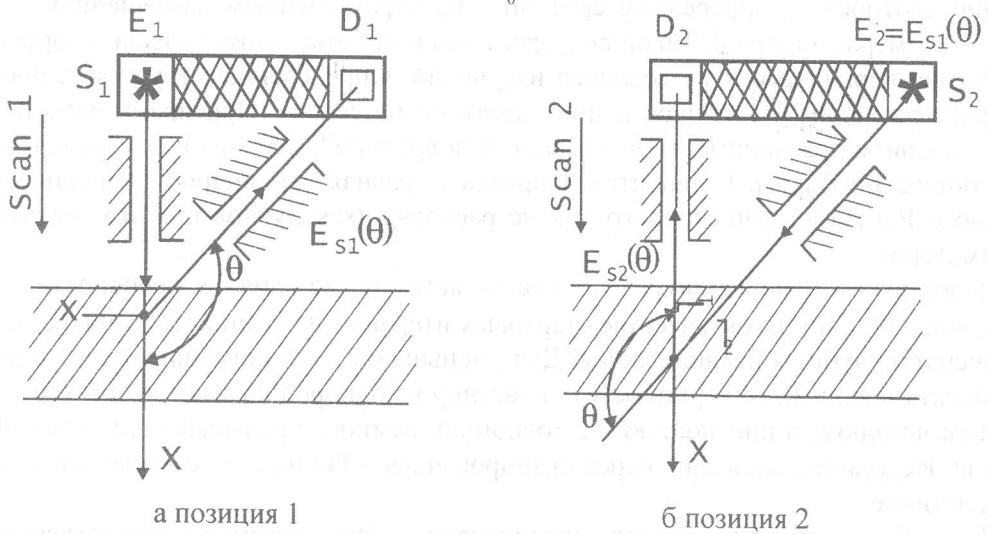


Рис. 2. Метод двух энергий. Пояснения в тексте

На место источника E_1 поместим детектор D_2 . Поток квантов в детекторе D_2 из слоя dx на глубине X равен

$$dN_2 = J_2 C_2 K_2 \cdot e^{-(\mu_{s1} + \mu_{s2}/\cos\theta)x} dx, \quad (10)$$

$$\text{где } K_2 = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_2 N \frac{Z}{A} \rho(x); \quad (11)$$

μ_{s2} - коэффициент линейного ослабления для квантов от источника S_2 , с энергией E_2 , рассеянных на угол θ .

Для неоднородного по сечению объекта в показателях экспонент в выражениях (7, 10) необходимо вместо коэффициентов ослабления μ_1 , μ_{s1} , μ_{s2} подставить соответствующие им линейные интегралы.

$$\mu = \int_l \mu(x) dx \quad (12)$$

Следовательно источником погрешности измерения плотности в слое dx на глубине x является изменение линейного коэффициента ослабления первичного пучка дви-

жения квантов от источника S_1 до рассеивающего объема на глубине x и от РО до детектора на пути $x/\cos\theta$.

Вычислим отношение потоков квантов в детекторах 1 и 2 в позициях 1 и 2.

$$\frac{dN_1}{dN_2} = \frac{J_1 C_1 K_1}{J_2 C_2 K_2} \cdot e^{-(\mu_1 - \mu_{s2})x}. \quad (13)$$

В этом выражении ослабление на участке l_2 с коэффициентом μ_{s1} отсутствует, то есть исключается «физически». Отношение

$$\frac{J_1 C_1 K_1}{J_2 C_2 K_2} = a = \text{const} \quad (14)$$

для заданного угла θ .

Коррекция изменения линейного коэффициента ослабления μ_1 и μ_{s2} на пути l_1 может быть осуществлена путем прямого измерения плотности первого слоя (случай, когда предшествующих слоев нет) по амплитуде отраженного сигнала в максимуме и использовании рекуррентного алгоритма вычисления плотности последующих слоев.

Прологарифмируем (13). Получим

$$x(\mu_1 - \mu_{s2}) = \ln \left(a \frac{N_2}{N_1} \right) \quad (15)$$

Знаки дифференциалов здесь опущены. Перейдем к конечным суммам для линейных коэффициентов ослабления μ_1 и μ_{s2} и выразим их через массивы μ_1^m и μ_{s2}^m .

Тогда для слоя ΔX на глубине x_i , имеющего плотность ρ_i , можно записать выражение для логарифма отношения потоков в детекторах D_1 и D_2 :

$$X_i \left(\sum_{i=1}^n \mu_1^m \rho_i - \sum_{i=1}^n \mu_{s2}^m \rho_i \right) = \ln \left(a \frac{N_{2i}}{N_{1i}} \right) \quad (16)$$

где n – количество слоев, предшествующих i -му слою.

Вынося из скобки плотность i -го слоя ρ_i , запишем

$$X_i \rho_i \left(\sum_{i=1}^n \mu_1^m - \sum_{i=1}^n \mu_{s2}^m \right) = \ln \left(a \frac{N_{2i}}{N_{1i}} \right) \quad (17)$$

Для первого слоя ($i=1$) можно вычислить плотность, она будет равна

$$\rho_1 = \frac{1}{X_1 (\mu_1 - \mu_{s2})} \ln \left(a \frac{N_{21}}{N_{11}} \right) \quad (18)$$

Сканируя объект жесткосвязанной системой источник – детектор по x , мы получим на втором шаге перемещения

$$X_2 (\mu_1^m \rho_1 + \mu_1^m \rho_2 - \mu_{s2}^m \rho_1 - \mu_{s2}^m \rho_2) = \ln \left(a \frac{N_{21}}{N_{12}} \right) \quad (19)$$

Из этого выражения получаем плотность слоя ρ_2

$$\rho_2 = \frac{1}{X_2 (\mu_1^m - \mu_{s2}^m)} \ln \left(a \frac{N_{22}}{N_{11}} \right) - \rho_1 \quad (20)$$

На третьем шаге перемещения получим

$$\rho_3 = \frac{1}{X_3 \left(\mu_1^m - \mu_{2s}^m \right)} \ln \left(a \frac{N_{23}}{N_{13}} \right) - \rho_1 - \rho_2 \quad (21)$$

Проведя полный процесс сканирования, получим массивы чисел N_{2i} и N_{1i} , соответствующие значениям потоков квантов в детекторах D_1 и D_2 .

Имея эти массивы, плотность i -го слоя на глубине X_i вычисляется по рекуррентной формуле

$$\rho_i = \frac{1}{X_i \left(\mu_1^m - \mu_{2s}^m \right)} \ln \left(a \frac{N_{2i}}{N_{1i}} \right) - \sum_{k=1}^{i-1} \rho_k \quad (22)$$

Для реализации метода двух энергий разработано устройство, структурная схема которого содержит измерительный блок (центральный источник и система кольцевых детекторов + центральный детектор и система кольцевых источников), механизм сканирования, схему управления, процессор, полутонный дисплей.

В качестве источников излучения использованы изотоп ^{181}W , имеющий энергию $E=150\text{кэВ}$, период полураспада 121 день, и источник ^{153}Cd с энергией 100кэВ и периодом полураспада 241,6 суток.

Механизмом перемещения измерительный блок медленно подводится к объекту контроля. В первый момент работают центральный источник (S_1) и система распределенных по окружности детекторов D_1 . Отразившиеся от объекта контроля кванты регистрируются детектором D_1 , с выхода которого информация поступает в блок амплитудного анализа. В момент достижения максимума на механизм сканирования поступает сигнал «останов на максимуме». По значению $N_{S_{\max}}$ и E_1 в процессоре вычисляется плотность первого слоя ρ_1 , который в данной системе является эталонным. На нем осуществляется привязка (настройка) чувствительности системы.

Затем измерительный блок опускается на шаг ΔX , измеряются поочередно значения N_{12} и N_{22} . По ним вычисляется плотность ρ_2 и поступает в память. И так далее. В итоге на дисплее строится изображение распределения плотности по сечению.

Выводы

Проведенный анализ показывает возможность применения математической процедуры пошаговой коррекции затухания в предыдущих слоях в случае использования одностороннего доступа к контролируемому изделию. При этом показана возможность реконструкции распределения плотности в поперечном сечении объекта. Показана также возможность и разработана схема сканирования, основанная на использовании источников излучения с двумя энергиями, полностью исключая ослабление первичного пучка излучения в предыдущих слоях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R.H. Bossi, K.D. Friddell, J.M. Nelson. Backscatter imaging. Materials evaluation/46/October, 1988. p. 1462 - 1467.
2. Челябин А.М., Капранов Б.И., Шаверин В.А., Бартошко В.А., Горбань Ю.П., Фомин О.А. Реконструкция распределения плотности в объекте по обратнорассеянному излучению. Сб. докладов межд. конф. по НМК, София, НРБ, 1990.
3. Капранов Б.И., Гизатулин Ш.Р., Гугович Б.К. Устройство для измерения интенсивности излучения с автоматическим вычитанием фона, АС № 1405519, 1988.
4. В.А. Горшков. Реконструкция распределения плотности по полю обратнорассеянного рентгеновского излучения//ЭВМ и микропроцессоры в системах контроля и управления: Сб. научн. тр./МАДИ. М., 1996. С. 18 - 27.

5. В.А. Горшков, М. Майзл, Х. Райтер. Рентгеновская томография на обратнорассеянном излучении//Международный симпозиум по исследованию и строительству в экстремальных условиях/Международная академия информатизации - М., 1996 С. 22.
6. В.А. Горшков, М. Кренинг, М. Майзл. Повышение разрешающей способности томографов на обратном рассеянии//14-я российская научно-техническая конференция - М.: 1996. С. 337 - 338.
7. Капранов Б.И., Дель В.Д., Красноженов В.П. Исследование характеристик рассеянного излучения в узких геометриях. Материалы конференции Молодые ученые и специалисты Томской области в IX пятилетке. Томск, 1975. – 8с.
8. Капранов Б.И., Сидуленко О.А., Маклашевский В.Я., Филинов В.Н. Способ измерения абсолютного значения плотности тела. Пат. №2086954, 1997.
9. 3.2326700, GO1N 9/24, A61B 6/00, GO IN 23/02. «Способ определения плотности тела рассеянным излучением и устройство для его осуществления». Публ. 28.09.76г., Франция.
10. В. 3.2544354, G01N. Способ определения плотности некоторых объектов при помощи проникающего излучения и устройство для его осуществления. Siemens A.G. Публ. 78 г., ФРГ.
11. П. 4123654, G01N 23/20. Способ определения плотности тел с помощью рассеянного излучения и устройство для осуществления этого способа. Публ. 31.10.78г., США.
12. В. 3.15.51835, G01N 9/24. Измерение плотности с помощью рассеянного излучения. Публ. 5.09.79г., Великобритания.
13. 3.2386055, GO1T 1/29, A61B 6/02, M05G 1/64. Устройство воспроизведения изображения среза тела с помощью рассеянного гамма- или рентгеновского излучения. Публ. 28.03.78 г., Франция.
14. Капранов Б.И., Маклашевский В.Я. Патент №2128818, 1999.

В.В. ВАРГА, Б.И. КАПРАНОВ, Х. БАУМБАХ, В.Л. ЧАХЛОВ, В.А. МАКЛАШЕВСКИЙ, В.Н. ФИЛИНОВ

ВЫДЕЛЕНИЕ ГРАНИЦ ОБЪЕКТОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В КОМПТОНОВСКОЙ ТОМОГРАФИИ

При контроле с помощью обратно-рассеянного излучения информация о линейных размерах неоднородностей содержится в функциональной зависимости изменения числа квантов в детекторе N_s при изменении положения рассеивающего объема V относительно неоднородности по направлению сканирования.

В статье исследовано поведение сканирующей функции $N_s(z)$ по одному направлению z при условии, что количество квантов в детекторе однозначно определяется величиной рассеивающего объема (РО), прошедшей в неоднородность. Сформулирована функция, изменяющаяся только при переходе через границу неоднородности, исследовано влияние ослабления первичного и рассеянного пучков предыдущими слоями, а также деформация апертурной функции рассеивающего объема за счет ослабления в самом РО.

Взаимное перемещение РО и неоднородности это основа получения информации о внутренней структуре контролируемого изделия. Схематически это может быть представлено Рис.1. Рассеивающий объем это геометрическая фигура, образованная пересечением первичного пучка излучения n_0 , который формируется коллиматором источника и пучком рассеянного излучения n_s , форма которого определяется геометрией коллиматора приемника (фигура DEFG). Количество однократно рассеянных в детектор квантов в положении РО, соответствующем координате z , определяется величиной элемента ABF, находящегося в неоднородности $V(z)$.

Величина рассеивающего объема $V(Z)$ постоянна при его движении внутри объекта, но его полная отражательная способность изменяется при переходе через границы неоднородности T1 и T2 (Z изменяется от $-\Delta$ до 0 для передней границы неоднородности T1 и от $H-\Delta$ до H для задней границы T2). При движении объема V внутри