

# Методы и средства восстановления спектров излучения по пространственным распределениям

В работе рассмотрены принципы реализации неклассических спектрометров излучения. Приведены схемы формирования пространственных распределений полей излучения и выполнена постановка задачи восстановления спектров по кривым ослабления и профилям полей вторичного излучения. Представлен обзор аппаратных решений и предложена систематизация неклассических спектрометров излучения по принципу получения информации о первичном пучке излучения. Описана методика определения условий излучения по восстановленным спектральным распределениям.

## **Ключевые слова:**

*неклассические спектрометры излучения, спектр излучения, условия излучения.*

**А.С.Лелюхин**

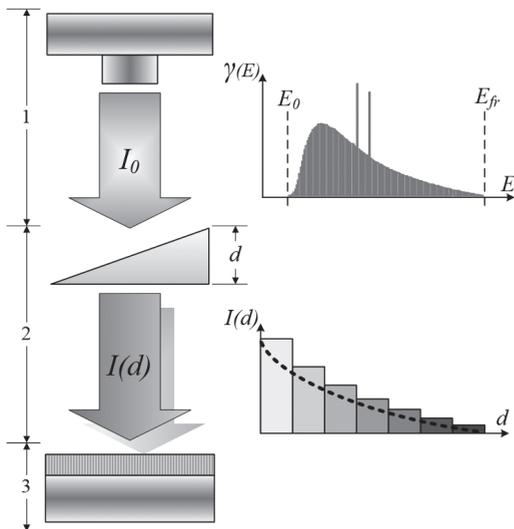
(ООО «Фотон», г. Оренбург)

В полях излучения сверхкороткой длительности и высокой интенсивности возможности измерения параметров отдельных частиц в режиме «фотон за фотоном» ограничены быстродействием систем регистрации. В таких условиях спектральные характеристики пучков обычно рассчитываются, а вероятные отклонения условий возбуждения и формирования полей излучения учитываются по результатам измерения дозы и определения слоя половинного ослабления. Тем не менее, наиболее полную информацию о пучках излучения можно получить только в результате анализа их спектрального состава. Проблема восстановления спектральных распределений может быть решена путем применения неклассических спектрометров излучения [1], предполагающих одновременное использование нескольких детекторов, обладающих различной чувствительностью, работающих в режимах регистрации сигналов, пропорциональных числу фотонов или их

суммарной энергии. Функция отклика такого спектрометра формируется как совокупность функций отклика отдельных измерительных каналов (детекторов) и обычно представляет собой сложное двумерное распределение, не имеющее выраженного максимума. Разрешение спектрометрических систем неклассического типа в значительной степени определяется методами обработки первичных данных.

### 1. Схемы формирования пространственных распределений и постановка задачи восстановления спектров

Массив данных, необходимый для восстановления спектральных распределений, накапливается по результатам измерений, выполняемых в поле первичного излучения, ослабленного фильтрами, или в поле вторичного излучения, возбуждаемого в рассеивающем теле. В обоих случаях осуществляется переход к пространственным распределениям, связанным с исходным распределением фотонов по энергии.



**Рис.1.** Схема регистрации кривых ослабления. 1 – область формирования первичного пучка излучения; 2 – область формирования ослабленного пучка излучения, модулированного по интенсивности; 3 – область регистрации ослабленного излучения и формирования выходного сигнала.

С технической точки зрения способы получения исходных данных для восстановления спектральных распределений по кривым ослабления реализуются относительно просто. Схема регистрации, обобщающая совокупность известных аппаратных решений и формализующая процесс измерений, приведена на рис.1.

Согласно схеме, излучатель генерирует первичный пучок излучения интенсивностью

$$I_0 = \int_{E_0}^{E_{fr}} \gamma(E) E dE$$

в заданном направлении. Тип излучателя и условия его работы определяют наименьшую  $E_0$  и наибольшую  $E_{fr}$  энергию квантов пучка и спектральный состав излучения, описываемый функцией  $\gamma(E)$ .

В поле первичного пучка излучения размещается ослабляющий фильтр, характеризующийся толщиной  $d$  в направлении просвечивания и выполненный из материала с известными физическими свойствами.

В результате взаимодействия квантов пучка со средой распространения за фильтром формируется поле излучения, модулированное по интенсивности:

$$I(d) = \int_{E_0}^{E_{fr}} B \gamma(E) e^{-\mu(E) \rho d} E dE,$$

где  $\rho$  – плотность материала фильтра;  $\mu(E)$  – массовый коэффициент ослабления материала фильтра;  $B$  – фактор накопления, определяющий долю вторичного излучения в ослабленном пучке.

На следующем этапе излучение, ослабленное фильтром, регистрируется детектором. Связь между исходным спектральным распределением, подлежащим восстановлению, и экспериментально регистрируемыми данными  $T(d)$  задается интегральным уравнением Фредгольма первого рода:

$$T(d) = \int_{E_0}^{E_{fr}} R(d, E) \gamma(E) dE, \quad (1)$$

где  $R(d, E)$  – функция отклика системы регистрации, определяющая вероятность регистрации за фильтром толщиной  $d$  фотонов с энергией  $E$ .

В зависимости от типа детектора и условий измерения, функция отклика системы регистрации принимает различный вид:

$$R(d, E) = \begin{cases} S(E) B e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot d} \mu_e(E) E, & T(d) \approx D \\ S(E) B e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot d}, & T(d) \approx I \\ S(E) B e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot d}, & T(d) \approx \Phi \end{cases}$$

где  $S(E)$  – эффективность преобразования энергии квантов, регистрируемых детектором, в электрический сигнал;  $\mu_e(E)$  – массовый коэффициент передачи энергии фотонного излучения в воздухе;  $D$  – экспозиционная доза,  $I$  – интенсивность,  $\Phi$  – флюенс частиц, определенный в плоскости входного окна детектора.

Заметим, что вместо измерения сигналов за ослабляющими фильтрами с помощью детекторов полного поглощения можно измерять величину абсорбции излучения непосредственно в самих фильтрах и регистрировать абсорбционные кривые. Роль фильтров в этом случае будут играть отдельные каналы регистрации многоканального детектора, протяженного вдоль линии распространения излучения.

Если допустить, что регистрируемые сигналы пропорциональны флюенсу частиц, то функцию отклика можно задать уравнением:

$$R(d, E) = S(E) B e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot d} \left[ I - e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot \tau} \right],$$

где  $\tau$  – ширина каналов регистрации;  $d$  – толщина ослабляющего фильтра, определяемого глубиной расположения заданного канала регистрации по отношению к входному окну детектора.

Вторичное излучение, сопровождающее процессы формирования полезного сигнала,

способно приводить к существенному изменению эмпирической зависимости  $T(d)$ , что необходимо учитывать при выводе итогового уравнения в каждом конкретном случае.

Поскольку число измерений всегда ограничено, то исходное интегральное уравнение должно быть записано для ряда измерений, выполненных за фильтрами известной толщины. При этом интеграл в правой части уравнения следует заменить конечной суммой.

В дискретном варианте уравнение (1) сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных  $\gamma_j = \gamma(E_j)$ , для эмпирических данных  $T_i = T(d_i)$ :

$$T_i = \sum_{j=1}^m R_{i,j} \gamma_j, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad j = 1, 2, \dots, m, \quad (2)$$

где  $R_{i,j} = R(d_i, E_j)$  – матрица отклика системы регистрации;  $n$  – число интервалов дискретизации по толщине фильтра или число измерительных каналов;  $m$  – число интервалов квантования восстанавливаемого спектрального распределения по энергии.

Матрица отклика  $R_{i,j}$  рассчитывается на основе принятой модели получения измерительных сигналов и известных параметров системы регистрации.

Измерения в полях вторичного излучения могут быть организованы как вдоль дуговой, так и вдоль линейной координаты. В первом случае поле вторичного излучения формируется в результате процессов когерентного и некогерентного рассеяния в направлении поверхности рассеивающего тела, обращенной к источнику излучения. Профиль поля при этом определяется угловой зависимостью дифференциального сечения рассеяния для заданного материала рассеивающего тела и энергии рассеиваемых фотонов. Во втором случае поле вторичного излучения формируется фотонами, рассеянными в направлении боковой поверхности рассеивающего тела. Здесь профиль поля обуславливается как процессами рассеяния, так и трансформацией спектрального

состава первичного излучения при его распространении в рассеивающем теле.

Схема регистрации профилей полей вторичного излучения вдоль линейной координаты приведена на рис.2.

Согласно схеме, в первичном пучке, формируемом в области 1, вдоль направления распространения излучения располагается протяженное рассеивающее тело из однородного материала, определяющее границы области 2

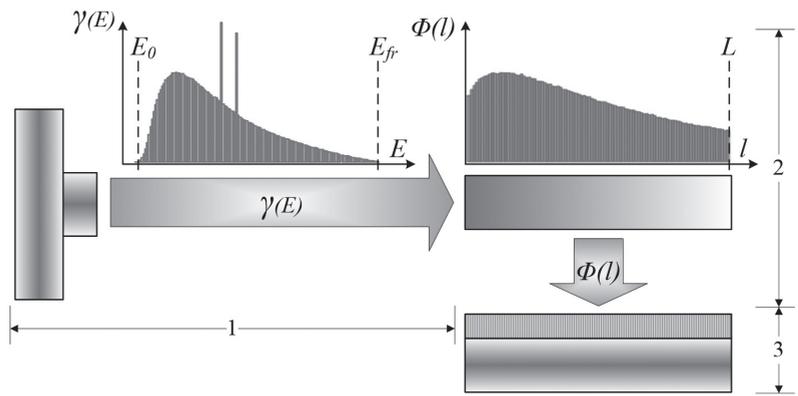
возбуждения вторичного излучения. Вне поля первичного пучка, в области 3, вдоль образующей рассеивающего тела размещается многоканальный позиционно-чувствительный детектор, регистрирующий фотоны вторичного излучения и координаты их вылета. По форме полученного пространственного распределения восстанавливают спектральный состав первичного пучка излучения.

Пространственное распределение фотонов вторичного излучения  $\Phi(l)$ , регистрируемое многоканальным детектором полного поглощения, связано с распределением фотонов в спектре первичного излучения  $\gamma(E)$  уравнением:

$$\Phi(l) = \int \int_{LE} M(l, E) \gamma(E) dE dl, \quad (3)$$

где  $M(l, E)$  – функция отклика, определяющая вероятность регистрации фотона в точке с координатой  $l$  при условии, что он имел энергию  $E$ . Интегрирование идет по длине  $L$  образующей рассеивающего тела по всем энергиям  $E \in [E_0, E_{fr}]$ , составляющим спектр первичного пучка излучения.

В дискретном представлении число энергетических каналов  $m$  определяется принятым шагом квантования по энергии и шириной спектрального диапазона. Число простран-



**Рис.2.** Схема регистрации профилей полей вторичного излучения. 1 – область формирования первичного пучка излучения; 2 – область формирования вторичного излучения, пространственно модулированного по интенсивности; 3 – область регистрации вторичного излучения и формирования выходного сигнала.

ственных каналов  $n$  – длиной образующей рассеивающего тела и шириной канала регистрации детектора. При этом функция отклика переходит в матрицу отклика  $M_{i,j} = M(l_i, E_j)$ , а уравнение (3) сводится к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных  $\gamma_j = \gamma(E_j)$  для эмпирических данных  $\Phi_i = \Phi(l_i)$ :

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^m M_{i,j} \gamma_j, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad j = 1, 2, \dots, m. \quad (4)$$

В результате решения систем уравнений (2) или (4) может быть получено дискретное приближение спектра первичного излучения, заданное вектором  $\vec{\gamma} = \{\gamma_j\}$  для первичных данных  $\vec{T} = \{T_j\}$  или  $\vec{\Phi} = \{\Phi_j\}$ . Но в силу неполноты экспериментальных данных, определенных с некоторой погрешностью, и неточности модели, описывающей функцию преобразования, итоговая система уравнений будет плохо обусловленной, и попытки ее решения прямым обращением матрицы системы оказываются несостоятельными.

Проблема восстановления спектральных распределений по данным о пространственном распределении излучения связана с решением обратной некорректной задачи. Известно, что выбор метода решения некорректной задачи во многом определяется априорной информацией

о решении, принятых моделях преобразования информации в измерительной системе и характером первичных данных [2,3].

Для решения плохо обусловленных систем линейных алгебраических уравнений (2) и (4) обычно применяют прямые вычислительные методы, основанные на различных матричных разложениях [4-7] и методы регуляризации [8-10], направленные на поиск приближения спектрального распределения, обеспечивающего минимизацию различий между экспериментальными данными о пространственном распределении излучения и расчетными, полученными на основе некоторой модели системы регистрации. Известны также решения, получаемые с помощью различных итерационных методов [11-14], метода нейронных сетей [15,16], метода моментов [17].

Среди итерационных методов можно выделить метод максимизации математического ожидания максимального правдоподобия [18-21] и метод минимизации направленного расхождения [22], являющийся, как показано в [3], частным случаем предыдущего метода.

Метод минимизации направленного расхождения хорошо согласуется с задачей восстановления спектральных распределений в силу вероятностной природы физических явлений, сопровождающих процессы формирования полей излучения. Вывод итерационного уравнения для решения задачи восстановления спектральных распределений по профилю полей вторичного излучения можно найти в работе [23], где на основе решения вероятностной задачи получена итерационная формула для поиска наиболее вероятного спектрального распределения фотонов первичного пучка излучения  $\gamma_k$ , обеспечивающего экспериментально наблюдаемую реализацию профиля поля вторичного излучения  $\Phi_i$ :

$$\gamma_k^{(s+1)} = \gamma_k^{(s)} \frac{I}{\sum_i M_{i,k}} \sum_i \frac{M_{i,k} \Phi_i}{\sum_j M_{i,j} \gamma_j^{(s)}},$$

где  $s$  – номер итерации;  $\frac{I}{\sum_i M_{i,k}}$  – нормирующий множитель, учитывающий, что не все фотоны первичного пучка излучения рассеиваются в направлении боковой поверхности рассеивающего тела.

Вычислительная процедура, реализующая метод минимизации направленного расхождения, всегда сходится, так как представляет собой решение задачи выпуклого программирования для заданного начального приближения спектра  $\{\gamma_j^{(0)}\}$ . На вектор  $\{\gamma_j^{(0)}\}$  особые ограничения не накладываются. Обычно полагают, что компоненты вектора  $\gamma_j^{(0)} = const > 0$ .

Параметром регуляризации в данном случае выступает число итераций. Момент выхода из итерационного процесса можно определить по значению функционала направленного расхождения, рассчитываемого по формуле [22]:

$$J^{(s)} = \sum_i \Phi_i \ln \left( \frac{\Phi_i}{\sum_j M_{i,j} \gamma_j^{(s)}} \right).$$

Критерием выхода является условие, что изменение функционала мало

$$(J^{(s+1)} - J^{(s)}) < \varepsilon,$$

где  $\varepsilon$  – заданный малый параметр.

Функционал направленного расхождения играет роль информационной меры расхождения [24] между реализовавшимся (апостериорным) состоянием системы  $\{\Phi_i\}$  и возможным (априорным) состоянием системы, оцениваемым на основании знания матрицы преобразования  $M_{ij}$  и текущего приближения спектрального распределения  $\{\gamma_j^{(s)}\}$ . Погрешность первичных данных при этом не учитывается.

Оценить погрешность итерационных алгоритмов восстановления спектральных распределений можно методом рандомизации, многократно повторяя процедуру восстановления с наложением случайной вариации первичных данных. Если известно модельное приближение спектра или спектр измерен альтернативным

методом, то близость известного  $\{\gamma_j^M\}$  и восстановленного  $\{\gamma_j\}$  спектральных распределений оценивается по формуле:

$$FOM = \frac{\sqrt{\sum_j (\gamma_j - \gamma_j^M)^2}}{\sqrt{\sum_j (\gamma_j^M)^2}}. \quad (5)$$

Сравнению эффективности различных подходов к проблеме восстановления спектральных распределений по пространственным распределениям посвящены работы [7,35]. Выбор конкретного метода решения поставленной задачи требует скрупулезного учета факторов, влияющих на достоверность представления первичных данных и матрицы отклика системы регистрации. Как отмечается в [25], наиболее простым подходом, с точки зрения реализации вычислительного процесса, является использование метода максимального правдоподобия. При этом нелинейный характер итерационной формулы метода максимального правдоподобия по отношению к искомому решению позволяет выйти за пределы естественного разрешения системы регистрации излучения [1,26].

## 2. Анализ аппаратных решений

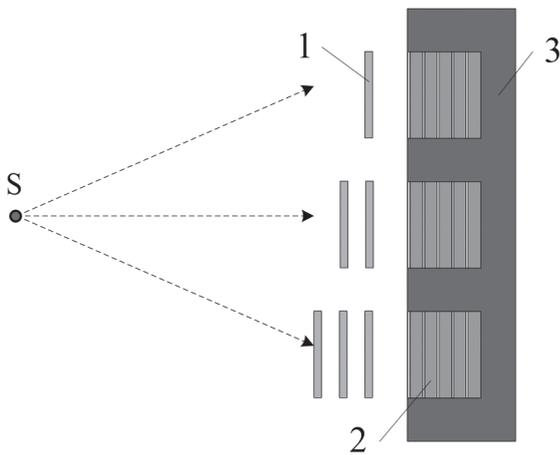
Работу L. Silberstein, 1932 г. [27] считают исторически первым сообщением о решении задачи восстановления спектральных распределений по данным об ослаблении излучения. Несмотря на значительный период времени с момента выхода первой публикации, аппаратная реализация способа получения экспериментальных данных ограничена несколькими схемами, предполагающими измерение за ослабляющими фильтрами дозы, плотности потока частиц или плотности потока энергии первичного излучения.

К системам, чувствительным к изменениям дозы рентгеновского излучения, можно отнести спектрометры, в которых используются

дозиметры накапливающего типа. Так, термолюминесцентные дозиметры на основе порошковых детекторов из LiF применялись для получения данных об ослаблении излучения металлическими фильтрами в работах [12,28]. Достоинством данного подхода является возможность измерений в прямом пучке без использования предварительного ослабления и возможность регистрации импульсов излучения наносекундной длительности. Однако при восстановлении спектральных распределений приходится учитывать неравномерную спектральную чувствительность ТЛД-детекторов, что существенно усложняет вычислительный алгоритм. Экспериментальная установка, созданная авторами [12], включала медные ослабляющие пластины одинаковой толщины, установленные между двумя свинцовыми пластинами-коллиматорами с отверстиями диаметром 10 мм. За ослабляющими пластинами размещались ТЛД-дозиметры в форме ячеек диаметром 4 мм, заполненных порошком LiF. Измерения выполнялись последовательно путем облучения дозиметров за фильтрами разной толщины в пучках тормозного излучения с граничной энергией 2 МэВ. Одновременно контролировалась стабильность пучка по результатам измерений отклика фотодатчика.

Спектрометры на основе твердотельных ТЛД-детекторов нашли применение для диагностики плазмы [29,30]. Конструктивное исполнение спектрометра, предназначенного для исследования спектров рентгеновского излучения микропинчевого разряда, иллюстрируется рис.3.

Для регистрации рентгеновского излучения ТЛД-детекторы komponуются в сборки по несколько последовательно установленных друг за другом детекторов. Каждая сборка размещается за ослабляющими фильтрами разной толщины, выполненными из различных материалов.

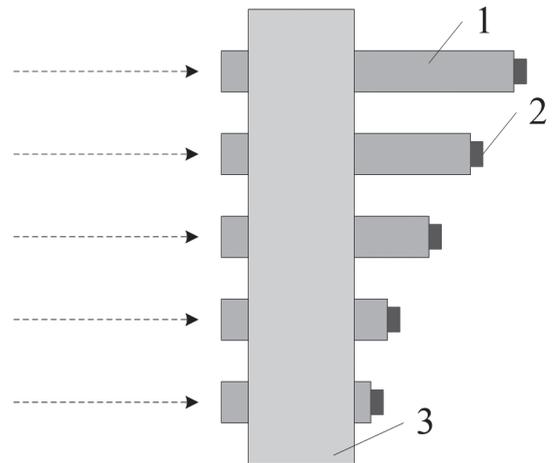


**Рис.3.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе ТЛД-детекторов и ослабляющих фильтров. 1 – ослабляющие фильтры; 2 – сборки ТЛД-детекторов; 3 – поддерживающая рамка.

Можно обратить внимание, что спектрометр регистрирует излучение точечного источника. Все измерения выполняются в течение одного временного интервала, но в разных точках пространства. В таком случае, при возможной пространственной неоднородности и с учетом углового расхождения, отдельные каналы детектирования будут фактически находиться в пучках излучения разного качества. Кроме того, ТЛД-детекторы имеют большой разброс параметров и должны подбираться в сборки индивидуально. Относительная погрешность измерения дозы ТЛД-дозиметрами достигает 40%. Обеспечить идентичность измерительных каналов при таких условиях крайне сложно.

В отличие от термолюминесцентных дозиметров, аланиновые дозиметры имеют равномерную энергетическую чувствительность на энергиях выше 100 кэВ и обладают хорошей линейностью в диапазоне доз от  $10^{-2}$  до  $10^5$  Гр. Относительная погрешность измерения дозы составляет менее 5%.

Аланиновые дозиметры использовались в работе [31] для реконструкции спектральных распределений сверхкоротких импульсов тормозного излучения высокой интенсивности

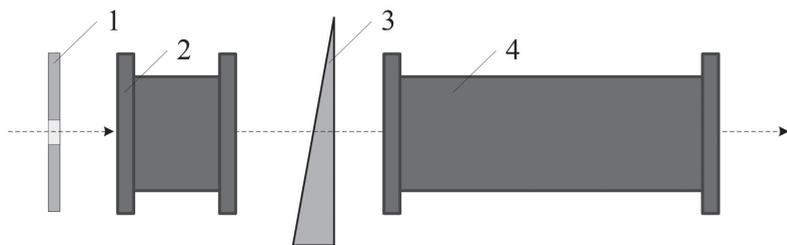


**Рис.4.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе аланиновых дозиметров и ослабляющих фильтров. 1 – ослабляющие фильтры; 2 – аланиновые дозиметры; 3 – тороидальная поддерживающая рамка.

возбуждаемого электронным пучком (20 МэВ) линейного индукционного ускорителя (Dragon-I). Спектральные распределения восстанавливались по результатам измерений дозы излучения за фильтрами из высокочистого железа. Упрощенная схема экспериментальной установки приведена на рис.4.

Двенадцать железных цилиндров разной высоты размещались в плоскости, перпендикулярной пучку, в тороидальной поддерживающей рамке из органического материала. На торце каждого цилиндра устанавливались отдельные аланиновые дозиметры. Поскольку при таком размещении аланиновые дозиметры подвержены воздействию вторичного излучения, то матрицу отклика приходилось корректировать с учетом результатов моделирования. Восстановление спектральных распределений выполнялось по данным десяти дозиметров для тридцати энергетических интервалов.

Принцип работы накапливающих дозиметров предполагает их экспозицию и отложенную обработку, заключающуюся в анализе кривых термовысвечивания или оценке величины сигнала электронного парамагнитного резонанса. Таким образом, подобные схемы

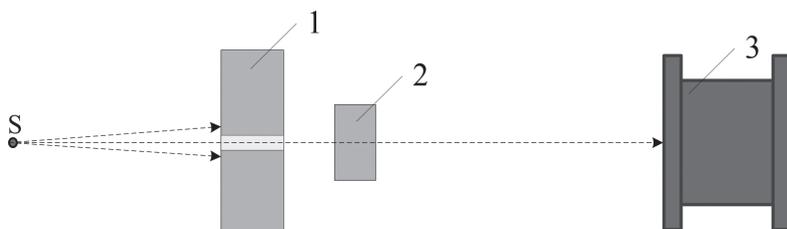


**Рис. 5.** Неклассический спектрометр на основе проходных ионизационных камер и ослабляющего фильтра в форме клина. 1 – коллиматор; 2, 4 – проходные ионизационные камеры; 3 – фильтр.

регистрации с накоплением и последующим считыванием информации позволяют восстанавливать только интегральные спектры.

В случае пучков излучения большой длительности измерения могут осуществляться последовательно во времени в ограниченной области пространства. В результате многократной смены ослабляющих фильтров удается накопить объем первичных данных, необходимый для восстановления спектральных распределений. Очевидно, что этот способ применим только для пучков, отличающихся высокой временной стабильностью.

Так, в работе [9] для реконструкции спектральных распределений синхротронного излучения (источник 4W1В Пекинского центра синхротронного излучения (Beijing Synchrotron Radiation Facility) использовался фильтр в форме клина. Фильтр размещался в поле облучения, ограниченном щелью 0,1×1,0 мм, и приводился в движение шаговым двигателем. Излучение узкого пучка регистрировалось на входе и выходе ослабляющего фильтра



**Рис. 6.** Неклассический спектрометр на основе цилиндрической ионизационной камеры с воздушным наполнением и ослабляющих фильтров. 1 – коллиматор; 2 – фильтр; 3 – цилиндрическая ионизационная камера.

с помощью проходных ионизационных камер с аргоновым наполнением. Схема измерений в пучке синхротронного излучения приведена на рис. 5.

Сигналы на выходе ионизационных камер пропорциональны плотности потока энергии падающего излу-

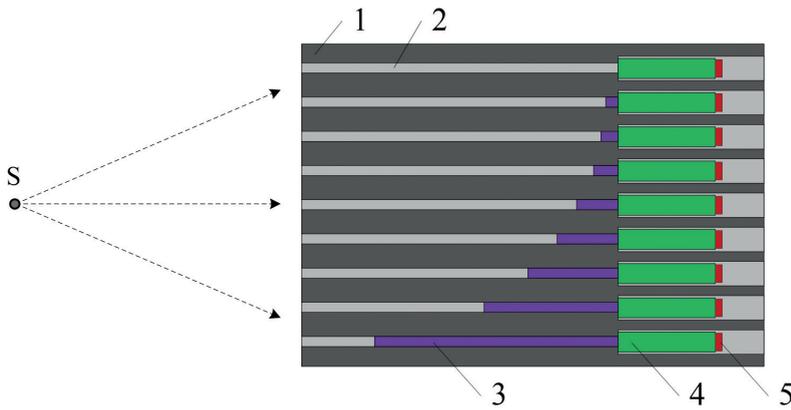
чения. Видно, что в этом случае измерения пространственно согласованы и выполняются вдоль одного луча излучения, но в разные моменты времени. Временная стабильность пучка излучения учитывается измерениями интенсивности пучка на входе ослабляющего фильтра.

В [32] для получения данных об ослаблении пучка излучения линейного ускорителя (Siemens Oncor, 6 МэВ) использовалась одна цилиндрическая ионизационная камера с воздушным наполнением (Farmer FC65-G). Схема эксперимента отражена на рис. 6.

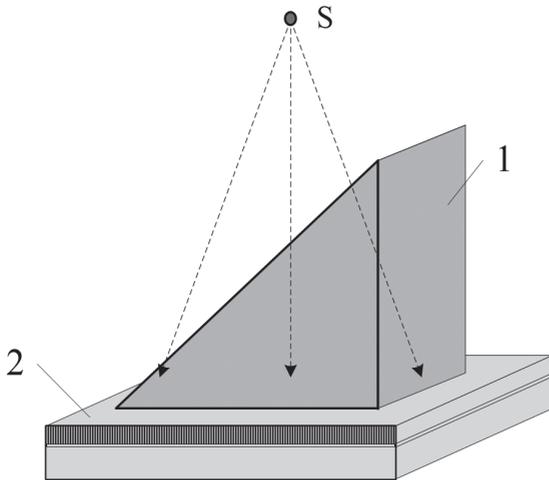
Ослабление предварительно коллимированного пучка излучения осуществлялось последовательно сменяемыми фильтрами в форме брусков из высокочистого алюминия толщиной до 45 см. Для восстановления спектра использовались результаты двадцати измерений за фильтрами разной толщины.

В случае менее интенсивных пучков в качестве преобразователей энергии излучения можно применять сцинтилляторы. В работе

[33] для реконструкции спектральных распределений пучков излучения дентального аппарата (LXY-7002) использовался детекторный модуль в форме свинцового бокса с отверстиями диаметром 2 мм и глубиной 70 мм. Структура спектрометра представлена на рис. 7.



**Рис.7.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе сцинтилляционных детекторов и ослабляющих фильтров. 1 – свинцовый бокс; 2 – отверстие-коллиматор; 3 – фильтр; 4 – сцинтиллятор LYSO ( $\text{Lu}_{0,6}\text{Y}_{1,397}\text{-Ce}_{0,003}(\text{SiO}_4)_\text{O}$ ); 5 – кремниевый фотоумножитель (SiPM).



**Рис.8.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе плоскочастотного детектора и ослабляющего фильтра в форме клина. 1 – ослабляющий фильтр; 2 – плоскочастотный детектор.

Отверстия располагались вдоль одной линии с небольшим шагом и играли роль коллиматоров первичного пучка, одновременно ограничивающих влияние отдельных измерительных каналов друг на друга. Внутри отверстий помещались ослабляющие стержни из алюминия разной длины. За стержнями в отверстиях большего диаметра размещались сцинтилляционные детекторы. Детекторы состояли из сцинтиллятора LYSO

( $3 \times 3 \times 11$  мм), покрытого тонкой алюминиевой фольгой толщиной 0,05 мм, оптически сопряженного с кремниевым фотоумножителем. Для получения первичных данных об ослаблении пучка излучения использовалось девять измерительных каналов.

В сравнении с рассмотренными схемами получения данных об ослаблении излучения современные технологии плоскочастотных детекторов позволяют иметь на порядок большее число измерительных каналов. Так, в работах [10,34] обсуждалась возможность построения системы реконструкции спектральных распределений на основе плоскочастотного детектора и ослабляющего фильтра в форме клина, покрывающего чувствительную поверхность детектора. Схема регистрации иллюстрируется рис.8.

Для анализа предложенной схемы измерений была создана математическая модель системы, включающая математические описания: источника излучения, ослабляющего фильтра и детектора. Данные моделирования использовались для решения обратной задачи восстановления спектра падающего излучения. В результате была показана принципиальная возможность применения полноформатных детекторов для получения данных об ослаблении излучения. Однако вопросы влияния вторичного излучения, возбуждаемого в объеме ослабляющего фильтра, на достоверность экспериментальных результатов не рассматривались.

Идея одновременного использования нескольких ослабляющих фильтров в форме клина, выполненных из разных материалов, обсуждалась в работах [35,36]. Схема регистрации в этом случае практически повторяет

предыдущий вариант, мультиплицированный несколько раз (рис.9).

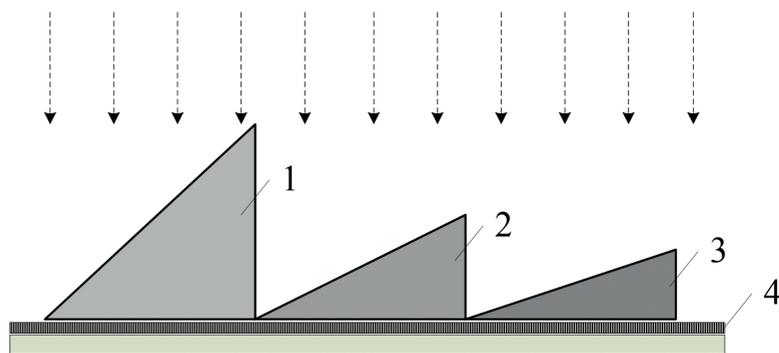
Было показано, что устойчивость решения задачи восстановления спектральных распределений возрастает, если совместно использовать данные об ослаблении излучения двумя фильтрами. Расширение объема первичных данных за счет введения большего числа фильтров не приводило к дальнейшему

повышению устойчивости, поскольку ослабление излучения в используемом диапазоне обуславливалось только двумя физическими процессами – фотоэлектрическим поглощением и некогерентным рассеянием.

Тем не менее, известны сообщения о совместном использовании ступенчатых клиновидных фильтров из меди, никеля, титана и серебра для получения данных об ослаблении излучения плазменных источников и восстановлении спектральных распределений по данным денситометрических измерений оптической плотности изображений фильтров и фона [37,38].

Схема измерений, в которой детекторы являются одновременно и фильтрами, и преобразователями энергии первичного излучения, обсуждалась в работах [39,40]. При такой схеме спектральные распределения восстанавливаются по форме экспериментально регистрируемых абсорбционных кривых.

В [39] решалась задача определения спектров ультрамягкого рентгеновского излучения катодного пятна вакуумной дуги и спектров излучения рентгеновской трубки при напряжениях возбуждения до 600 В. Для получения

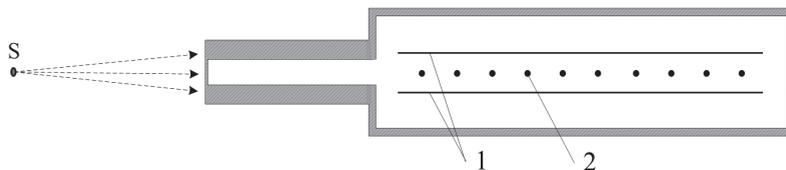


**Рис.9.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе линейного многоканального детектора и ослабляющих фильтров в форме клина. 1, 2, 3 – ослабляющие фильтры из материалов с разными эффективными атомными номерами; 4 – линейный многоканальный детектор.

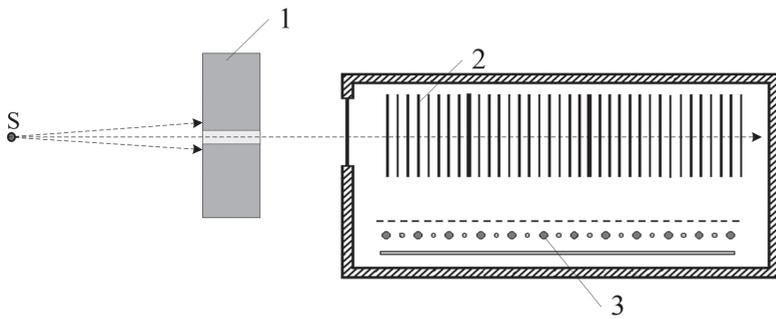
первичных данных авторы использовали многопроволочный газовый счетчик, наполненный водородом, схематично показанный на рис.10.

Излучение, проникающее в счетчик, взаимодействует с атомами газа, формируя электронные лавины на анодных нитях. Интенсивность лавин уменьшается по глубине счетчика вследствие ослабления излучения. Зависимость скорости счета от глубины проникновения излучения задает абсорбционные кривые.

В случае более жесткого диапазона энергий применяют детекторы с конверторами излучений [41]. В [41] для преобразования энергии излучения предложено использовать конвертор, сформированный тонкими пластинами, выполненными из металлов с последовательно увеличивающимся атомным номером, разделенными газовыми промежутками (рис.11). Образующийся под действием излучения электрический заряд собирается позиционно-чувствительной многопроволочной камерой.



**Рис.10.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе многопроволочного газового счетчика. 1 – катодные плоскости; 2 – анодные нити.



**Рис.11.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе конвертора излучения и позиционно-чувствительной многопроволочной камеры. 1 – коллиматор; 2 – конвертор излучения; 3 – позиционно-чувствительная многопроволочная камера.

В [40] описан рентгеновский анализатор, содержащий твердотельный конвертор из расположенных друг за другом пластин-сцинтилляторов, излучение которых выводится в направлении позиционно-чувствительной матрицы фотоэлементов, находящейся вне поля облучения (рис.12).

Идея формирования абсорбционных кривых по данным о поглощении излучения в линейном многоканальном GaAs-детекторе предлагалась в работе [42] и была использована авторами [43] для решения задачи определения анодного напряжения по восстановленным спектральным распределениям. Схема спектрометра приведена на рис.13.

Излучение проникает в детектор вдоль линии расположения отдельных каналов детектирования и затухает по мере распространения в активной области детектора, теряя энергию на ионизацию среды. Образующийся электрический заряд собирается распределенной системой электродов. Регистрируемые детектором сигналы пропорциональны плотности потока частиц падающего излучения.

В отличие от описанных выше решений, в [44] было предложено получать данные для формирования кривой

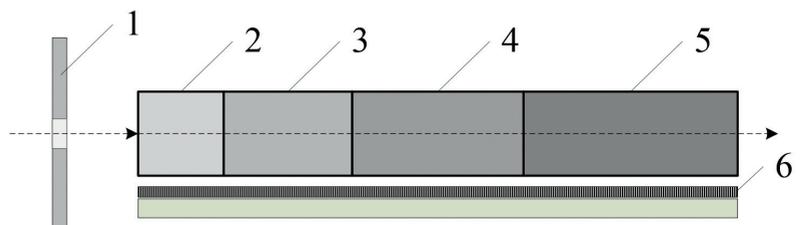
ослабления в поле вторичного излучения, возбуждаемого в окрестности рассеивающего тела, находящегося в прямом пучке (рис.14).

Рассеивающее тело в форме графитового диска размещается в поле первичного пучка, детекторы устанавливаются за ослабляющими фильтрами в плоскости, перпендикулярной первич-

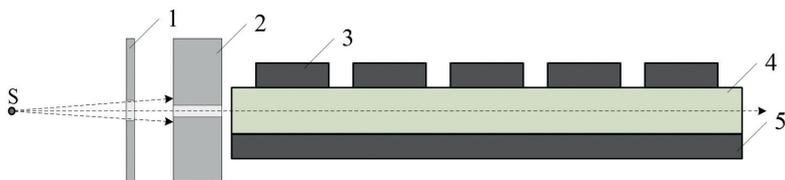
ному пучку, в поле вторичного излучения. Достоинством такой схемы измерений является возможность получения данных за одну экспозицию при существенно меньших интенсивностях излучения, воздействующего на детекторы.

В [45] в поле первичного пучка размещалось рассеивающее тело, а измерения осуществлялись в поле рассеянного излучения под различными углами путем углового перемещения ионизационной камеры (рис.15).

По результатам измерений строилась зависимость интенсивности вторичного излучения от углового положения детектора, по которой в последующем восстанавливался спектр первичного пучка. Похожая схема измерений рассматривалась в [46], где угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения регистрировалась совокупностью стационарно распределенных, вне поля первичного пучка, ионизационных камер.



**Рис.12.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе сцинтилляторов и позиционно-чувствительной матрицы фотоэлементов. 1 – коллиматор; 2 – сцинтиллятор  $\text{CaF}_2$ ; 3 – сцинтиллятор  $\text{ZnO}$ ; 4 – сцинтиллятор  $\text{CsI}$ ; 5 – сцинтиллятор  $\text{BGO}$ ; 6 – позиционно-чувствительная матрица фотоэлементов.



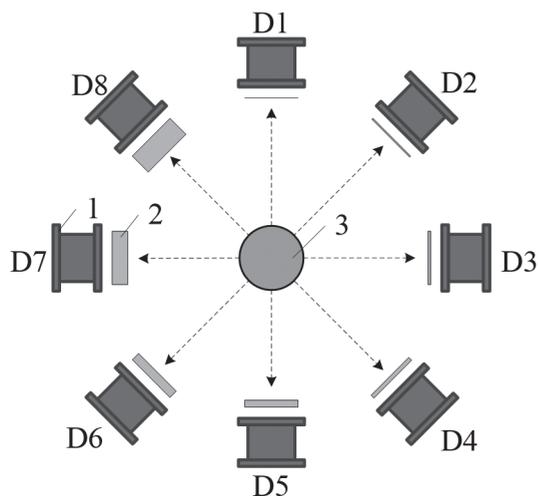
**Рис.13.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе линейного многоканального GaAs-детектора. 1, 2 – коллиматоры; 3, 5 – собирающие электроды; 4 – пластина арсенида галлия.

В [47,48] предлагался способ определения условий возбуждения рентгеновского излучения по профилю поля вторичного излучения, формирующегося в окрестности рассеивающего тела цилиндрической формы (рис.16).

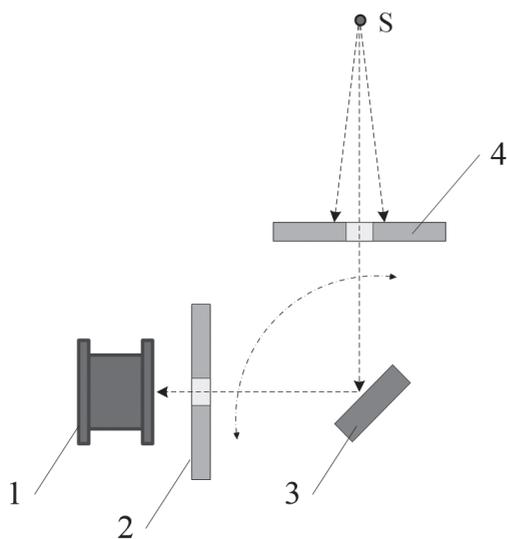
Согласно схеме, первичный пучок проникает в цилиндрическое рассеивающее тело, протяженное вдоль линии распространения излучения. В результате процессов когерентного и некогерентного рассеяния возбуждается вторичное излучение, регистрируемое многоканальным детектором, размещенным вдоль боковой поверхности рассеивающего тела. По сигналам с детектора воспроизводится форма профиля поля вторичного излучения.

Анализ аппаратных решений показывает, что неклассические спектрометры излучений могут быть построены на основе дозиметров и неспектрометрических детекторов, располагаемых в полях первичного или вторичного излучений. Экспериментальные данные обычно получают путем измерения величины ослабления излучения стационарными или последовательно сменяемыми фильтрами. В первом случае реализуется многоканальный режим однократных измерений в нескольких пространственных точках. Во втором – одноканальный режим многократных измерений в последовательные моменты времени в локальной области пространства.

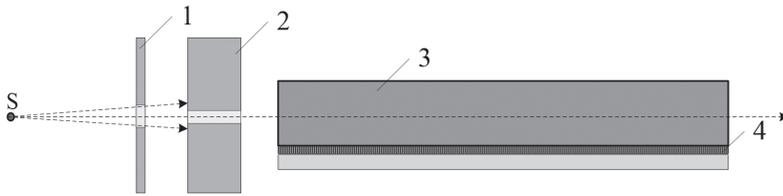
Одноканальный режим измерений с последовательно сменяемыми фильтрами или угловым сканированием применим только для стационарных пучков излучения и пучков излучения, воспроизводимых без изменений при повторных включениях. Для реализации одноканального режима измерений используют ионизационные камеры или термолюминесцентные дозиметры.



**Рис.14.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе рассеивающего тела, ионизационных камер и ослабляющих фильтров. 1 – ионизационная камера (D1–D8); 2 – фильтр; 3 – рассеивающее тело.



**Рис.15.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе рассеивающего тела и ионизационной камеры. 1 – ионизационная камера; 2, 4 – коллиматоры; 3 – рассеивающее тело.



**Рис.16.** Неклассический рентгеновский спектрометр на основе рассеивающего тела и линейного многоканального GaAs-детектора. 1, 2 – коллиматоры; 3 – рассеивающее тело; 4 – линейный многоканальный GaAs-детектор.

При одноканальной регистрации можно восстанавливать только интегральные спектры, соответствующие данным, зафиксированным в последовательные моменты времени формирования импульса излучения или за несколько последовательных включений при идентичных условиях. Для восстановления мгновенного спектра необходимы многоканальные системы, позволяющие фиксировать полный набор данных об ослаблении излучения за один цикл измерений.

Многоканальный режим с распределенными фильтрами обеспечивает регистрацию данных одновременно в нескольких точках поля облучения, априорно считающегося пространственно однородным. Для регистрации ослабленного излучения при больших интенсивностях используются термолюминесцентные или алалиновые дозиметры и ионизационные камеры, при меньших интенсивностях – сцинтилляционные детекторы.

Многоканальные системы с ослабляющими фильтрами сложной формы должны иметь большое число каналов для получения массива экспериментальных данных, эквивалентного изображению фильтра. Практическая реализация схемы измерений с полноформатными детекторами ограничена проблемой формирования в объеме фильтра пространственно неоднородного поля вторичного излучения, зависящего от условий возбуждения первичного пучка.

Многоканальные системы без дополнительных ослабляющих фильтров позволяют

получать данные для восстановления спектральных распределений в локальной области пространства за один цикл измерений. В данном случае регистрирующие каналы располагаются вдоль линии распространения излучения. Минимальное число

преобразований при получении первичной информации обеспечивают детекторы на основе твердотельных ионизационных камер.

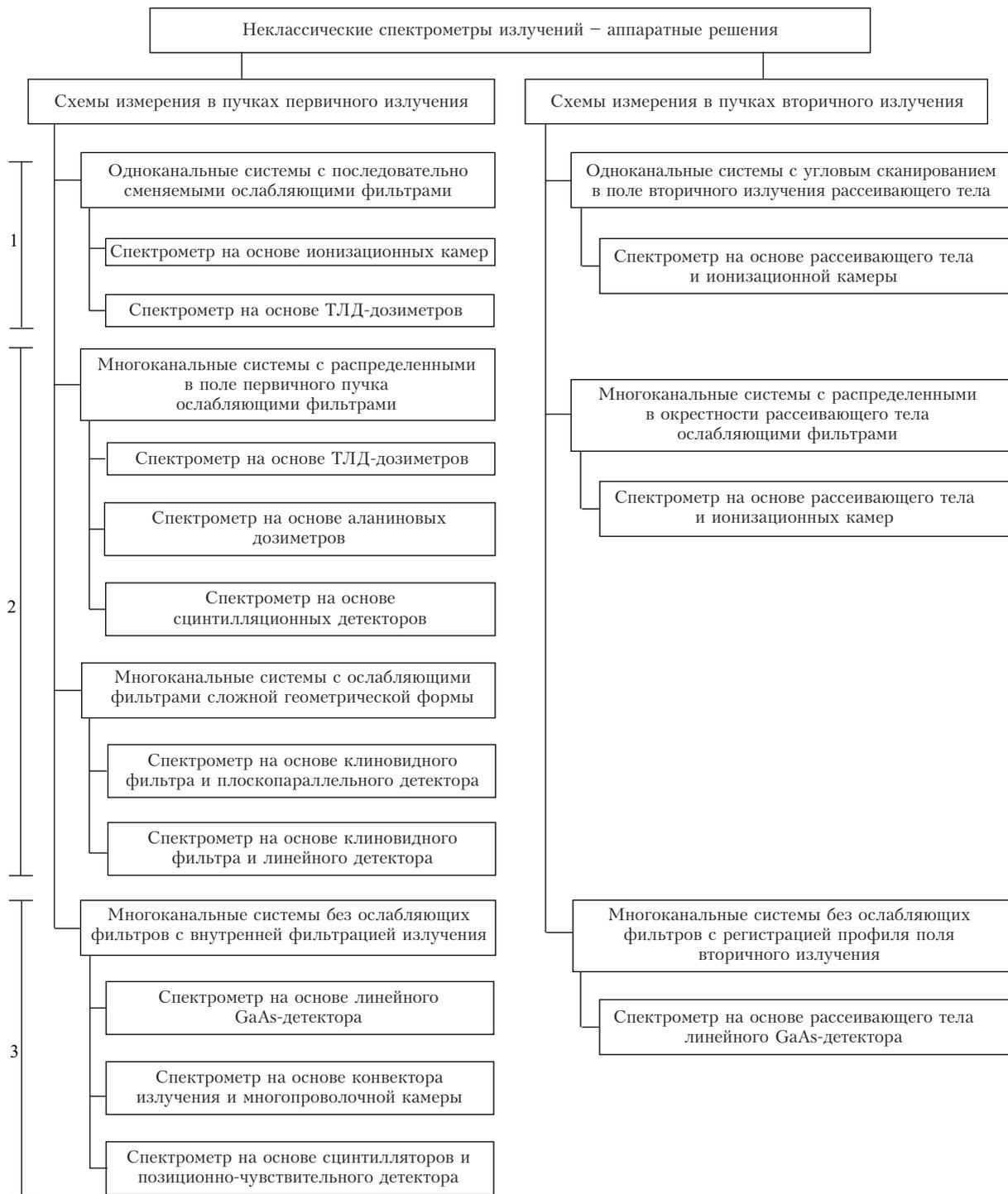
Результаты обзора аппаратных решений, систем для восстановления спектральных распределений можно сгруппировать по принципу получения информации о первичном пучке и представить в виде диаграммы (рис.17).

### 3. Определение условий излучения по восстановленным спектральным распределениям

Методы восстановления спектров излучения по пространственным распределениям и неклассические спектрометры излучения могут найти практическое применение при разработке средств контроля условий излучения в диагностической радиологии.

Контроль медицинских рентгеновских диагностических аппаратов осуществляется в соответствии с приложением 10 к СанПиН 2.6.1.1192-03 [49]. Методиками контроля, в частности, предусматриваются: измерение анодного напряжения, проверка формы кривой и пульсаций анодного напряжения, оценка общей фильтрации и установление значений слоев половинного ослабления (СПО) по физически наблюдаемым эффектам, воспроизводимым в радиационном поле в момент экспозиции [50-53]. Перечисленные параметры отвечают за качество пучков излучения, используемых в диагностических целях [54,55].

Для осуществления контроля применяют универсальные дозиметры излучения [52,56-58],



**Рис.17.** Неклассические спектрометры излучений. 1 – данные получают в локальной области пространства в последовательные моменты времени; 2 – данные получают в разных точках пространства в один момент времени; 3 – данные получают в локальной области пространства в один момент времени.

реализующие однотипную схему измерений, основанную на фильтрации излучения первичного пучка и регистрации ослабленного излучения за определенной комбинацией стационарных или механически сменяемых фильтров с последующим преобразованием энергии излучения в измеряемые физические величины посредством калибровочных характеристик [59].

Можно отметить, что задачи контроля могут быть решены путем анализа спектрального состава излучения по результатам спектрометрических измерений. При решении диагностических задач по восстановленному спектру можно оценить качественные и количественные характеристики рентгеновского пучка, определяющие как информативность регистрируемых изображений, так и дозы облучения.

Если спектр излучения известен, то относительные изменения мощности экспозиционной дозы за алюминиевым фильтром заданной толщины можно найти, воспользовавшись соотношением [60]:

$$f_D(d) = \frac{\int_{E_0}^{E_{fr}} \mu_e(E) \gamma(E) E \exp(-\mu_{Al}(E) \cdot \rho_{Al} \cdot d) dE}{\int_{E_0}^{E_{fr}} \mu_e(E) \gamma(E) E dE},$$

где  $\mu_e(E)$  – массовый коэффициент передачи энергии фотонного излучения в воздухе,  $\text{см}^2/\text{г}$ ,  $\mu_{Al}(E)$  – массовый коэффициент ослабления алюминия,  $\text{см}^2/\text{г}$ .

Значение первого слоя половинного ослабления:  $HVL_1 = d_{1/2}$  задается толщиной алюминиевого фильтра, удовлетворяющей уравнению  $f_D(d) = 1/2$ .

Второй слой половинного ослабления рассчитывается по формуле  $HVL_2 = d_{1/4} - HVL_1$ , где величина  $d_{1/4}$  определена как толщина алюминиевого фильтра, удовлетворяющая уравнению  $f_D(d) = 1/4$ .

По известным значениям первого и второго слоев половинного ослабления можно вычис-

лить коэффициент однородности излучения  $h = HVL_1/HVL_2$ .

Используя табулированную зависимость массового ослабления алюминия от энергии излучения и зная величину первого слоя половинного ослабления, легко определить эффективную энергию пучка излучения, неявно заданную уравнением:

$$\mu(E) = \frac{I}{\rho_{Al} d_{1/2}} \ln(2).$$

Также можно оценить контрастно-эквивалентное напряжение, однозначно сопоставленное величине практического пикового напряжения [61,62]. Для этого по известному спектральному распределению необходимо вычислить радиационный контраст дополнительного алюминиевого фильтра относительно фантома из полиметилметакрилата [63]:

$$C = \frac{\sum_{i=1}^n E_i \mu_e(E_i) \gamma(E_i) \exp(-\mu_p(E_i) d_p)}{\sum_{i=1}^n E_i \mu_e(E_i) \gamma(E_i) \exp(-(\mu_p(E_i) d_p + \mu_c(E_i) d_c))},$$

где  $E_i$  – энергия падающих фотонов, кэВ;  $\mu_p(E_i)$  и  $\mu_c(E_i)$  – линейные коэффициенты ослабления излучения в материале фантома и в контрастирующем материале соответственно,  $\text{см}^{-1}$ ;  $d_p$  и  $d_c$  – линейные размеры фантома и контрастирующего материала в направлении просвечивания, см.

Затем по известной калибровочной зависимости  $C = f(U_a)$  находится величина контрастно-эквивалентного напряжения. При наличии соответствующих калибровочных зависимостей по экспериментально регистрируемому абсорбционным кривым и профилям полей вторичного излучения можно оценить граничную энергию и полную фильтрацию первичного пучка излучения [43,64,65]. Найденные оценки позволяют задавать начальное приближение восстанавливаемых спектральных распределений с большей достоверностью.

Таким образом, основываясь на законе ослабления излучения по восстановленным

спектральным распределениям, можно рассчитывать радиационные параметры рентгеновских пучков.

### Заключение

Принципы реализации неклассических спектрометров излучения предполагают использование позиционно-чувствительных детекторов, технология производства которых хорошо

отработана. При этом разработаны эффективные вычислительные алгоритмы решения обратной задачи восстановления спектров по пространственным распределениям. В совокупности эти факторы открывают новые возможности по созданию приборов контроля эксплуатационных параметров медицинских рентгеновских аппаратов, концептуально отличающихся от известных аналогов.

### Литература

1. Колеватов Ю.И., Семенов В.П., Трыков Л.А. Спектрометрия нейтронов и гамма-излучения в радиационной физике. М.: Энергоатомиздат, 1991, 296 с.
2. Леонов А.С. Решение некорректно поставленных задач. Изд. 2-е. М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2013, 336 с.
3. Косарев Е.Л. Методы обработки экспериментальных данных. 2-е изд., перераб. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 208 с.
4. M. Stampanoni et al, «Validation of reconstructed bremsstrahlung spectra between 6 MV and 25 MV from measured transmission data», *Medical physics*. Vol. 28. no. 3, pp. 325-327, 2001.
5. S. Tominaga, «A singular-value decomposition approach to X-ray spectral estimation from attenuation data», *Nucl Instrum Methods*, A243:580-86, 1986.
6. B. Armbruster, R.J. Hamilton, A.K. Kuehl, «Spectrum reconstruction from dose measurements as a linear inverse problem», *Physics in Medicine & Biology*, vol. 49, no. 22, pp. 5087, 2004.
7. C. Leinweber, J. Maier, M. KachelrieB, «X ray spectrum estimation for accurate attenuation simulation», *Medical physics*, vol. 44, no. 12, pp. 6183-6194, 2012.
8. J.M. Dinten et al, «X-Spectrum Determination Applied to Flash Radiography», *Advances in X-ray Analysis*, vol. 35, no. B, pp. 1091-1095, 1991.
9. Y. Du et al. «Measurement of synchrotron radiation spectra using combined attenuation method and regularized inversion», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 565, no. 2, pp. 855-860, 2006.
10. S. Gallardo, J. Rodenas, G. Verdu, «Unfolding X-ray spectra using a flat panel detector. Determination of the accuracy of the method with the Monte Carlo method», *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 155, pp. 233-238, 2019.
11. V. Delgado, «Determination of X-ray spectra from *Al* attenuation data by imposing a priori physical features of the spectrum: Theory and experimental validation», *Medical physics.*, vol. 36, no. 1, pp. 142-148, 2009.
12. J.W. Twidell, «The determination of X-ray spectra using attenuation measurements and a computer program», *Physics in Medicine & Biology*, vol. 15, no. 3, pp. 529, 1970.
13. S. Tominaga, «The estimation of X-ray spectral distributions from attenuation data by means of iterative computation», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 192, no. 2-3, pp. 415-421, 1982.
14. R.G. Waggener et al., «X-ray spectra estimation using attenuation measurements from 25 kVp to 18 MV», *Medical physics*, vol. 26, no. 7, pp. 1269-1278, 1999.

15. J.M. Boone, «X-ray spectral reconstruction from attenuation data using neural networks», *Medical physics*, vol. 17, no. 4, pp. 647-654, 1990.
16. S. Hussain, «Artificial neural network model for spectral construction of a linear accelerator megavoltage photon beam», International Conference on Intelligent Systems, 2010, Modelling and Simulation, IEEE, pp. 86-91, 2010.
17. O.I. Nedavnii, S.P. Osipov, «Approximate energy spectrum of a high-intensity bremsstrahlung source derived from attenuation curve by method of moments», *Russian journal of nondestructive testing*, vol. 37, no. 9, pp. 667-671, 2001.
18. E.Y. Sidky et al., «A robust method of X-ray source spectrum estimation from transmission measurements: Demonstrated on computer simulated, scatter-free transmission data», *Journal of applied physics*, vol. 97, no. 12, pp. 124701, 2005.
19. M. Endrizzi, P. Delogu, P. Oliva, «Application of an expectation maximization method to the reconstruction of X-ray-tube spectra from transmission data», *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*, vol. 102, pp. 42-47, 2014.
20. X. Duan et al., «CT scanner X-ray spectrum estimation from transmission measurements», *Medical physics*, vol. 38, no. 2, pp. 993-997, 2011.
21. A. Lelyukhin, T. Piskaryova, E. Kornev, «Monitoring the spectral composition of bremsstrahlung during the exposure», *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 148, pp. 45-48, 2019.
22. Тараско М.З. Метод минимума направленного расхождения в задачах поиска распределений: Препринт № 1446. 1983.
23. Лелюхин А.С., Муслимов Д.А. Восстановление спектральных распределений по данным о пространственном распределении фотонов вторичного излучения // Прикладная физика. 2020. № 5. С. 10-15.
24. Кульбак С. Теория информации и статистика. М.: Наука, 1967. 408 с.
25. Теребиж В.Ю. Введение в статистическую теорию обратных задач. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. 376 с.
26. E.L. Kosarev, V.D. Peskov, E.R. Podolyak, «High resolution soft X-ray spectrum reconstruction by MWPC attenuation measurements», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*. vol. 208, no. 1-3, pp. 637-645, 1983.
27. L. Silberstein, «Determination of the spectral composition of X-ray radiation from filtration data», *JOSA*, vol. 22, no. 5, pp. 265-280, 1932.
28. A.P. Cracknell et al., «The determination of the photon energy spectrum of a flash X-ray tube», *Radiation Effects*, vol. 2, no. 4, pp. 233-242, 1970.
29. Баловнев А.В., Визгалов И.В., Салахутдинов Г.Х. Диагностика аномальной электрон-электронной эмиссии в автоколебательном режиме пучково-плазменного разряда при помощи метода фильтров и термолюминесцентных детекторов // Прикладная физика. 2015. № 1. С. 40.
30. Баловнев А.В. и др. Исследование рентгеновского излучения микропинцевого разряда при помощи термолюминесцентных детекторов // Прикладная физика. 2013. № 4. С. 23-26.
31. J. Cao et al., «Spectral reconstruction of the flash X-ray generated by Dragon-I LIA based on transmission measurements», *Nucl. Sci. Tech.*, vol. 26, pp. 040403, 2015.
32. J.P.O. Manrique, A.M. Costa, «Reconstruction of X-rays spectra of clinical linear accelerators from transmission data with generalized simulated annealing», *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 155, pp. 4-8, 2019.
33. J. Cao et al., «A novel X-ray tube spectra reconstruction method based on transmission measurements», *Nuclear Science and Techniques*, vol. 27, no. 2, p. 45, 2016.
34. S. Gallardo et al., «Unfolding X-ray spectra using a flat panel detector», 2013, 35th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society (EMBC). IEEE, 2013. pp. 2384-2387. DOI: 10.1109/EMBC.2013.6610018.

35. E.Y. Sidky et al., «A robust method of X-ray source spectrum estimation from transmission measurements: Demonstrated on computer simulated, scatter-free transmission data», *Journal of applied physics*, vol. 97, no. 12, pp. 124701, 2005.
36. L. Yu, E.Y. Sidky, X. Pan, «A novel method for determining source spectrum/detector spectral response in X-ray imaging», 2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No. 03CH37515). IEEE, vol. 4, pp. 2964-2967.
37. V. Raspa, C. Moreno, «Radiographic method for measuring the continuum hard X-ray output spectrum of a Plasma Focus device», *Physics Letters A*, vol. 373, no. 40, pp. 3659-3662, 2009.
38. V. Raspa et al., «Plasma focus based flash hard X-ray source in the 100 keV region with reproducible spectrum», *Physics Letters A*, vol. 374, no. 46, pp. 4675-4677, 2010.
39. Косарев Е.Л., Песков В.Д., Подоляк Е.Р. Восстановление спектра ультрамягкого рентгеновского излучения из измерений его поглощения в газе // ЖТФ. 1983. Том 53. Вып. 6. С. 1101-1114.
40. Микеров В.И., Кошелев А.П. Рентгеновский анализатор. Патент на изобретение № 2504756. Россия. Опубликовано: 20.01.2014. Бюл. № 2.
41. Лелюхин А.С., Корнев Е.А. Спектрозональный рентгеновский детектор. Патент на изобретение № 2262720. Россия. Опубликовано: 20.10.2005. Бюл. № 29.
42. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Восстановление спектра излучения рентгеновской трубки по абсорбционной кривой // Материалы III Евразийского конгресса по медицинской физике и инженерии «Медицинская физика-2010». Сб. материалов. Том 2. М., 2010. С. 97-99.
43. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Гамалей К.А. Определение практического пикового напряжения по восстановленным спектральным распределениям тормозного излучения // Медицинская техника. 2011. № 5. С. 34-39.
44. R.T. Mainardi, E.V. Bonzi, «An indirect method of X-ray spectra measurement by simultaneous attenuations of the scattered beam», *Radiation Physics and Chemistry*, vol. 77, no. 5, pp. 537-544, 2008.
45. R.T. Mainardi, R.A. Barrea, «X-ray spectral determination by successive modifications of the beam intensity», *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 280, no. 2-3, pp. 387-391, 1989.
46. W.T. Jalbout, N.M. Spyrou, «Spectral reconstruction by scatter analysis for a linear accelerator photon beam», *Physics in Medicine & Biology*, vol. 51, no. 9, pp. 2211, 2006.
47. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С., Зацепин А.А., Татаров А.В. Устройство для определения высокого напряжения на рентгеновской трубке. Патент на изобретение № 2633801. Россия. Опубликовано: 19.10.2017. Бюл. № 29.
48. Лелюхин А.С., Муслимов Д.А., Пискарева Т.И., Межуева Л.В., Татаров А.В., Яловой С.К., Стуров А.С. Устройство для измерения анодного напряжения и определения суммарной фильтрации рентгеновского излучения. Патент на изобретение № 2672253. Россия. Опубликовано: 13.11.2018. Бюл. № 32.
49. СанПиН 2.6.1.1192-03. Гигиенические требования к устройству и эксплуатации рентгеновских кабинетов, аппаратов и проведению рентгенологических исследований. М.: ФЦГСЭН, 2003. 76 с.
50. Блинов Н.Н. Основы рентгенодиагностической техники. Учебное пособие. М.: Медицина, 2002. 392 с.
51. Владимиров Л.В., Владимиров Ю.Л., Козлов А.А. Радиационные методы контроля параметров рентгенодиагностических аппаратов // Медицинская техника. 2007. № 5. С. 35-37.
52. Нурлыбаев К., Синников Л.Л., Ярына Д.В. Метрологическое обеспечение средств контроля электрических и радиационных параметров рентгеновских аппаратов // АНРИ. 2007. № 2. С. 53-57.
53. Зеликман М.И. Цифровые системы в медицинской рентгенодиагностике. М.: ОАО «Издательство «Медицина», 2007. 208 с.

54. ГОСТ Р МЭК 61267-2001. Аппараты рентгеновские медицинские диагностические. Условия излучения при определении характеристик.
55. International Electrotechnical Commission, Medical Diagnostic X-Ray Equipment – Radiation Conditions for Use in the Determination of Characteristics. Rep. IEC-61267, IEC, Geneva, 2005.
56. ГОСТ ИЕС 61676-2011. Медицинское электрическое оборудование. Дозиметрические приборы, используемые для неинвазивного измерения напряжения на рентгеновской трубке в диагностической радиологии. М.: Стандартиформ, 2013 г.
57. Владимиров Л.В., Владимиров Ю.Л., Козлов А.А. Радиационные методы контроля параметров рентгенодиагностических аппаратов // Медицинская техника. 2007. № 5. С. 35-37.
58. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Методы и средства измерения анодного напряжения рентгеновских аппаратов // Медицинская техника. 2011. № 5. С. 15-18.
59. Лелюхин А.С. Определение характеристик рентгеновского пучка по профилю поля вторичного излучения // Медицинская техника. 2019. № 2. С. 32-34.
60. Лелюхин А.С. Определение параметров рентгеновского пучка по восстановленным спектральным распределениям // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2014: материалы Всерос. школы-семинара. Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2014. С. 24-26.
61. H.M. Kramer, H.J. Selbach, W.J. Ples, «The practical peak voltage of diagnostic X-ray generators», *The British journal of radiology*, vol. 71, no. 842, pp. 200-209, 1998.
62. Y. Baorong et al., «Experimental determination of practical peak voltage», *The British journal of radiology*, vol. 73, no. 870, pp. 641-649, 2000.
63. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Методы и средства измерения анодного напряжения рентгеновских аппаратов // Медицинская техника. 2011. № 5. С. 15-18.
64. Муслимов Д.А., Лелюхин А.С. Определение практического пикового напряжения по скорости затухания тормозного излучения в полупроводниковом детекторе // Медицинская техника. 2012. № 1. С. 18-22.
65. Зацепин А.А., Татаров А.В., Калугин Е.Я., Лелюхин А.С. Использование информации о форме полей вторичного излучения при определении режимов работы рентгеновских аппаратов // Приборы. 2017. № 8. С. 29-33.

## Methods and Devices for Reconstruction Radiation Spectra from Spatial Distributions

Lelyukhin Alexander («Photon» Ltd, Orenburg, Russia)

**Abstract.** The paper considers the principles of construction of non-classical radiation spectrometers. Schemes for the formation of spatial distributions of radiation fields are presented, and the problem of reconstructing the spectra from attenuation curves and profiles of secondary radiation fields is formulated. A review of non-classical spectrometers is presented and a systematization of non-classical radiation spectrometers is proposed based on the principle of obtaining information about the primary radiation beam. A technique for determining radiation conditions from reconstructed spectral distributions is described.

**Key words:** non-classical radiation spectrometers, radiation spectrum, radiation conditions.

А.С.Лелюхин (к.т.н., доцент, науч.рук.проекта) – ООО «Фотон», г. Оренбург.

Контакты: e-mail: alex-ray@inbox.ru, тел. +7 (3532) 21-03-13.