

УДК 616-073.759, 616-073.756.8

## ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С УЧЕТОМ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ

А. С. Гоголев<sup>1</sup>, М. А. Казарян<sup>2</sup>, Н. А. Филатов<sup>1</sup>, А. В. Обходский<sup>1,\*</sup>,  
А. С. Попов<sup>1</sup>, С. Г. Чистяков<sup>1</sup>, А. А. Кизириди<sup>1</sup>

*В работе рассмотрена методика повышения информативности томографического исследования за счет использования дополнительной информации о поглощении излучения на разных энергиях. Положительный эффект от применения методики выражается в определении распределения различных компонентов по объему образца. Методика отличается тем, что при использовании спектрально-чувствительного матричного детектора исходные радиограммы с учетом спектральной информации получают за одно сканирование без перестройки режимов облучения.*

**Ключевые слова:** спектральная томография, рентгеновское излучение, рентгеновская трубка, полупроводниковый матричный детектор прямого преобразования.

*Введение.* Совокупность технических средств и новых алгоритмов обработки данных уже позволяет в томографических методах исследования использовать спектральную зависимость коэффициентов поглощения материалов для визуализации распределения компонентов в образце, что дает возможность отбирать наиболее информативные образцы для дальнейших прецизионных дорогостоящих анализов, сокращая сроки и объемы выполняемых лабораторных работ, уменьшая тем самым общие затраты на исследования [1].

Суть различных методов КТ не сильно различается и заключается в реконструкции (восстановлении) и визуализации пространственного распределения величины линейного коэффициента ослабления (ЛКО) рентгеновского излучения в плоском слое исследуемого объекта (ИО) в результате компьютерной математической обработки се-

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634034 Россия, Томск, пр-т Ленина, 30.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; \*e-mail: art707@tpu.ru.

рии теневых проекций, получаемых при просвечивании ИО рентгеновским пучком по различным направлениям. Основное отличие спектральной КТ заключается в реконструкции и визуализации пространственного распределения величины ЛКО для разных спектральных диапазонов с учетом истинных значений, что позволяет на порядок повысить достоверность исследования [2–4].

*Основы метода спектральной томографии.* Известно, что величина ЛКО любого вещества определяется химическим составом и его плотностью для определенной энергии излучения, а интенсивность излучения, прошедшего через образец, определяется законом Бугера–Ламберта. Предположим, что композитный образец, через который проходит рентгеновское излучение, состоит из  $m$  материалов. Тогда число прошедших через него квантов определяется по закону Бугера–Ламберта:

$$N(E, t) = N_0(E)e^{-\sum_{i=1}^m \mu_i(E)t_i}, \quad (1)$$

где  $N_0$  – это количество фотонов бомбардирующего спектра,  $E$  означает энергетическую линию, и вектор  $\vec{t}$  обозначает толщины  $m$  материалов с  $i = 1, \dots, m$ . Линейный коэффициент  $\mu_i$  описывает ослабление излучения материалом  $i$ . С появлением полупроводниковых матричных детекторов прямого преобразования [5] стало возможным определять количество квантов, попавших в определённый спектральный (энергетический) интервал (далее “бин”). С использованием данной информации можно реализовать различные подходы спектральной томографии.

Закон Бугера–Ламберта (1) можно переписать следующим образом:

$$\ln \left( \frac{N_0(E)}{N(E)} \right) = \sum_{i=1}^m \mu_i(E)t_i. \quad (2)$$

Перейдя к матричному виду, получим:

$$L(E) = \vec{M}(E)\vec{t}. \quad (3)$$

При количестве бинов больше одного, выражение принимает общий вид:

$$\vec{L} = M\vec{t}, \quad (4)$$

если количество рассматриваемых бинов принять за  $n$ , то  $M$  – это матрица размерностью  $m \times n$ , содержащая линейные коэффициенты ослабления материалов. Таким образом, измерив в  $n$  бинах начальное и полученное после образца количества фотонов  $N_0$  и  $N$ , и зная линейные коэффициенты поглощения материалов образца, решив матричное уравнение:

$$\vec{t} = M^{-1}\vec{L}, \quad (5)$$

можно вычислить толщины до  $m \leq n$  материалов композита. В частном случае двух-энергетической компьютерной томографии используется два бина, соответственно, количество декомпозируемых материалов ограничивается двумя. При увеличении количества бинов возрастает и количество материалов, которые можно декомпонировать.

Для полихромного излучения, как от рентгеновской трубки, в бин попадают кванты с разной близкой энергией, и число прошедших через образец квантов для данного бина рассчитывается по формуле:

$$N(E_l, E_h, t) = \int_{E_l}^{E_h} N_0(E) e^{-\sum_{i=1}^m \mu_i(E) t_i} dE, \quad (6)$$

где  $E_l$  и  $E_h$  – границы бина.

Если известно количество квантов, к формуле (6) можно применить итерационный алгоритм для вычисления вектора  $\vec{t}$ . Это позволяет использовать всю спектральную информацию, что ускоряет процесс набора статистики. Так как спектральная декомпозиция основывается на разнице зависимостей коэффициента поглощения разных материалов от энергии, выбор оптимальных границ бинов даёт наилучший контраст материалов. Оптимальное расположение границ бинов особенно актуально при декомпозиции материалов с краями поглощения. На рис. 1 (справа) показан график поглощения излучения для алюминия и раствора йодида калия, который имеет край поглощения на энергии 33 кэВ.

Для оценки оптимального расположения бинов необходимо построить пространство толщин, в котором для каждого варианта толщин декомпозируемых материалов рассчитывается расстояние Махаланобиса [6]:

$$z = \left\{ \sum_{k=1}^n \left[ \frac{x_k - \lambda_k}{\sigma_k} \right]^2 \times \frac{1}{n} \right\}^{1/2} = \left\{ \left[ \sum_{k=1}^n (x_k - \lambda_k(\vec{t}))^2 \frac{1}{\lambda_k(\vec{t})} \right] \times \frac{1}{n} \right\}^{1/2},$$

где  $n$  – это количество бинов,  $x_k$  – полученное с измерения количество квантов в  $k$  бине,  $\lambda_k(\vec{t})$  – количество квантов в  $k$ -ом бине, рассчитанное для вектора толщин  $\vec{t}$ . Истинный набор толщин  $\vec{t}$  имеем при  $z$ , равном 0. Для значений расстояния Махаланобиса  $z \leq 1$  наборы толщин определяются с вероятностью 68.3%. На рис. 1 (слева) показано такое пространство толщин для двух бинов с расположением границы на энергии 29 и 33 кэВ, доверительные регионы 68.3% представлены в виде эллипсов. Как можно видеть, при выборе границы расположения бинов на энергии 33 кэВ размер доверительного региона меньше, что даёт более точную декомпозицию с тем же набором статистики.

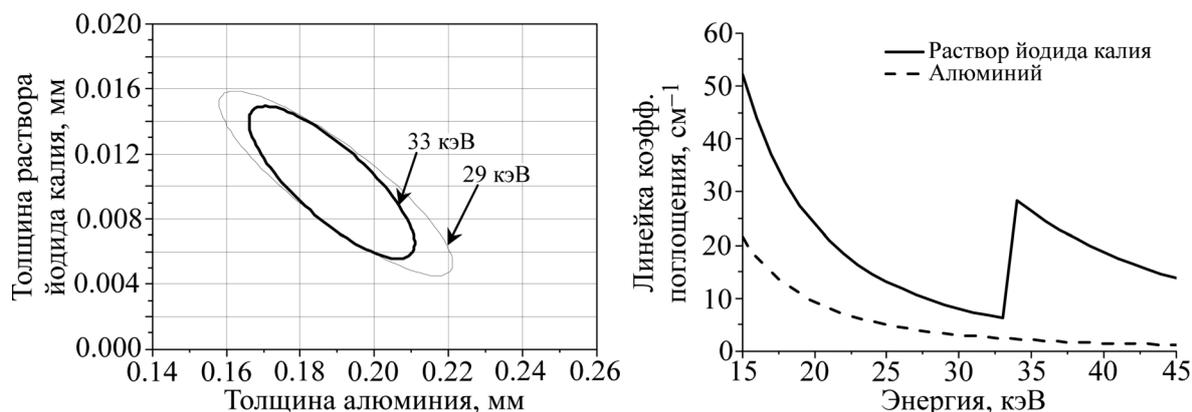


Рис. 1: Слева – пространство толщин с доверительным регионом 68.3% при расположении границы бинов на энергии 29 и 33 кэВ, справа – зависимость линейного коэффициента поглощения от энергии для алюминия и раствора йодида калия.

Мера, по которой можно оценивать оптимальное расположение бинов, записывается в виде [6]:

$$FOM = \left( \sum_{i=1}^m \left( \frac{\sigma_i}{\tau_i} \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad (7)$$

где  $\tau_i$  – это толщина материала  $i$ , соответствующая центру эллипса в пространстве толщин (см. рис. 1), а  $\sigma_i$  – разница толщин между центральной точкой эллипса и его краем.

Простым перебором возможных вариантов границы бинов можно определить максимальное значение  $FOM$ , что соответствует оптимальному выбору границы. На рис. 2 показан пример такого перебора для нашего случая. Как и ожидалось, максимальное значение  $FOM$  находится на 33 кэВ, что соответствует краю поглощения йода.

*Энергетическая калибровка.* Декомпозиция материалов по реконструированному спектру является наиболее оптимальной спектральной обработкой и требует проведения процедуры энергетической калибровки системы детектирования. Целью энергетической калибровки является получение аппаратурных форм линий (АФЛ) с требуемой точностью и реконструкция спектра исходного излучения. В данной работе использовалась высокоскоростная спектральная камера ModuPIX [7].

АФЛ получают, например, с использованием однокристалльного волнодисперсионного спектрометра. Количество необходимых и достаточных АФЛ зависит от выбранного шага сканирования и спектрального диапазона падающего излучения. С учетом фундаментальной энергетической разрешающей способности ModuPIX оптимальный шаг ска-

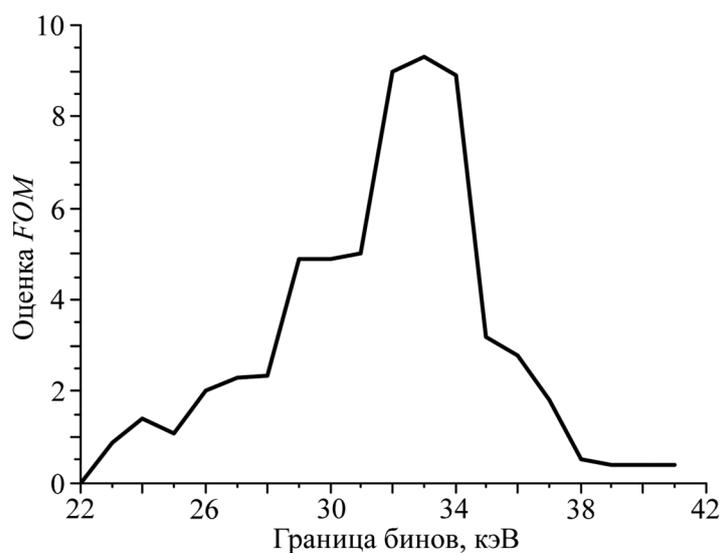


Рис. 2: Оценка оптимальной границы расположения бинов FOM для алюминия и раствора йодид калия.

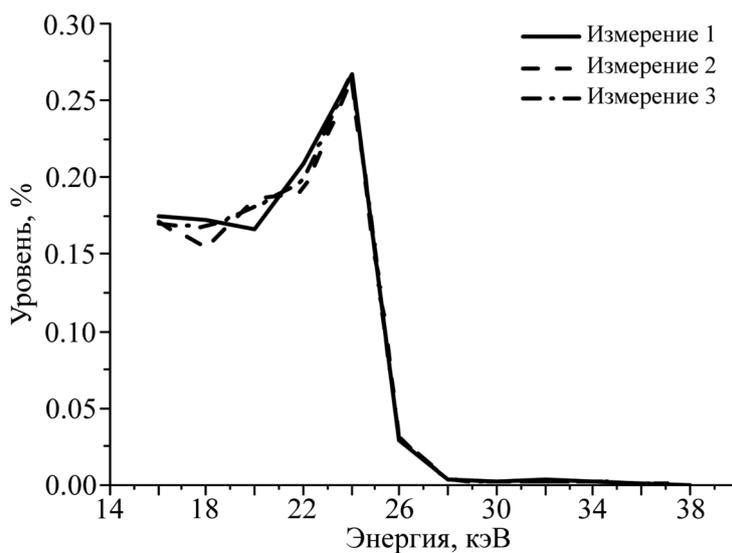


Рис. 3: Разные замеры АФЛ для одной энергетической линии.

нирования порядка 1 кэВ. Процесс набора АФЛ подвержен деградирующим факторам, таким как статистический шум, рассеянное излучение, флюоресценция материалов детектора и др. Набор достаточной статистики позволяет минимизировать влияние этих факторов до приемлемого уровня. На рис. 3 показаны АФЛ для разных измерений.

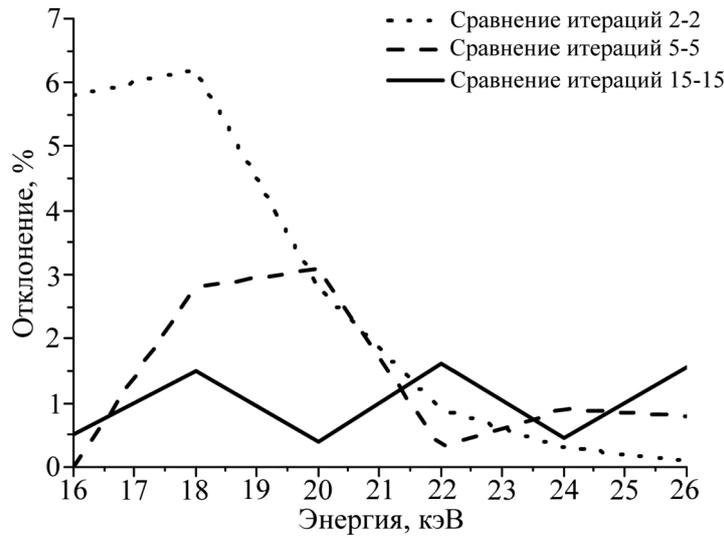


Рис. 4: Сравнения АФЛ для разного общего количества итераций.

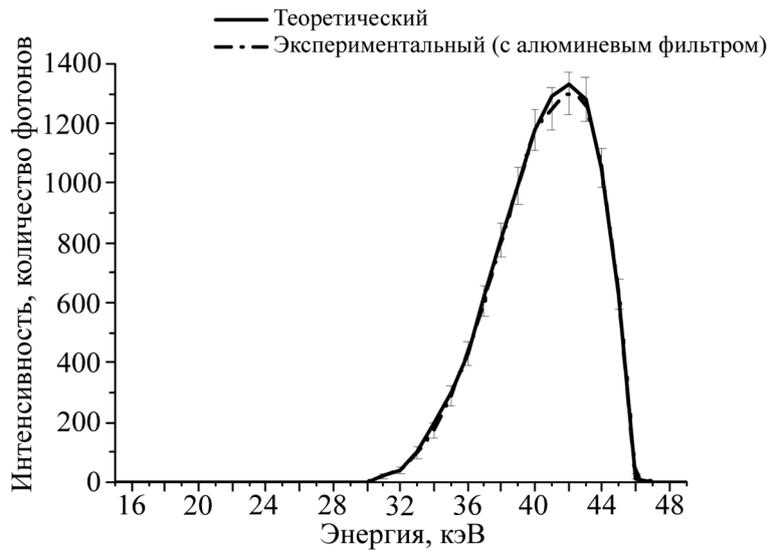


Рис. 5: Проверка энергетической калибровки путём сравнения экспериментального и теоретического спектров.

Для оценки окончания набора статистики применяется итерационный алгоритм, в котором одна итерация соответствует одному измерению. После набора определённого количества итераций их общее количество делится на два, и сравнивается отклик детектора, полученный из первой половины итераций, с откликом из набранной статистики второй половины. Если разница во всех бинах меньше двух процентов, набор АФЛ счи-

тается достаточным. На рис. 4 показаны результаты сравнения АФЛ при разном общем количестве итераций. Как видно, при количестве итераций более 30 выполняется условие окончания набора статистики.

После получения всех АФЛ с требуемой точностью проводится измерение спектра прямого пучка с настройками режима облучения, которые будут в дальнейшем использоваться для получения проекций. Из полученного в ходе такой операции зарегистрированного сигнала высчитывается спектр падающего излучения по формуле итерационного алгоритма одновременной алгебраической техники реконструкции [8]:

$$S_j^{n+1} = S_j^n + \lambda \frac{\sum_{i=1} \left\{ \frac{D_j - \sum_{k=1} R_{ik} S_k^n}{\sum_{k=1} R_{ik}} R_{ij} \right\}}{\sum_{i=1} R_{ij}}, \quad (8)$$

где  $S_j$  – значение  $j$  бина спектра исходного падающего излучения,  $D_i$  – значение  $i$  бина зарегистрированного спектра,  $R_{ij}$  – функция отклика для  $j$  бина спектра исходного падающего излучения и  $i$  бина зарегистрированного спектра, и  $\lambda$  – релаксационный параметр.

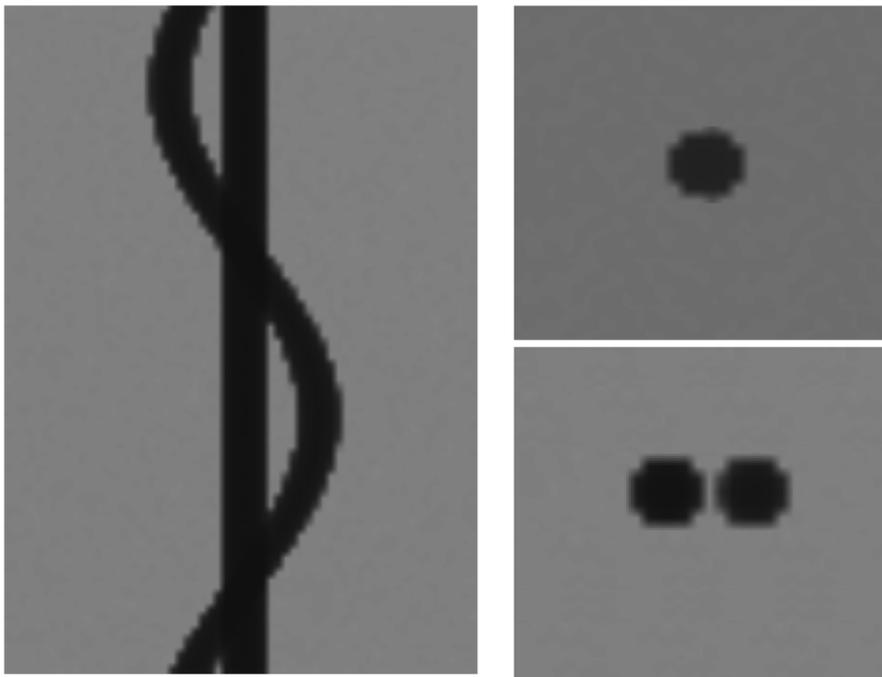


Рис. 6: Синограмма центрального среза (слева) и проекции на двух углах (справа), полученные на бине 16–20 кэВ.

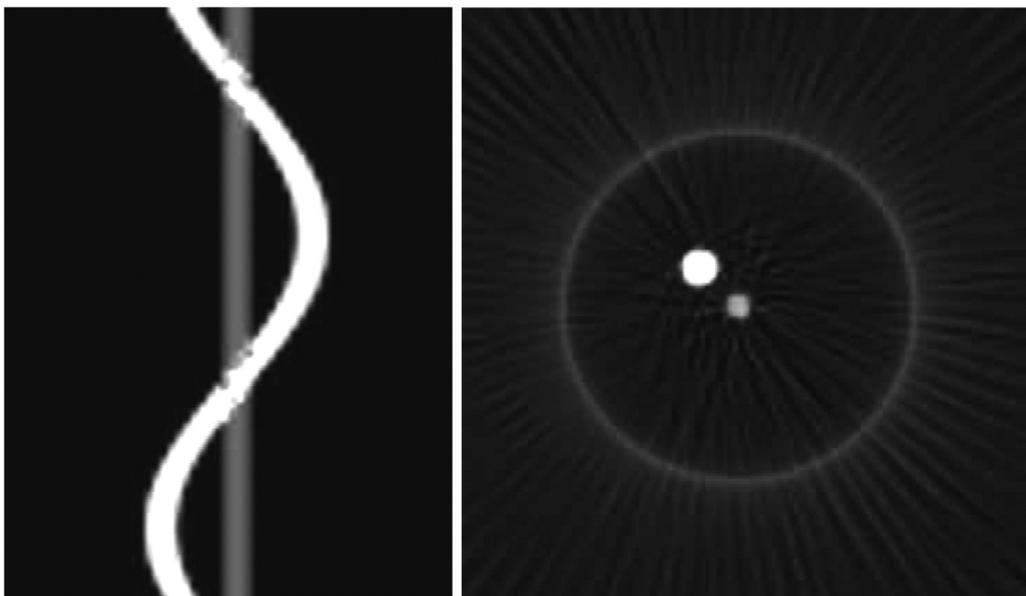


Рис. 7: Результат декомпозиции (слева) и томографический срез (справа) фантома из раствора йодида калия (темно-серый цвет) и алюминия (светло-серый цвет).

Верификация выполняется с использованием фильтра из известного материала с известной толщиной, который располагается перпендикулярно пучку. Реконструированный по экспериментальным данным спектр сравнивается с теоретическим. Разница значений в каждом бине должна быть в пределах статистической ошибки. На рис. 5 показан результат такого сравнения.

*Спектральное томографическое исследование.* После проведения энергетической калибровки переходят к основному этапу томографического исследования с использованием спектральной информации – этап получения проекций. На данном этапе необходимо произвести сканирование образца в спектральном режиме. В результате должны быть получены проекции с информацией количества отсчётов в каждом бине для каждого пикселя. На рис. 6 показаны проекции для одного из бинов, и как можем видеть, материалы неразличимы из-за малой разницы рентгеновской плотности. Отсканированная информация сохраняется в виде 4D изображений, где каждый воксель представлен в виде списка, элементом которого является количество фотонов, принятых в определённом бине.

После этапа сбора проекционных данных производится декомпозиция с использованием метода максимального правдоподобия (ММП) [9] в виду его эффективности. На рис. 7 (слева) показан результат декомпозиции и восстановленный срез (справа). Вос-

становление томографических изображений производится стандартными средствами и алгоритмами реконструкции, например, Фельдкамп.

*Заключение.* В работе представлены методика томографического исследования с учетом спектральной информации и результаты ее применения для тестового образца из алюминия и раствора йодид калия. Как можно видеть, применение полупроводниковых матричных детекторов прямого преобразования позволяет значительно повысить информативность томографических исследований. В частности, на теневых изображениях из-за близкой рентгеновской плотности материалы не различимы, тогда как спектральная обработка позволяет визуализировать это различие.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации. Соглашение о предоставлении субсидии RFMEFI57816X0198.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] А. С. Гоголев, М. А. Казарян и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **44**(12), 7 (2017).
- [2] N. G. Anderson and A. P. Butler, Contrast Media Mol Imaging **9**(1), 3 (2014).
- [3] N. G. Anderson, A. P. Butler, N. J. Scott, et al., Eur Radiol **20**(9), 2126 (2010).
- [4] J. P. Ronaldson, R. Zainon, N. Scott, et al., Med. Phys. **39**(11), 6847 (2012).
- [5] B. Norlin, A. Manuilskiy, H. Nilsson, and C. Fröjd, NIMA **531**(1-2), 265 (2004).
- [6] S. J. Nik, J. Meyer, and R. Watts, Phys. Med. Biol. **56**(18), 5969 (2011).
- [7] Modular high speed spectral camera ModuPIX [electronic resource] // URL: <http://advacam.com/en/products/modupix>, reference date 20.01.2018.
- [8] A. H. Andersen and A. C. Kak, Ultrasonic Imaging **6**(1), 81 (1984).
- [9] J. P. Schlomka et al., Phys. Med. Biol. **53**(15), 4031 (2008).

Поступила в редакцию 11 апреля 2018 г.