

УДК 535-34: 520.626

PACS: 07.85.Nc

Восстановление спектральных распределений по данным о пространственном распределении фотонов вторичного излучения

А. С. Лелюхин, Д. А. Муслимов

В работе предложен новый способ измерения спектральных распределений первичного излучения по профилю полей вторичного излучения, возбуждаемых в цилиндрическом рассеивающем теле. Показана связь между распределением по энергии фотонов первичного пучка излучения и распределением в пространстве порождаемых ими фотонов вторичного излучения. Приведены результаты моделирования, иллюстрирующие возможность реализации предложенного способа измерений.

Ключевые слова: регистрация фотонного излучения, поле вторичного излучения, восстановление спектра излучения, метод максимизации математического ожидания максимального правдоподобия.

Ссылка: Лелюхин А. С., Муслимов Д. А. // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 10.

Reference: A. S. Lelyukhin and D. A. Muslimov, Applied Physics, No. 5, 10 (2020).

Введение

Спектрометрия как метод, основанный на регистрации отдельных фотонов и определении их энергии, позволяет получать наиболее полную информацию о пучках излучения. Однако есть ряд прикладных задач, где классический подход неприменим, поскольку измерения в режиме фотон за фотоном ограничены быстродействием систем регистрации. Проблемы исследования и контроля радиационных характеристик полей излучения сверхкороткой длительности и высокой интенсивности решают с помощью неклассических спектрометров излучения. Неклассические методы спектрометрии предполагают одновременное использование нескольких детекторов с различной чувствительностью, работающих в режиме формирования сигналов, пропорциональных числу зарегистрированных

фотонов или их суммарной энергии. Параметры регистрируемых частиц при этом не измеряются [1].

Например, в [2] решалась задача определения спектра тормозного излучения, возбуждаемого на мишени электронным пучком линейного индукционного ускорителя длительностью 60 нс при импульсе тока 2 кА и энергии электронов 20 МэВ. Спектр восстанавливался по данным о дозе, накопленной аланиновыми дозиметрами, размещенными в пучке излучения за фильтрами из железа толщиной от 2 до 113 мм. Всего использовалось двенадцать каналов регистрации.

В работе [3] для анализа рентгеновского излучения плазменных объектов с длительностью импульса до 10 нс применялись сборки из термолюминесцентных дозиметров, установленных друг за другом в пучке излучения за разными металлическими фильтрами. При реконструкции спектральных распределений использовались как данные отдельных детекторов в сборке, так и данные об ослаблении излучения фильтрами. Количество каналов регистрации не превышало десяти.

Известны единичные образцы классических спектрометров, способных работать в прямых пучках излучения диагностических

Лелюхин Александр Сергеевич, доцент, к.т.н.
Муслимов Дмитрий Алексеевич, доцент, к.т.н.
Оренбургский государственный университет.
Россия, 460018, г. Оренбург, просп. Победы, 13.
E-mail: alex-ray@inbox.ru

Статья поступила в редакцию 26 мая 2020 г.

© Лелюхин А. С., Муслимов Д. А., 2020

рентгеновских трубок при напряжениях возбуждения до 150 кВ. Примером может служить рентгеновский спектрометр $X\text{-}123\text{CdTe}$. Это компактная система, позволяющая осуществлять прямое измерение спектров излучения [4]. Однако широкий энергетический диапазон и высокая интенсивность излучения требуют проведения сложной калибровки классических спектрометров. Авторами [5] предложен способ восстановления спектральных распределений, основанный на измерении интенсивности излучения, ослабленного алюминиевыми фильтрами разной толщины. Для регистрации излучения использовались сцинтилляционные детекторы на основе сцинтиллятора $LYSO$, работающего в паре с кремниевым фото-умножителем. Спектральные распределения восстанавливались по данным с девяти каналов регистрации.

В неклассических спектрометрах связь между энергетическим спектром регистрируемых частиц и откликом детекторов задается интегральным уравнением Фредгольма первого рода. При этом функция отклика системы регистрации легко выражается аналитически, исходя из закона Бугера-Ламберта-Бера. Для решения обратной задачи восстановления спектра излучения обычно используют подходы, основанные на преобразовании Лапласа, методе регуляризации Тихонова и методе максимизации математического ожидания максимального правдоподобия.

Повысить эффективность вычислительных алгоритмов реконструкции спектральных распределений можно, увеличив число каналов регистрации. Так, в работе [6] обсуждалась возможность построения системы на основе плоско-панельного детектора и ослабляющего фильтра в форме клина, покрывающего чувствительную поверхность детектора. В [7] для получения первичных данных об ослаблении пучка рентгеновского излучения использовался линейный многоканальный детектор на основе арсенида галлия.

Технология создания позиционно-чувствительных систем регистрации хорошо отработана. Однако необходимо учитывать проблему высоких нагрузок, при которых имеющегося динамического диапазона существующих систем регистрации для решения прикладных задач недостаточно. В таком случае можно перейти к измерениям в полях вто-

ричного излучения, имеющих меньшую интенсивность.

Целью работы является поиск нового способа восстановления спектрального состава импульсных пучков излучения, основанного на анализе связи пространственного распределения фотонов вторичного излучения с энергетическим распределением порождающих их фотонов первичного излучения.

Предлагаемые методы и подходы

Суть предлагаемого способа измерения (см. рис. 1) заключается в том, что в первичном пучке, возбуждаемом источником 1, вдоль направления распространения излучения располагается протяженное рассеивающее тело 2 из гомогенного материала. Вне поля первичного пучка вдоль образующей рассеивающего тела размещается линейный позиционно-чувствительный детектор 3, регистрирующий фотоны вторичного излучения и координаты их вылета. По форме полученного пространственного распределения восстанавливают спектральный состав первичного пучка излучения.

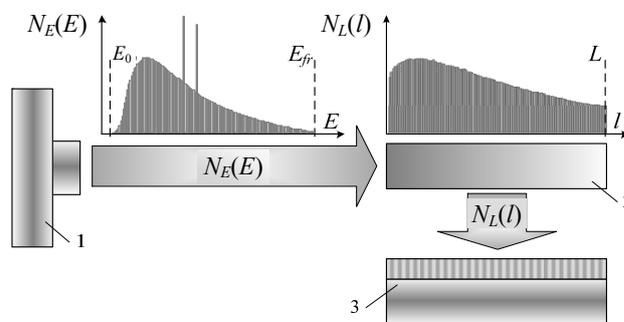


Рис. 1. Схема к описанию способа измерения спектрального состава излучения ($N_E(E)$ – число фотонов с энергией E в первичном пучке излучения; $N_L(l)$ – число фотонов вторичного излучения, покидающих рассеивающее тело в точках с координатами l).

Число фотонов $N_L(l)$ связано с числом фотонов в спектре первичного излучения $N_E(E)$ уравнением

$$N_L(l) = \int \int_{l, E} M(l, E) N_E(E) dE dl,$$

где $M(l, E)$ – функция отклика, определяющая вероятность регистрации фотона в точке с координатой l , при условии, что он имел энер-

гию E . Интегрирование идет по длине L образующей рассеивающего тела по всем энергиям $E \in [E_0, E_{fr}]$, формирующим спектр первичного пучка излучения. Здесь E_0 и E_{fr} соответственно нижняя и верхняя граничные энергии в спектре излучения.

В дискретном представлении число энергетических каналов определяется шагом квантования по энергии и шириной спектрального диапазона. Число пространственных каналов регистрации – длиной образующей рассеивающего тела и шириной канала регистрации детектора. При этом функция отклика переходит в матрицу отклика $M_{l,j}$, рассчитываемую в узлах сетки $\{l, j\}$.

Если матрица отклика известна, то для решения обратной задачи восстановления спектрального состава излучения можно использовать метод максимизации математического ожидания максимального правдоподобия [8], заключающийся в реализации вычислительного процесса, заданного итерационным уравнением

$$E_i^{(n+1)} = E_i^{(n)} \frac{1}{\sum_l M_{l,i}} \sum_l \frac{M_{l,j} F_l}{\sum_j M_{l,j} E_j^{(n)}},$$

где n – номер итерации; E_i – подлежит определению; F_l – известно из эксперимента;

$\left(\frac{1}{\sum_l M_{l,i}} \right)$ – нормирующий множитель, учи-

тывающий, что не все фотоны первичного пучка излучения рассеиваются в направлении боковой поверхности рассеивающего тела.

Вывод итерационного уравнения, исходя из общей постановки задачи, можно найти, например, в [9]. Однако в каждом конкретном случае есть детали, требующие обсуждения. Ниже приведены основные положения, раскрывающие связь между спектром источника и формой профиля поля вторичного излучения с учетом допущений, принятых в работе.

Предположим, что фотоны первичного пучка проникают в рассеивающее тело в режиме фотон за фотоном по j энергетическим каналам шириной ΔE , а фотоны вторичного излучения покидают рассеивающее тело по l пространственным каналам шириной Δl .

Апостериорная вероятность обнаружить в спектре источника фотоны с энергией E_i равна $P(E_i) = \frac{E_i}{\sum_j E_j}$, где E_i – число фотонов

первичного излучения, проникающих в рассеивающее тело по энергетическому каналу i . В знаменателе суммирование идет по всем энергетическим каналам j .

Апостериорная вероятность вылета фотона вторичного излучения через боковую поверхность рассеивающего тела в точке с координатой l равна $P(F_l) = \frac{F_l}{\sum_l \sum_j M_{l,j} E_j}$, где F_l –

число фотонов вторичного излучения, регистрируемых в пространственном канале l . В знаменателе суммирование идет по всем пространственным каналам, в каждом из которых регистрируется $F_l = \sum_j M_{l,j} E_j$ фотонов.

С другой стороны, воспользовавшись формулой полной вероятности, можно записать априорные вероятности:

$$P(E_i) = \sum_l P(E_i / F_l) P(F_l);$$

$$P(F_l) = \sum_j P(F_l / E_j) P(E_j),$$

где $P(E_i / F_l)$ – вероятность поступления первичного фотона с энергией E_i в рассеивающее тело при условии появления вторичного фотона в канале с номером l ; $P(F_l / E_i)$ – вероятность регистрации вторичного фотона в канале l при условии, что первичный фотон имел энергию E_i .

Согласно формуле Байеса, $P(E_i / F_l) = \frac{P(F_l / E_i) P(E_i)}{\sum_j P(F_l / E_j) P(E_j)}$, где в знаменателе стоит

вероятность регистрации фотона вторичного излучения в канале l , обусловленная всеми фотонами первичного пучка.

Тогда

$$P(E_i) = \sum_l \frac{P(F_l / E_i) P(E_i)}{\sum_j P(F_l / E_j) P(E_j)} P(F_l),$$

где $P(E_i)$ – неизвестно и подлежит определению, а $P(F_l)$ – известно из результатов опыта.

Искомое распределение фотонов первичного пучка излучения задается вероятностью $P(E_i)$, присутствующей слева и справа в последнем уравнении. Принимая некоторое начальное приближение $P^{(0)}(E_i)$ и учитывая, что $P(F_l / E_i) = M_{l,i}$, найдем оценку искомой вероятности после n итераций $P^{(n+1)}(E_i) = P^{(n)}(E_i) \sum_j \frac{M_{l,j} P(F_j)}{\sum_j M_{l,j} P^{(n)}(E_j)}$. Переходя от ве-

роятностей $P(E_i)$ и $P(F_l)$ к распределениям E_i и F_l , получим итерационную формулу метода максимизации математического ожидания максимального правдоподобия, записанную выше.

Результаты моделирования

Эффективность предложенного способа восстановления спектральных распределений подтверждается результатами вычислительного эксперимента на примере спектров излучения рентгеновской трубки с вольфрамовым анодом.

В вычислительном эксперименте решалась прямая задача нахождения отклика системы регистрации на первичное излучение заданного спектрального состава. Вектор первичных энергий $\{\Sigma_j\}$ формировался методом отбора [10] в соответствии с формулой Крамера [11]. Далее методом Монте-Карло разыгрывалось взаимодействие 10^6 фотонов с веществом цилиндрического рассеивающего тела. В результате были рассчитаны пространственные распределения фотонов вторичного излучения вдоль образующей рассеивающего тела $\{F_l\}$.

В качестве примера на рисунке 2 приведен профиль поля вторичного излучения, возбуждаемого в окрестности цилиндрического рассеивающего тела радиусом 5 мм, выполненного из алюминия.

Для формирования матрицы отклика $M_{l,j}$ рассчитывалась реакция системы регистрации на моноэнергетическое излучение в диапазоне энергий фотонов от 1 до 150 кэВ на равномерной сетке, заданной с шагом $\Delta E = 1$ кэВ по энергии и шагом $\Delta l = 200$ мкм по пространственной координате. На рис. 3 при-

ведено графическое представление матрицы отклика для цилиндрического рассеивающего тела радиусом 5 мм, выполненного из алюминия.

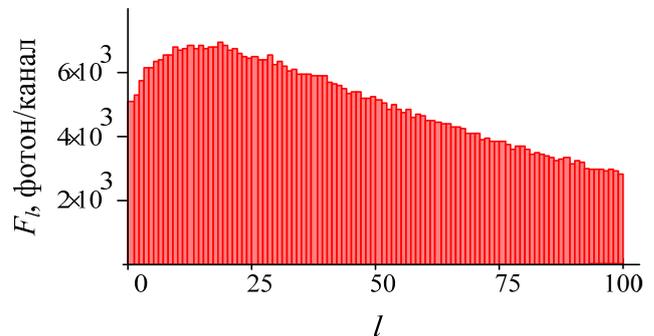


Рис. 2. Профиль поля вторичного излучения (расчет выполнен для первичного излучения, соответствующего напряжению генерации 110 кВ и суммарной фильтрации 2 мм в алюминиевом эквиваленте; ширина пространственного канала 200 мкм).

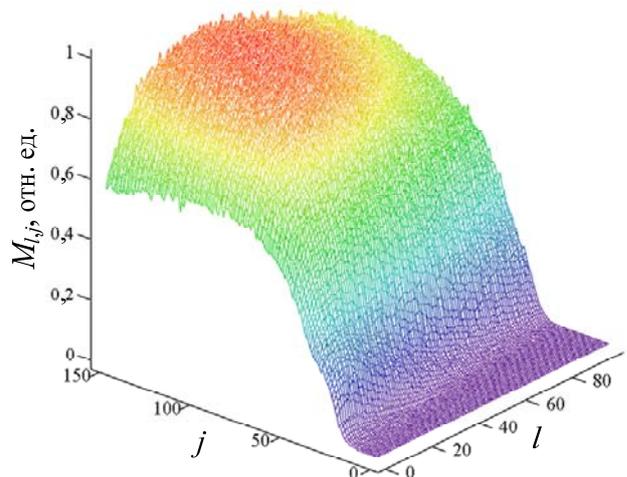


Рис. 3. Матрица отклика системы регистрации.

Выбор материала рассеивающего тела обуславливается двумя факторами. С одной стороны, в диапазоне энергий профили полей вторичного излучения должны значительно изменяться, с другой стороны, в области минимальных энергий отклик системы не должен быть нулевым.

Обратная задача заключалась в реализации итерационного процесса для начального приближения распределения спектра излучения, определенного вектором $\{E_j^{(0)}\}$. На вектор $\{E_j^{(0)}\}$ особые ограничения не накладываются, однако удачный выбор начального

приближения может ускорить достижение оценки максимального правдоподобия. Учитывая, что в спектре вторичного излучения доля фотонов низких энергий мала, а при приближении к верхней граничной энергии в спектре первичного излучения число фотонов асимптотически убывает, в качестве начального приближения принималось распределение, заданное уравнением $N_E(E) = \frac{E_{fr} - E}{E}$.

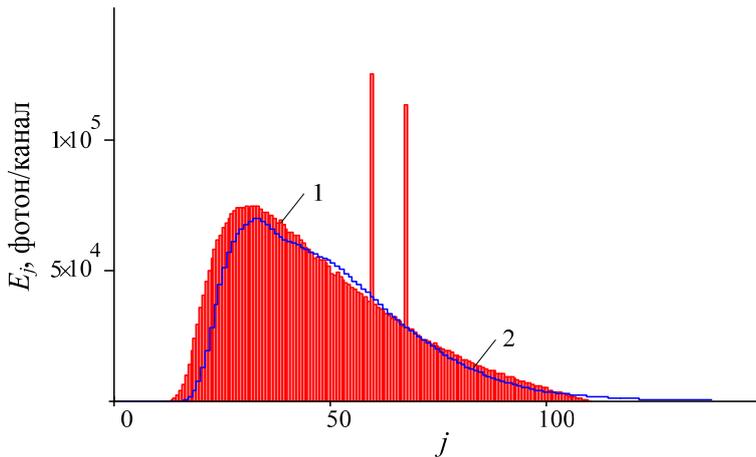


Рис. 4. Результат восстановления спектра излучения, возбуждаемого при напряжении 110 кВ (1 – спектр первичного излучения; 2 – спектральное распределение, восстановленное по профилю поля вторичного излучения; ширина энергетического канала 1 кэВ).

Особенностью реализуемого вычислительного процесса является накопление высокочастотной составляющей в решении, приводящей к ложным вариациям восстанавливаемых спектральных распределений. С целью ее устранения в вычислительный алгоритм было заложено сглаживание на основе функции Гаусса, выполняемое для одного процента итераций, выбираемых случайно. Такое решение позволило останавливать накопление высокочастотных составляющих и не вносить низкочастотных искажений.

Близость исходных $\{\Sigma_j\}$ и восстановленных $\{E_j\}$ спектральных распределений оцени-

валась по формуле $\delta = \frac{\sqrt{\sum_j (E_j - \Sigma_j)^2}}{\sqrt{\sum_j (\Sigma_j)^2}}$. В вы-

числительном эксперименте в диапазоне напряжений возбуждения первичного излучения от 70 до 150 кВ, коэффициент δ менялся в пределах от 0,8 до 0,2. Наилучшее согласие результатов наблюдалось в случае, если граничная энергия в восстанавливаемом спектре считалась известной и задавалась точно.

Вектор энергий $\{E_j^{(0)}\}$ формировался методом отбора.

Критерием достижения оценки максимального правдоподобия в работе служило условие минимума функционала направленного расхождения, предложенное в [12]. После выполнения условия выхода из итерационного процесса фиксировалось распределение фотонов первичного пучка излучения по энергии $\{E_j\}$ (см. рис. 4).

Заключение

Предложенный в работе способ восстановления спектральных распределений тормозного излучения по профилю полей вторичного излучения позволяет выполнять измерения энергетических спектров с помощью неспектрометрических позиционно-чувствительных детекторов и может применяться при решении задач диагностики импульсных пучков излучения высокой интенсивности.

Возможность перехода к измерениям в полях вторичного излучения, имеющих меньшую интенсивность, подтверждается результатами вычислительного эксперимента. Показано, что задача восстановления спектральных распределений по экспериментальным данным о пространственном распределении фотонов вторичного излучения может быть решена методом максимизации математического ожидания максимального правдоподобия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колеватов Ю. И., Семенов В. П., Трыков Л. А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

2. Cao J., Xiao R., Chen N., Cao H., Yin Z. // Nucl. Sci. Tech. 2015. Vol. 26. № 4. P. 040403.
3. Баловнев А. В., Григорьева И. Г., Додулад Э. И., Савёлов А. С., Салахутдинов Г. Х. // Прикладная физика. 2013. № 4. С. 23.
4. Josilene C. Santos, Alessandra Tomal, Tânia A. Furquim, Agnes M. F. Fausto, Maria S. Nogueira, Paulo R. Costa. // Med. Phys. 2017. Vol. 44. № 7. P. 3504.
5. Cao J., Jiang C. Y., Zhao Y. F., Yang Q. W., Yin Z. J. // Nucl. Sci. Tech. 2016. Vol. 27. № 2. P. 45.
6. Gallardo S., Ródenas J., Verdú G. // Radiat. Phys. Chem. 2019. Vol. 155. P. 233.
7. Лелюхин А. С., Пискарьева Т. И., Корнев Е. А. // Прикладная физика. 2018. № 2. С. 90.
8. Endrizzi M., Delogu P., Oliva P. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2014. Vol. 102. P. 42.
9. Теребиж В. Ю. Введение в статистическую теорию обратных задач. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
10. Соболевский Н. М. Метод Монте-Карло в задачах о взаимодействии частиц с веществом. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2017.
11. Жутяев С. Г., Смелик Г. И., Мишкинис А. Б., Мишкинис Б. Я., Чикирдин Э. Г. // Медицинская техника. 2001. № 4. С. 3.
12. Тараско М. З. Метод минимума направленного расхождения в задачах поиска распределений. Препринт ФЭИ № 1446. Обнинск, 1983.

PACS: 07.85.Nc

Reconstruction of spectral distributions from data on the spatial distribution of secondary radiation photons

A. S. Lelyukhin and D. A. Muslimov

Orenburg State University
13 Pobedy Ave., Orenburg, 460018, Russia

Received May 26, 2020

A new method is proposed for measuring the spectral distributions of primary radiation over the profile of the secondary radiation fields excited in a cylindrical scattering body. The relationship between the energy distribution of the photons of the primary radiation beam and the spatial distribution of the photons of the secondary radiation is shown. The simulation results illustrating the possibility of implementing the proposed measurement method are presented.

Keywords: registration of photon radiation; secondary radiation field; radiation spectrum reconstruction; maximum likelihood expectation maximization method.

REFERENCES

1. Yu. I. Kolevatov, V.P. Semenov, and L. A. Trykov, *Neutron and gamma-ray spectrometry in radiation physics*, (Energoatomizdat, Moscow, 1991) [in Russian].
2. J. Cao, R. Xiao, N. Chen, H. Cao, and Z. Yin, Nucl. Sci. Tech. **26**, 040403 (2015).
3. A. V. Balovnev, I. G. Grygoryeva, E. I. Dodulad, A. S. Savelov, and G. Kh. Salakhutdinov, Applied Physics, No. 4, 23 (2013).
4. J. C. Santos, A. Tomal, T. A. Furquim, A. M. F. Fausto, M. S. Nogueira, and P. R. Costa, Med. Phys. **7**, 3504 (2017).
5. J. Cao, C. Y. Jiang, Y. F. Zhao, Q. W. Yang, and Z. J. Yin, Nucl. Sci. Tech. **2**, 45 (2016).
6. S. Gallardo, J. Ródenas, and G. Verdú, Radiat. Phys. Chem. **155**, 233 (2019).
7. S. Lelyukhin, T. I. Piskaryova, and A. Kornev, Applied Physics, No. 2, 90 (2018).
8. M. Endrizzi, P. Delogu, and P. Oliva, Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy **102**, 42 (2014).
9. V. Yu. Terebyzh, *Introduction to the statistical theory of inverse problems*, (Fizmatlit, Moscow, 2005) [in Russian].
10. N. M. Sobolevsky, *Monte Carlo method in problems on the interaction of particles with matter* (Fizmatlit, Moscow, 2017) [in Russian].
11. S. G. Zhutyayev, G. I. Zhutyayev, A. B. Mishkinis, B. Y. Mishkinis, and E. G. Chikirdin, Biomedical Engineering **4**, 3 (2001).
12. M. Z. Tarasco, *The method of minimum directional divergence in problems of finding distributions*, (Preprint IPPE No. 1446, Obninsk, 1983) [in Russian].