

*На правах рукописи*

**Портной Александр Юрьевич**

**Физические процессы формирования сигнала и фона при  
использовании энергодисперсионных детекторов  
рентгеновского и гамма излучения**

**Специальность 01.04.01 –  
"Приборы и методы экспериментальной физики"**

**Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени доктора  
физико-математических наук**

**Иркутск – 2018**

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении высшего образования «Иркутский государственный университет путей сообщения».

Научный консультант:

доктор физико - математических наук, профессор  
Павлинский Гелий Вениаминович.

Официальные оппоненты:

1. Семенов Валентин Георгиевич – доктор физико-математических наук, профессор, Институт химии Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет».

2. Ревенко Анатолий Григорьевич – доктор технических наук, главный научный сотрудник Института земной коры Сибирского отделения Российской академии наук.

3. Калинин Борис Дмитриевич – доктор технических наук.

Ведущая организация: Акционерное общество «Научно-производственное предприятие «Буревестник», Санкт – Петербург.

Защита диссертации состоится 19 октября 2018 г. в 14 часов на заседании диссертационного совета Д 002.034.01, на базе Института аналитического приборостроения РАН (ИАП РАН), по адресу: 190103, г. Санкт-Петербург, Рижский пр., д. 26, Институт аналитического приборостроения РАН, а/я 207.

С диссертацией можно ознакомиться в научно-технической библиотеке ИАП РАН по тому же адресу и на сайте [www.iairas.ru](http://www.iairas.ru) и [www.iai.rssi.ru](http://www.iai.rssi.ru). Отзывы на диссертацию и автореферат направлять по адресу: 198095, г. Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33, лит. А.

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета

доктор физико-математических наук

А.Л.Буляница

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность проблемы и состояние вопроса

Идеал энергодисперсионного детектора излучения – некоторое «черное тело», в котором в точке регистрации фотона отсутствуют потери энергии. С точки зрения взаимодействия излучения с веществом, естественно, это не так, что является одной из причин наличия фона в регистрируемом сигнале.

Рентгенофлуоресцентная аппаратура и метод анализа (РФА) позволяют быстро и с высокой точностью определять элементный состав веществ и материалов. Поэтому он широко используется в исследовательских организациях, а также промышленности для экспрессного контроля технологических процессов. Одним из недостатков метода является недостаточное соотношение сигнал/фон и соответствующий предел обнаружения. Для улучшения соотношения сигнал/фон необходимы адекватные модели физических процессов, приводящих к формированию как сигнала, так и фона. Высокая интенсивность и неконтролируемые флуктуации интенсивности фонового сигнала являются главным препятствием в снижении предела обнаружения. Сравнительно новый метод с низким уровнем фона, использующий полное внутреннее отражение, не имеет основного достоинства «стандартных» методов РФА – удобства пробоподготовки, а метод с использованием поляризованного излучения также требует уточнения теории с точки зрения образования фона.

Учету же фона на сегодняшний день мешают следующие причины. Процесс возникновения фонового сигнала является двухступенчатым. Первая ступень – фоновое излучение, связанное с рассеянием первичного излучения самим образцом, изучена достаточно хорошо. Хотя здесь следует обратить внимание на неоднозначность описания сечения комптоновского рассеяния и фрагментарность сведений о тормозном излучении фото, Оже и комптоновских электронов, возникающих в облучаемом материале. Кроме того, возникновение фонового излучения обычно рассматривается изолированно от формирования рентгеновской флуоресценции, что затрудняет сопоставление процессов, определяющих контрастность полезного сигнала. Вторая ступень – искажение детектором и регистрирующим блоком аппаратуры спектрального состава попавшего в него излучения. На этой ступени следует учитывать особенности энергодисперсионной и кристалл- дифракционной аппаратуры.

Энергодисперсионные рентгенофлуоресцентные установки имеют компактную геометрию системы источник излучения – образец – детектор с сильно расходящимися пучками первичного и возникшего в образце излучения. Ограниченный размер полупроводникового детектора, используемого в такой аппаратуре, обуславливает возможность выхода фотона из детектора как после взаимодействия его с веществом, так и при отсутствии такового, а также возможность выхода электронов высоких (больше 200 эВ) энергий из детектора. Если процесс выхода таких электронов изучен достаточно полно, например, [1...4], то о дополнительном фоне, возникающем в результате комптоновского рассеяния фотона в детекторе, обычно лишь упоминается, например, [5, 6].

При количественном расчете параметров и формы функции отклика детектора становится ясно, что недостаточно описанными являются процессы неполного сбора заряда в детекторе внутри мертвого слоя, а также процесс регистрации излучения после комптоновского рассеяния фотона в детекторе. Поскольку при регистрации фотона в области гамма излучения основным процессом, приводящим к регистрации фотона, является комптоновское рассеяние, изменяющее дальнейшую траекторию

рассеянного фотона, то это влияет и на пространственное разрешение координатно-чувствительных детекторов. При выборе материала и геометрических размеров для рентгеновского или гамма детектора, используемого в конкретной ситуации, важна априорная информация о качественном и количественном составе фона.

При выполнении расчетов оказалось, что в некоторых случаях предельные уровни по отношению сигнал/фон в энергодисперсионном флуоресцентном анализе уже достигнуты, в некоторых случаях – возможны улучшения, связанные либо с применением детекторов из различных материалов, либо с изменением толщины Si детектора. Также практически значимые расчеты удалось провести, предполагая, что детекторы можно выполнить двухслойными и контролируя двойные события, связанные с рассеянием и поглощением, с помощью схемы временных совпадений.

В кристалл – дифракционной аппаратуре используются дополнительные элементы для разложения в спектр излучения образца (кристалл – анализатор) и для выделения аналитической линии (амплитудный дискриминатор). Эти элементы вносят свои искажения в интенсивность регистрируемого сигнала. Ограниченные размеры пропорциональных газонаполненных детекторов, используемых в этой аппаратуре, вносят в спектр те же искажения, что и при использовании полупроводниковых детекторов при энергодисперсионной регистрации сигналов.

Изложенное позволяет утверждать, что развитие представлений о физических процессах формирования сигнала и фона является важной научной проблемой и необходимо для дальнейшего совершенствования рентгенофлуоресцентной аппаратуры и метода анализа.

Качественный анализ отечественных и зарубежных работ, в том числе проведенных после исследований автора, показывает, что перспективным для решения совокупности задач по рассмотрению процессов формирования сигнала и фона, а также соответствующей теории, является применение методов комплексного моделирования процессов в сложных приборных системах, с учетом процессов в каждом элементе системы.

**Целью работы** является развитие теоретических основ РФА, позволяющих адекватно экспериментальным данным описывать сигнал и фон, прогнозировать предельно возможное отношение сигнал/фон, определяемое процессами радиационного и электронного переноса, в том числе разработка моделей, пригодных для описания формирования сигнала и фона на основе комплексного рассмотрения процессов взаимодействия излучения с веществом на всех стадиях преобразования излучения в сигнал, регистрируемый аппаратурой, а также разработка новых решений, позволяющих в конкретных условиях эксперимента улучшить это соотношение, подавляя фоновую составляющую регистрируемого сигнала.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие **задачи**:

- определить причины формирования фонового сигнала при регистрации рентгеновского излучения;
- развить теорию РФА: теоретически и экспериментально исследовать эффекты, имеющие место при потерях энергии в процессе поглощения фотона веществом полупроводникового детектора, которые усложняют форму функции отклика;
- провести экспериментальную проверку полученной модели, сопоставив расчетные и экспериментальные данные спектров сигнала и фона для энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного анализа с радиоизотопным возбуждением;
- определить роль геометрии спектрометра при количественном описании формы энергетического распределения пика комптоновского рассеяния;

- теоретически рассмотреть способы увеличения соотношения сигнал/фон в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе путем подбора оптимальных условий возбуждения и регистрации сигнала, таких как источник возбуждающего излучения, толщина и материал детектора;

- теоретически обосновать двухслойный детектор рентгеновского излучения с первым слоем из Si<sup>1</sup>, вторым слоем – из Ge, AsGa либо CdTe, рассчитать оптимальные параметры кремниевого слоя такого детектора, изучить условия в энергодисперсионном спектрометре, при которых можно рассчитывать на повышение контрастности при измерениях;

- экспериментально изучить вклады составляющих фона в каналах спектрометра, выполненных по рентгенооптическим схемам Соллера и Йогансона при использовании газовых детекторов в пропорциональном режиме; предложить приемы, позволяющие уменьшить величину фона;

- предложить экспериментальные способы учета влияния фона, обусловленного вторыми порядками отражения на псевдокристаллах при возбуждении рентгеновской флуоресценции элементов с малыми атомными номерами и использовании пропорциональных газовых детекторов.

В такой совокупности перечисленные задачи ранее не ставились, поэтому не имели законченного решения.

### **Научная новизна работы**

1. Предложена и обоснована комплексная математическая модель детектора, учитывающая процессы как переноса излучения (включая поглощение и рассеяние), так и электронов высоких энергий, а также сбора заряда электронов низких энергий. Подобная модель позволяет с помощью метода Монте-Карло рассчитывать параметры функции отклика детектора: вероятности регистрации в пике полного поглощения, в низкоэнергетических «хвостах потерь», связанных с выходом электронов высоких энергий из образца и неполным сбором заряда электронов и дырок внутри мертвого слоя, в «горбе потерь<sup>2</sup>», связанном с выходом комптоновски рассеянного фотона из детектора и «пике потерь», связанном с выходом из детектора флуоресцентного фотона. Адекватность расчетов подтверждена сопоставлением с имеющимися экспериментальными данными.

2. Предложенная модель детектора использована для расчетов вероятностей регистрации в различных частях функции отклика детектора для Si и Ge детекторов различной толщины чувствительного и мертвого слоя. Даже при полном сборе зарядов образовавшихся носителей (нулевой толщине мертвого слоя) с низкоэнергетической стороны регистрируемой линии интенсивность регистрации в «хвосте потерь» будет обусловлена выходом электронов высокой энергии из материала детектора, что будет определять предельную контрастность регистрации линии подобным детектором. Процессы радиационного переноса и поглощения энергии фотона в детекторе могут существенно ограничивать пространственное разрешение координатно-чувствительных детекторов.

3. Созданы теоретические основы двухслойного комбинированного детектора, с первым достаточно тонким слоем Si и вторым слоем Ge, AsGa либо CdTe, а

---

<sup>1</sup> Здесь и далее под Si детектором будут пониматься Si(Li), Si pin, Si SDD детекторы, в которых отсутствуют средства для различения события, которое привело к регистрации фотона как в результате полного поглощения, так и в результате частичного поглощения с потерей остальной энергии.

<sup>2</sup> Имеются также названия «Compton escape plateau», «антикомптоновский пик», «антикомптоновский континуум»

одновременные события, связанные с двухкратными событиями рассеяния и (или) поглощения в разных детекторах регистрируются схемой антисовпадений. Вероятности регистрации в пиках потерь второго детектора существенно уменьшаются по сравнению с пиком потерь одиночного аналогичного детектора второго слоя, а вероятность регистрации в «горбе потерь», связанном с комптоновским рассеянием излучения в детекторе существенно ниже, чем для одиночного толстого Si детектора. Оценена оптимальная толщина Si слоя такого детектора.

4. Созданы теоретические основы для расчетов измеряемого сигнала и фона в энергодисперсионной аппаратуре. Расчеты могут быть выполнены на основе модели, включающей взаимодействие излучения с веществом образца и последующего взаимодействия излучения с веществом детектора. Впервые показано, что при введении геометрического фактора спектрометра для учета углов рассеяния в энергодисперсионном спектрометре и использовании указанной модели переноса в детекторе возможен расчет контрастности для различных условиях возбуждения и детектирования, а, следовательно, и выбор оптимальных условий возбуждения и детектирования.

5. Впервые показано, что при использовании в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе с радиоизотопным возбуждением комбинированного двухслойного детектора возможно улучшение соотношения сигнал/фон.

6. Установлено на базе экспериментальных данных существенное различие состава фонового излучения, попадающего в детектор в спектрометрических каналах по Соллеру и Иоганссону. Впервые предложен способ фильтрации амплитудного спектра импульсов детектора, позволяющий при использовании Na канала по Иоганссону примерно в три раза увеличить контрастность при сохранении уровня сигнала. На основе данного способа предложен способ учета наложения линий при использовании псевдокристаллов для разложения излучения в спектр.

### **Практическая значимость**

Результаты работы являются основой для совершенствования рентгенофлуоресцентных спектрометров в целях улучшения их метрологических параметров. Знание процессов формирования фона в энергодисперсионном флуоресцентном анализе создает условия для эффективного учета и подавления фоновой составляющей.

Представленная в работе модель процессов, происходящих в энергодисперсионном спектрометре и детекторе является основой для расчета контрастности, позволяет описать форму функции отклика детектора и рассчитывать фон, обусловленный неидеальностями функции отклика детектора, а также выбирать оптимальный детектор для детектирования излучения в конкретной ситуации и оптимизировать условия возбуждения сигнала.

Предложенный двухслойный комбинированный Si-Ge или Si-AsGa детектор в силу своих лучших характеристик может быть применен при прецизионных радиационных измерениях в широком диапазоне энергий.

Предложенный способ фильтрации амплитудного спектра является основой для улучшения соотношения сигнал/фон при использовании в квантометрах со спектрометрическими каналами по Иоганссону и Соллеру.

**Автор защищает следующие научные положения:**

1. Учет процесса выхода фотона из детектора после фотопоглощения с последующей флуоресценцией, а также комптоновского рассеяния в модели радиационного переноса в детекторе позволяет описать функцию его отклика, включая «горб потерь», возникающий в результате выхода комптоновски рассеянного фотона из детектора и регистрации аппаратурой электрона отдачи как фотона с соответствующей энергией и дополнительный «хвост» «горба потерь» в область высоких энергий, обусловленный выходом фотона из детектора после многократного комптоновского рассеяния.

2. Вклады процессов переноса возникающих электронов высоких энергий и процессов неполного сбора заряда при переносе электроно-дырочных пар вследствие большей концентрации центров рекомбинации вблизи поверхности становятся соизмеримыми при толщине возникающего «мертвого слоя» порядка 0,1-0,2 мкм, что соответствует современным высококачественным полупроводниковым детекторам.

3. Учет процесса регистрации фотона в «горбе потерь» детектора в модели переноса энергии рентгеновским излучением и возникающими электронами в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном спектрометре с Si(Li) детектором, учитывающая процессы в образце и детекторе, показал, что фон в области энергий 1 – 12 кэВ при радиоактивном источнике  $^{241}\text{Am}$  с имеющейся линией 59.5 кэВ, и в области энергий 1-20 кэВ при радиоактивном источнике  $^{109}\text{Cd}$  с имеющейся линией 88 кэВ в основном (до 90%) обусловлен рассеянием высокоэнергетического первичного излучения веществом образца и последующим его комптоновским рассеянием в детекторе с регистрацией в «горбе потерь».

4. Учет процессов переноса энергии в детекторе в математической модели спектрометра, включающей модели переноса излучения в образце и излучения и электронов в детекторе создал возможность подбора оптимального источника излучения и материала и толщины детектора, обеспечивающих максимальную контрастность. Уменьшение толщины Si детектора с 5 мм до 0.5 мм и использовании радиоактивного источника  $^{241}\text{Am}$  приводит к уменьшению фоновой составляющей, обусловленной «горбом потерь» в диапазоне энергий 1-12 кэВ примерно в 8 раз<sup>3</sup>.

5. Учет процессов переноса энергии в детекторе создал возможность разработать теоретические основы двухслойного комбинированного полупроводникового детектора, состоящего из ближнего к источнику излучения Si детектора и дальнего Ge, AsGa или CdTe детектора, подключенных к схеме антисовпадений. Подобные детекторы должны обладать лучшими свойствами – меньшей вероятностью регистрации высокоэнергетического излучения в «горбе потерь», обусловленном комптоновским рассеянием излучения в детекторе с последующим выходом рассеянного фотона из детектора, по сравнению с толстым кремниевым детектором, меньшей вероятностью регистрации в пиках фотопотерь по сравнению с детектором второго слоя, и эффективностью регистрации в области высоких энергий, аналогичной эффективности регистрации в детекторе второго слоя.

6. При применении двухслойного комбинированного детектора в спектрометре при использовании радиоизотопных источников  $^{241}\text{Am}$  и  $^{109}\text{Cd}$  будет наблюдаться снижение фона, обусловленного процессами переноса излучения в детекторе.

7. Учет процессов радиационного переноса в газовом пропорциональном детекторе позволил реализовать способ фильтрации амплитудного спектра импульсов,

---

<sup>3</sup> Тем не менее, простое уменьшение толщины детектора приводит к резкому падению вероятности регистрации при энергиях свыше 20 кэВ для Si детекторов толщиной 0,5 мм, что означает сложность регистрации по К спектру элементов уже со средними Z.

использующий априорную информацию о сложной форме функции отклика детектора, возникающей вследствие процессов радиационного переноса, основанный на анализе формы снимаемого спектра, что позволяет уменьшить влияние наложений пика потерь от высоких порядков отражения на основной пик исследуемой линии в ряде практически важных случаев в спектрометрах с волновой дисперсией. Применение способа на Na канале аппарата СРМ-25 позволяет примерно в три раза снизить уровень фона по сравнению со стандартным методом «амплитудного дискриминатора» при сохранении уровня сигнала. Также примерно в три раза уменьшается неопределенность фона, обусловленная изменением химического состава образца.

### **Личный вклад автора**

Основные результаты работы получены лично автором или при его непосредственном участии. Печатные работы, написанные диссертантом в соавторстве и отражающие основные результаты работы, основаны на экспериментальных результатах и их интерпретациях, которые в большей части выполнены самим автором.

### **Апробация работы**

Результаты работы докладывались и обсуждались на конференции «Неразрушающий контроль в науке и индустрии – 94», Москва, 1994; «Национальной конференции по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования материалов», Дубна, 1997; Международном симпозиуме по радиационной физике, Прага, 2000; V, VII конференциях «Аналитика Сибири и Дальнего Востока», г. Новосибирск, 1996, 2004; XV Уральской конференции по спектроскопии, г. Заречный, 2001; IV-VII Всероссийской конференции по рентгеноспектральному анализу, г. Иркутск, 2002, 2006, Краснодар, 2008, Новосибирск, 2011; 9 международной школе – семинаре по люминесценции и лазерной физике, г. Иркутск, 2004.

### **Публикации**

Материалы по теме диссертации опубликованы в 40 работах, в т.ч. статей в журналах, рекомендуемых ВАК – 19, 2 патента.

### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка литературы, общим объемом 292 страницы, включая 77 рисунков, 7 таблиц. Список литературы включает 464 наименования.

## **КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**В первой главе** обобщены сведения о формировании сигнала и фона в рентгенофлуоресцентном анализе. Поскольку формирование сигнала и фона в рентгеновских флуоресцентных спектрометрах существенно зависит практически от всех элементов спектрометрического тракта, рассматриваются все основные этапы преобразования излучения в электрический сигнал с последующей его регистрацией в виде спектра либо интенсивности отдельной линии.



**Во второй главе** проведен комплексный анализ особенностей функции отклика детектора, возникающих как при переносе и поглощении излучения в детекторе, так и при переносе электронов, возникающих в детекторе, поскольку данные особенности определяют предельные характеристики реальных детекторов излучения.

Математическое ожидание результата измерения энергетического распределения  $N(E)$  может быть представлено как

$$N(E) = \int N_0(E_0) \cdot K(E_0, E) \cdot dE_0, \quad (1)$$

где  $N_0(E_0)$  - математическое ожидание энергетического распределения фотонов, попавших в детектор,  $K(E_0, E)$  - функция отклика детектора (вероятность регистрации фотона с энергией  $E$  при попадании в детектор фотона с энергией  $E_0$ ).

При взаимодействиях с веществом детектора фотон с энергией  $E_{det0}=E_0$  может быть полностью поглощен, преобразовавшись в поток электронов, которые дадут импульс тока детектора с зарядом  $Q_{det}=C \cdot E_{det0}$ , ( $C$ - коэффициент пропорциональности) и зарегистрируются аппаратурой как импульс напряжения, соответствующий  $E_{det0}$ . В то же время фотон, попавший в детектор, может быть некогерентно рассеян веществом или преобразоваться во флуоресцентный фотон, и покинуть детектор с энергией  $E_{detout}$ . Тогда оставшиеся в детекторе электроны будут зарегистрированы как фотон с энергией

$$E_{det}' = E_{det0} - E_{detout}. \quad (2)$$

Выход из детектора флуоресцентного фотона сопровождается образованием пика фотопотерь. В результате выхода излучения из вещества детектора после комптоновского рассеяния возникает «горб потерь».

Формула (2) также не является строгим законом – вблизи входной поверхности детектора заряд до некоторой глубины (глубина мертвого слоя) будет собираться не полностью, из-за более интенсивной, чем в основном объеме детектора, рекомбинации носителей на центрах рекомбинации и захвата заряда ловушками, связанными с приповерхностными дефектами полупроводника. При таких процессах количество собранного заряда электронов и дырок может быть разным [7]. Из-за неполного сбора заряда при регистрации фотона внутри мертвого слоя фотон будет регистрироваться уже с энергией

$$E_{dem}'' = (E_{dem} - E_{dem\_out}) \cdot p_{zap}, \quad (3)$$

где  $p_{zap}(h)$  – относительное количество заряда, собранного с глубины детектора  $h$  при событиях фотопоглощения и комптоновского рассеяния. При моделировании эта функция должна изменяться от 0 вблизи поверхности детектора до 1 внутри основного объема детектора вдали от поверхности.

Для статистического оценивания результатов многократных взаимодействий излучения с веществом детектора был применен метод Монте-Карло, который позволяет также учесть геометрические особенности детектора.

Вероятности процессов, происходящих в веществе детектора, описываются следующими выражениями:

1. Вероятность фотопоглощения  $dP_\tau$  фотона с энергией  $E_0$  К-оболочкой на пути пробега  $dl$  определяется выражением:

$$dP_\tau = \tau_K(E_0) \cdot \rho \cdot dl, \quad (4)$$

где  $\tau_K(E_0)$  - частичный массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения излучения К-оболочкой,  $\rho$  - плотность рабочего вещества детектора.

Для упрощения расчетов будем считать, что флуоресценция сосредоточена в  $K\alpha$  линии и вероятность ее появления  $dP(E_0 \rightarrow E_{K\alpha}) = dP_\tau \cdot \omega_K$ , где  $\omega_K$  – выход

рентгеновской флуоресценции. В случае безрадиационного (Оже) перехода вся энергия фотона поглощается в детекторе.

2. Вероятность фотопоглощения  $dP_\tau$  фотона с энергией  $E_0$  L-оболочкой на пути пробега  $dl$  будет равна

$$dP_\tau = \tau_L(E_0) \cdot \rho \cdot dl, \quad (5)$$

где  $\tau_L(E_0)$  - частичный массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения излучения L оболочкой.

3. Вероятность когерентного рассеяния фотона в веществе детектора на угол  $\Theta$  на длине пробега  $dl$  равна

$$\frac{d^2 P_{coh}(\Theta)}{d\Theta \cdot dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_{el\_coh}(\Theta)}{d\Omega} \cdot 2 \cdot \pi \cdot \sin(\Theta) \cdot F^2_{at\_coh}, \quad (6)$$

4. Вероятность некогерентного (комптоновского) рассеяния:

$$\frac{d^2 P_{comp}(E_0 \rightarrow E(\Theta))}{d\Theta \cdot dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_a^{incoh}(\Theta)}{d\Theta}, \quad (7)$$

где сечения рассчитывались либо согласно данным работ [8, 9] либо [10]. Значения интегральных сечений по этим работам совпадают с достаточной точностью, дифференциальные же являются значительно разными.

Окончанием моделирования пролета фотона является выход фотона за пределы детектора или его фотопоглощение с энергией, меньшей энергии К- края (для кремния и аргона) или L края (германий, ксенон, NaI(Tl)) или фотопоглощение с последующим безрадиационным (Оже) переходом. Количество исследуемых траекторий фотона -  $10^6$ . При каждом событии, при котором появляется электрон с высокой энергией (фотопоглощение, безрадиационный (Оже) переход, комптоновское рассеяние) просчитывается вероятность выхода электрона за пределы чувствительной области детектора. Электрон выходит из детектора с глубины  $t$ . Первоначальное направление будем считать равновероятным, а траекторию – прямолинейной. Среднюю энергию электронов, прошедших сквозь слой  $r = t / \cos(\Theta)$  плотностью  $\rho$  примем согласно приближению Томсона – Уиддингтона

$$E_{el}(E_0, \rho, r) = \sqrt{E_0^2 - c_{tu} \cdot \rho \cdot r}, \quad c_{tu} \approx 3 \cdot 10^5 \text{ [кэВ}^2 \cdot \text{см}^2/\text{г]} \quad (8)$$

Энергетическое распределение электронов по энергиям будет равно

$$\frac{dn}{dE_{el}} = \frac{dn}{d\Theta} \cdot \frac{1}{\frac{dE_{el}}{d\Theta}} \quad (9)$$

Результат моделирования корректируется на поглощение во входном бериллиевом окне детектора. Вводится сглаживание полученных данных, учитывающее энергетическое разрешение детектора и уширение энергетических линий с ростом энергии фотона, в соответствии с экспериментальными данными.

На рис. 1а показана структура функции отклика Si детектора. В случае полного поглощения энергии фотона в детекторе он будет зарегистрирован в пике полного поглощения с энергией  $E_0$ , в случае фотопоглощения с последующим выходом флуоресцентного фотона Si – в “пике К фотопотерь” с энергией  $E_0 - E_{Ka}$ , в случае выхода электрона высокой энергии из чувствительной области детектора или неполного сбора заряда – в «хвосте» с энергией от 0 до  $E_0$ , в случае комптоновского рассеяния с выходом рассеянного фотона из детектора – в «горбе» потерь с энергией от 0 до максимальной энергии электронов отдачи  $E_{комп\_эл\_max}(E_0)$ . Вследствие

двухкратного комптоновского рассеяния горб потерь имеет область и с большими энергиями.

Структура функции отклика Ge детектора (рис 1б) несколько отличается от функции отклика Si детектора:

- в области энергий фотонов выше К края поглощения Ge очень большая вероятность выхода флуоресцентного фотона Ge из детектора, вследствие большего, чем у Si, выхода флуоресценции. Это обуславливает очень большую вероятность (порядка 20%) регистрации фотона в пике К фотопотерь. При увеличении энергии фотона вероятность регистрации в пике К фотопотерь монотонно убывает, однако до энергий порядка 50-60 кэВ составляет не менее 1%. Следствием этого в спектрах EDXRF будут «линии», отличающиеся от ярких линий спектра на энергию  $K_{\alpha}$  и  $K_{\beta}$  флуоресцентных квантов Ge;

- вероятность регистрации в «горбе потерь» существенно меньше таковой для Si детектора.

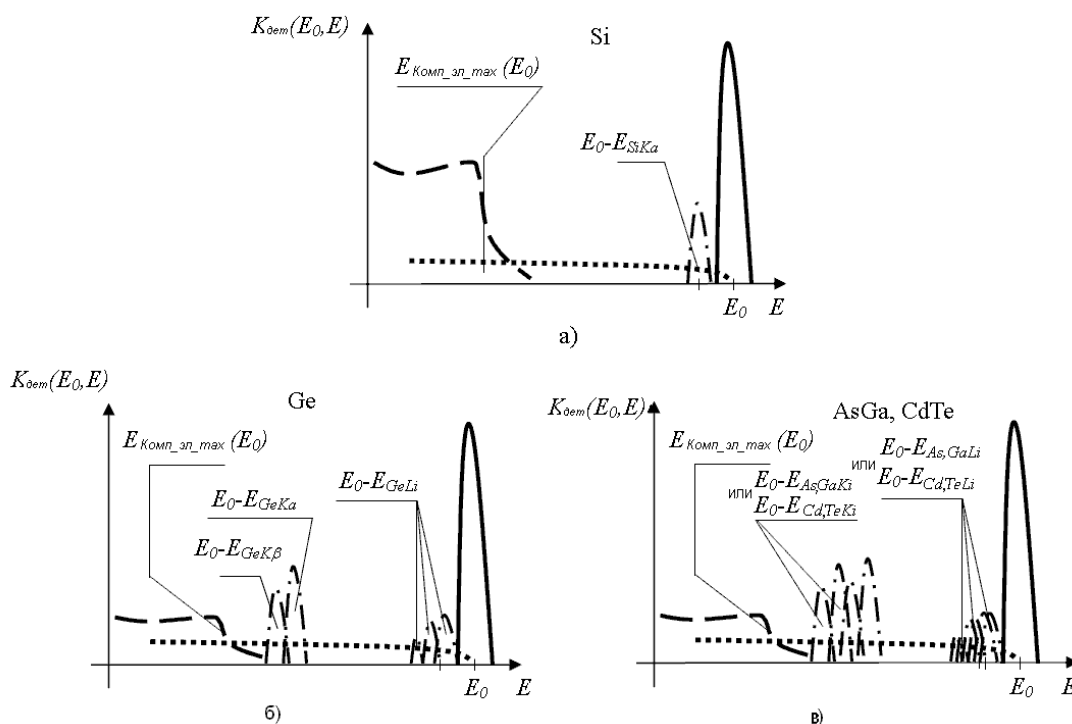


Рис. 1. Структура функции отклика детекторов. Пик полного поглощения (непрерывная линия), К-фотопотерь для Si и К- и L-фотопотерь для Ge, AsGa, CdTe детекторов (штрих-пунктирная линия), горб потерь (пунктирная линия), электронный хвост потерь (точечная линия).

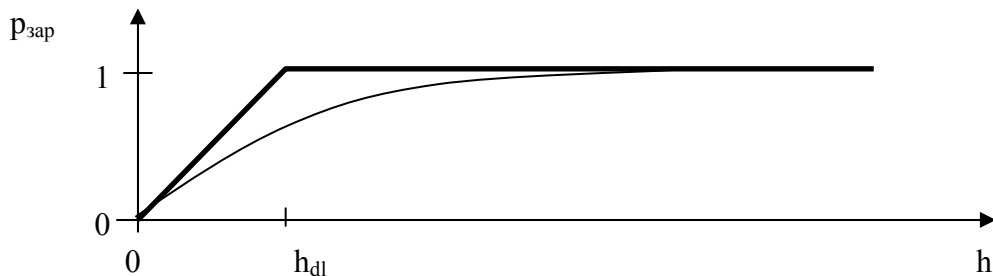
а) Si детектор, б) Ge детектор, в) AsGa или CdTe детектор.

Структура функции отклика AsGa и CdTe детектора (рис 1в) отличается от структуры функции отклика Ge детектора в основном удвоенным количеством пиков фотопотерь, соответствующих как As, так и Ga. Также, подобно Ge детектору, для AsGa детектора вероятность регистрации в «горбе потерь» существенно меньше, чем для Si детектора.

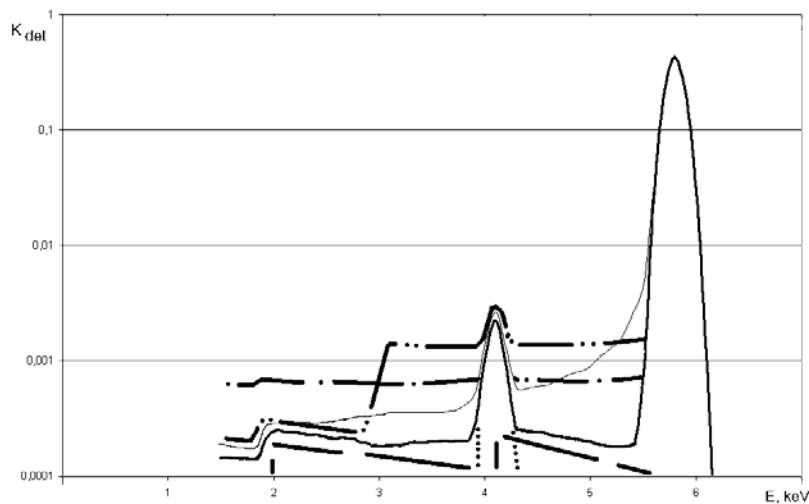
В зависимости от характера функции  $p_{зар}$  в выражении (3) хвост потерь, обусловленный неполным сбором заряда, может существенно различаться (рис. 2). В данной работе использовалось модели этой функции:

$$p_{зар}(h) = h / dead\_layer \text{ при } h < dead\_layer \quad (10)$$

$$p_{зар}(h) = 1 - \exp(-h / dead\_layer) \quad (11)$$



а)



б)

Рис. 2.

а) Модельная зависимость эффективности сбора заряда  $p_{зар}$  от глубины регистрации фотона  $h$  по формулам (10) – толстая линия и (11) – тонкая линия.

б) Расчетная функция отклика детектора при энергии фотонов 5,8 кэВ и зависимость эффективности сбора заряда  $p_{зар}$  по формуле (10) с толщиной мертвого слоя 0,1 мкм (толстая линия), толщиной мертвого слоя 1 мкм – (штрих-пунктирная), при толщине мертвого слоя для зарядов одного знака 0,2 мкм и другого знака 2 мкм (штрих-две точки) и по формуле (11) с эффективной толщиной мертвого слоя 0,1 мкм (тонкая линия). Пунктирная линия – предельный фон, обусловленный выходом электронов высоких энергий, точечная – пик фотопотерь.

При толщине мертвого слоя порядка 0,1-0,2 мкм и энергии излучения 5,8 кэВ вероятность регистрации в хвосте потерь, обусловленном выходом электронов высоких энергий и хвосте, неполным сбором заряда становятся примерно равными. Подобная толщина мертвого слоя характерна для современных высококачественных

детекторов. Соответственно, на сегодняшний день современные высококачественные детекторы подошли к уровню, когда фон становится обусловленным не только неполным сбором заряда, но и другими процессами переноса излучения в детекторе.

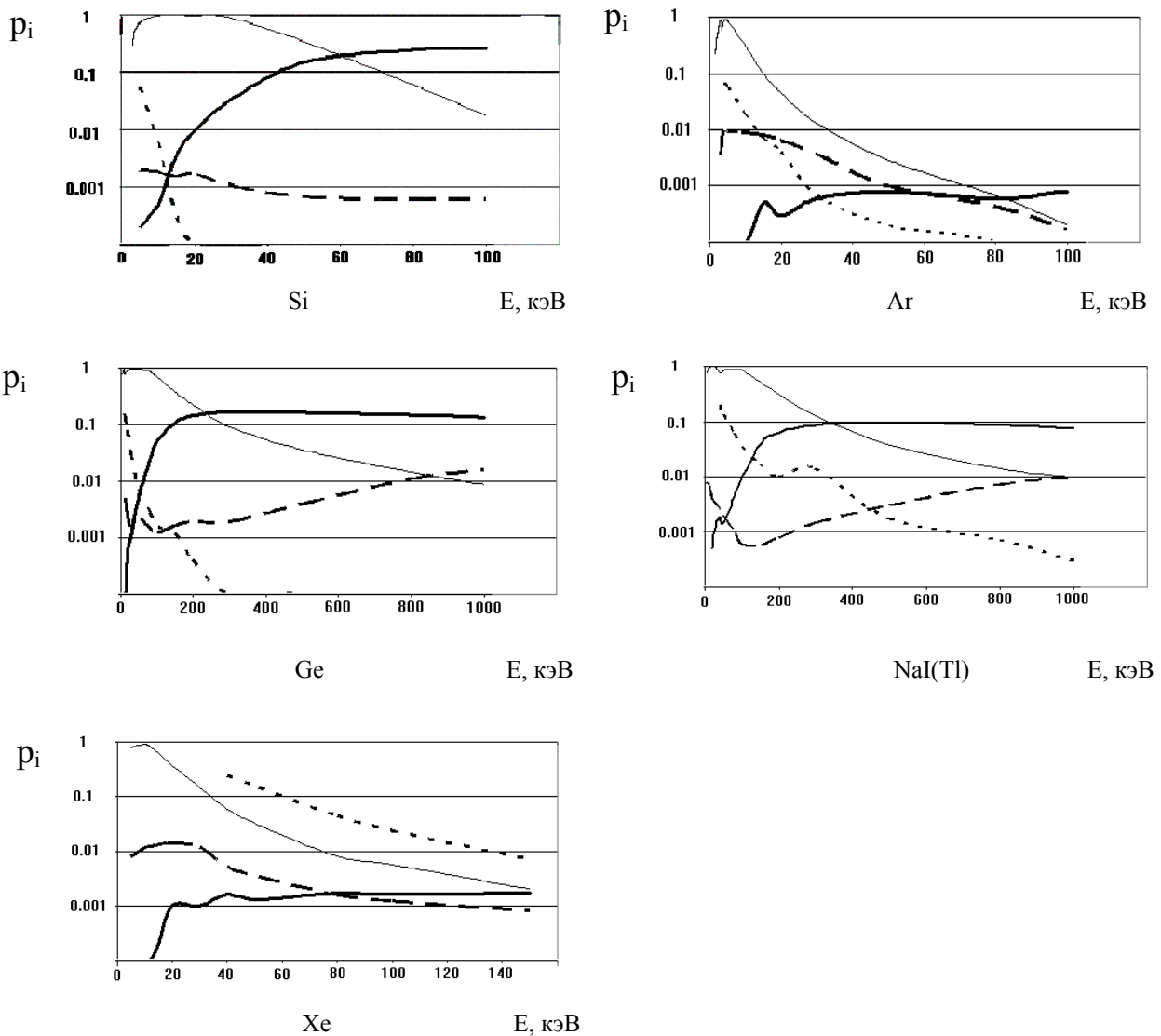


Рис. 3. Зависимость вероятности различных процессов от энергии фотона для различных детекторов:

- эффективности (вероятности полного поглощения энергии фотона в детекторе) (тонкая непрерывная линия);
- регистрации фотона в «горбе потерь» (толстая непрерывная линия);
- регистрации фотона в пике К-фотопотерь (точечная линия);
- регистрации фотона в «хвосте», обусловленном выходом электронов высоких энергий (пунктирная линия).

Исходя из доступных экспериментальных данных видно, что подбором технологических процессов можно максимально приблизить эффективность сбора заряда к формуле (10). Соответственно, выполнив на кремниевой пластине, предназначенной для производства микроэлектроники, несколько областей, могущих служить детекторами, подключив их к предусилителям, и облучив указанные области

фотонами с энергией в несколько кэВ, можно получить способ оценки количества приповерхностных дефектов, влияющих на дальнейшее качество изготавливаемой электроники.

При следующих расчетах, результаты которых приведены на рис. 3, приняты геометрические параметры твердотельных Si, Ge детекторов, сцинтиллятора NaI(Tl): толщина детектора 5 мм, диаметр 40 мм, засветка равномерная, падение пучка нормально к плоскости детектора.

Расчетные эффективности детекторов (вероятности полного поглощения энергии фотона), вероятности регистрации фотона в «хвосте потерь», связанном с дрейфом электронов высоких энергий, в «пике К-фотопотерь» и в «горбе потерь», связанном с комптоновским рассеянием в детекторе, сопоставлены на рис. 3. Как видно из рисунка, эффективность детектора падает в области малых энергий, где Ве окно (в случае наших расчетов - 0.254 мм) поглощает практически все излучение с энергией меньше 2 кэВ. В случае толщины окна 50 мкм эта граница поглощения станет примерно 1 кэВ.

Сечение фотопоглощения уменьшается с ростом энергии как  $1/E^3$ . С падением сечения начинает увеличиваться длина свободного пробега без взаимодействия. Когда она становится соизмеримой с толщиной детектора, начинает падать эффективность полного сбора энергии. Одновременно растет вероятность выхода фотона из детектора после комптоновского взаимодействия с регистрацией его в «горбе потерь». Вероятность регистрации фотона в пике К-фотопотерь для твердотельных детекторов наиболее велика в области энергий выше К-края поглощения, поскольку при этом фотон поглощается вблизи края детектора, откуда более вероятен выход флуоресцентного фотона через входную поверхность детектора. С дальнейшим ростом энергии эта вероятность для твердотельных детекторов в рассматриваемой геометрии падает, поскольку увеличивается длина свободного пробега фотона, и поглощение происходит ближе к центральной области детектора, выход из которой флуоресцентного фотона маловероятен.

Для газовых детекторов на рис. 3 были приняты размеры (диаметр детектора 30 мм, высота – 50 мм, засветка детектора равномерная в окне 15\*15 мм, падение пучка нормально к оси детектора), характерные для используемых в рентгеновском анализе. При этом вероятность выхода из детектора для возникшего в детекторе К флуоресцентного фотона его является очень большой. Так, вероятность регистрации в К пике фотопотерь для Ag детектора составляет около 10% от вероятности полного сбора энергии (выход флуоресценции – 12%), а для ксенонового детектора вероятность регистрации в К пике фотопотерь даже выше, чем регистрация фотона с полным сбором энергии (выход флуоресценции для К оболочки - 90%).

Очевидно, что попадание в детектор характеристического или рассеянного рентгеновского излучения образца с достаточно высокой энергией (см. рис. 3) должно вызвать увеличение измеряемого фона в районе низких энергий.

Для проверки теории в области энергий излучения 2-10 кэВ для Si(Li) детектора проведено сопоставление результатов расчетов с теоретическими и экспериментальными данными работ [2, 11], рис. 4. Наблюдается удовлетворительное согласие.

Результаты приведенных расчетов функции отклика детектора определяют предельные характеристики детекторов излучения, обусловленные процессами переноса и поглощения энергии веществом.

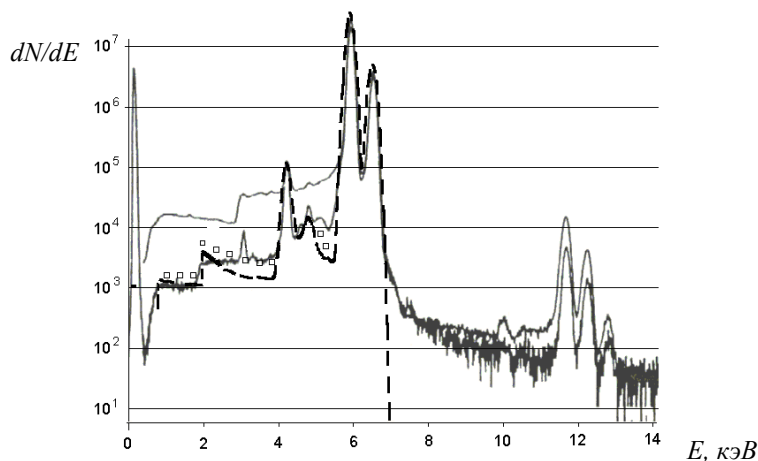


Рис. 4. Сопоставление результатов расчетов настоящей работы (пунктирная линия – с нулевой толщиной мертвого слоя, квадраты – с толщиной мертвого слоя 0,2 мкм, там, где результаты расчетов отличаются от данных с нулевой толщиной мертвого слоя) с экспериментальными данными, приведенными в работе [11] для двух детекторов (непрерывная линия).

Спектр импульсов с энергией выше 7 кэВ на рис. 4 обусловлен регистрацией одновременно попавших в детектор фотонов.

Для проверки результатов расчета в области энергий излучения, где регистрация в «горбе потерь» становится существенной, проведено сопоставление рассчитанных данных с результатом измерения спектра источников  $^{241}\text{Am}$  и  $^{109}\text{Cd}$ . При таком расчете необходимо учесть рассеяние излучения в выходном окне радиоактивного источника. Результаты расчетов хорошо ( $\pm 40\%$ ) при использовании сечений комптоновского рассеяния работ [8, 9] и ( $\pm 15\%$ ) при использовании сечений работы [10] согласуются с экспериментальными данными для области энергий 1-25 кэВ и 40-60 кэВ при использовании источника  $^{241}\text{Am}$ , для области энергий 1-25 кэВ и 65-88 кэВ для источника  $^{109}\text{Cd}$ , что позволяет говорить о правильности модели в данных областях энергий.

Результаты расчета вероятностей регистрации фотона в различных частях функции отклика детектора при изменении толщины детектора показаны на рис. 5 для Si детектора. Из рисунка видно, что изменение толщины детектора в основном влияет на вероятность регистрации фотона в пике полного поглощения и в горбе потерь, обусловленном выходом из детектора комптоновски рассеянного фотона с последующей регистрацией комптоновского электрона. Вероятности регистрации в пике К фотопотерь и в хвосте потерь, обусловленном выходом электронов высоких энергий, остаются практически постоянными, что обусловлено потерями энергии в основном через входную плоскость детектора.

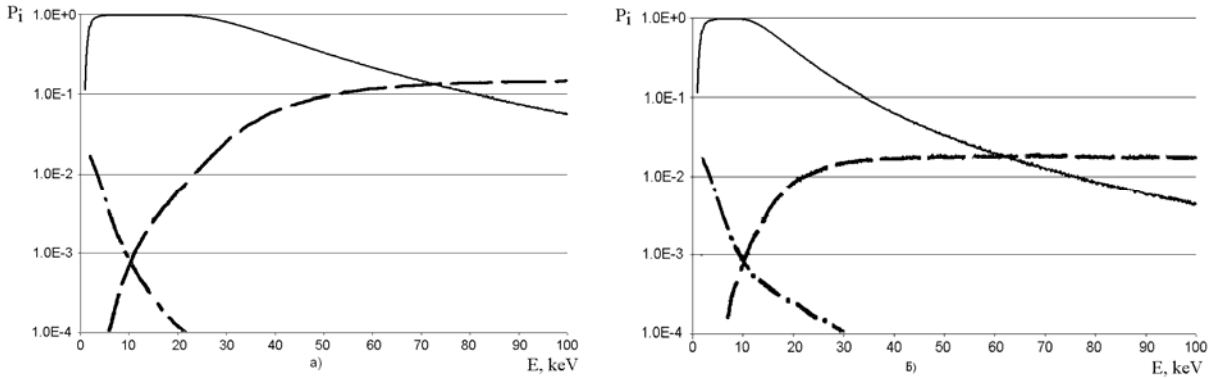


Рис. 5. Зависимость вероятностей  $p_{эфф}$  полного поглощения энергии фотона в детекторе (непрерывная линия), регистрации фотона в «горбе потерь»  $p_{кп}$  (пунктирная линия), регистрации фотона в пике К-фотопотерь  $p_{фп}$  (штрих-пунктирная линия) для Si детекторов различной толщины от энергии фотона. Толщина детекторов, мм: а) – 6; б) - 0,6.

Для Ge детектора как существенный недостаток следует отметить высокую вероятность (до 20%) регистрации в пике фотопотерь, что является следствием существенно большего, чем у Si, выхода флуоресценции.

Проведено сопоставление данных для Ge и Xe детектора в гамма области регистрируемого излучения (источники излучения  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$ ). Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными [12, 13].

Рассмотрены ограничения, накладываемые на пространственное разрешение координатно – чувствительных детекторов процессами радиационного переноса и поглощения энергии фотона. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными [14]. Процессы радиационного переноса накладывают в этом случае существенные ограничения на предельное разрешение подобных детекторов.

**Во третьей главе** рассматривается модель последовательного формирования сигнала и фона с учетом геометрических особенностей системы источник излучения – образец - детектор.

Для описания измеряемого сигнала и фона предложены выражения в случае спектрометра с волновой дисперсией (12) и для случая энергодисперсионного спектрометра (13). Порядок преобразования, приведенный в выражениях, соответствует реальной последовательности преобразования спектров в основных узлах спектрометров.

$$\begin{aligned} \frac{dN_{smp}}{dE} &= K_{smp} \left( \frac{dN_{src}}{dE}, \bar{C}_i \right) \\ \frac{dN_{det}}{dE} &= K_{crist,geom} \left( \frac{dN_{smp}}{dE} \right) + K_{app,smp} \left( \frac{dN_{src}}{dE}, \frac{dN_{smp}}{dE} \right) \\ \frac{dN_{anal}}{dE} &= K_{det,discr} \left( \frac{dN_{det}}{dE} \right) \end{aligned} \quad (12)$$



$$\frac{dN_{det}}{dE} = K_{smp} \left( \frac{dN_{src}}{dE}, \bar{C}_i \right) \quad (13)$$

$$\frac{dN_{anal}}{dE} = K_{det, discr} \left( \frac{dN_{detector}}{dE} \right)^2$$

В выражениях (1) и (2) приняты следующие обозначения:

$\bar{C}_i$  - вектор концентраций,  $\frac{dN_{src}}{dE}$  - энергетический спектр фотонов первичного рентгеновского излучения;

$\frac{dN_{det}}{dE}$  - энергетический спектр фотонов, попадающих в детектор;

$\frac{dN_{anal}}{dE}$  - измеряемый энергетический спектр импульсов, снимаемых с детектора.

Когда используется амплитудный дискриминатор, к наблюдению доступен  $\int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN_{anal}}{dE} dE$ , где  $E_{min}$  и  $E_{max}$  - нижний и верхний пороги амплитудного дискриминатора<sup>4</sup>;

$K_{smp}$  - интегральный оператор, описывающий однократные и многократные взаимодействия первичного пучка, имеющего энергетический спектр  $\frac{dN_{src}}{dE}$ , с образцом и включающий в себя фотопоглощение с последующей флуоресценцией, когерентное и некогерентное рассеяние, тормозное излучение возникающих в образце электронов, набор многократных процессов, в т.ч. приводящих к довозбуждению и т.п.

$K_{app, smp}$  - интегральный оператор, описывающий рассеяние на аппаратуре и флуоресценцию аппаратуры;

$K_{crist, geom}$  - функция пропускания кристалл - анализатора, зависящая от схемы фокусировки и применяемого кристалла (если учитывать некогерентное рассеяние на кристалле и флуоресценцию кристалла, то  $K_{crist, geom}$  также является интегральным оператором);

$K_{det, discr}$  - интегральный оператор преобразования фотонов излучения, пришедшего в детектор, в импульсы регистрируемого напряжения.

Все операторы  $K$  будем считать линейными.

Преимуществом подхода с использованием выражений (12) и (13) является анализ процессов в последовательности, которая соответствует прохождению сигнала

---

<sup>4</sup> Формализм использования  $\frac{dN}{dE}$  для описания спектров связан с математическим свойством

$\frac{dN}{dE} = \frac{dN}{dE_1} \frac{dE_1}{E}$ . Физически это означает то, что если мы сменили разрешение спектральной аппаратуры, например, с 1 кэВ до 100 эВ, количество зарегистрированных импульсов в интервале снизится в 10 раз. Далее считаем, что  $\frac{dN}{dE} = const * N_{измеренное}(E)$

(преобразованию спектров) в аппаратуре, а также единая размерность энергетических спектров для процессов, происходящих в аппаратуре (в т.ч. для сигнала и фона).

Для оценки корректности модели формирования сигнала и фона сначала рассмотрим случай радиоизотопного возбуждения флуоресценции. Для упрощения выражений будем считать образец однородным и насыщенным, а источник излучения – монохроматическим с энергией  $E_0$ .

При анализе фона, обусловленного когерентным и некогерентным рассеянием излучения рентгеновского источника веществом образца в отсутствии коллимации излучения, простая геометрическая модель с использованием одного угла падения первичного излучения на образец  $\varphi$  и одного угла отбора излучения  $\phi$  перестает работать (не позволяет описывать наблюдаемую форму линии комптоновского рассеяния на образце, поскольку данные углы однозначно задают угол рассеяния  $\Theta$ ).

Для уточнения модели при ограниченных размерах источника рентгеновского излучения, образца и детектора энергетический спектр фотонов, попадающих в детектор после однократного взаимодействия в образце, можно представить как

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= \int_{S_{det}} dS_{det} \int_{S_{smp}} dS_{smp} \int_{S_{src}} dS_{src} \cdot \\ &\cdot \left[ \frac{const \cdot K(E_0 \rightarrow E, \Theta(\vec{r}_{src}, \vec{r}_{smp}, \vec{r}_{det}))}{\left(\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi)} + \frac{\mu(E)}{\sin(\phi)}\right) \cdot |\vec{r}_{src} - \vec{r}_{smp}|^2 \cdot |\vec{r}_{det} - \vec{r}_{smp}|^2} \right] \approx \\ &\approx \frac{const}{\left(\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E)}{\sin(\phi_{eff})}\right)} \cdot \int_{\Theta} K(E_0 \rightarrow E, \Theta) \frac{dG(\Theta)}{d\Theta} \cdot d\Theta, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $S_{det}$ ,  $S_{smp}$ ,  $S_{src}$  – площади соответственно детектора, образца и источника излучения,  $r_{det}$ ,  $r_{smp}$ ,  $r_{src}$  – текущие вектора детектора, образца и источника.

В уравнении (14) функцию  $\frac{dG(\Theta)}{d\Theta}$  (геометрический фактор) можно интерпретировать, как вероятность регистрации события при угле рассеяния  $\Theta$  в заданной геометрии установки,

$$\frac{dG(\Theta)}{d\Theta} = \int_{S_{src}} \int_{S_{smp}} \int_{S_{det}} \Theta(\vec{r}_{src}, \vec{r}_{smp}, \vec{r}_{det}) \cdot dS_{src} \cdot dS_{smp} \cdot dS_{det} \quad (15)$$

$K(E_0 \rightarrow E, \Theta)$  - ядро оператора конкретного взаимодействия, описывающее вероятность преобразования фотона с энергией  $E_0$  в фотон с энергией  $E$  при угле рассеяния  $\Theta$ ;

$\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E)}{\sin(\phi_{eff})}$  - описывает поглощение первичного и выходящего излучения

в образце при некоторых эффективных углах падения  $\varphi_{eff}$  и выхода  $\phi_{eff}$

$\Omega = \int \frac{dG(\Theta)}{d\Theta} \cdot d\Theta$  - полный телесный угол, описывающий геометрию,

При монохроматическом возбуждении атомов однокомпонентного образца с учетом геометрического фактора интенсивности отдельных процессов представляются следующими зависимостями:

1. Процесс формирования флуоресцентного излучения:

$$N(E_j) = \frac{const \cdot \tau_i(E_0) \cdot \omega_i \cdot p_{ij}}{\left( \frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E_j)}{\sin(\phi_{eff})} \right)} \cdot \Omega \quad (16)$$

где  $\tau_i(E_0)$  – частичный массовый коэффициент фотопоглощения  $i$  оболочки,  $\omega_i$  – выход флуоресценции  $i$  оболочки,  $p_{ij}$  – вероятность перехода с испусканием  $j$  линии.

2. Процесс когерентного рассеяния:

$$N_{coh} = \frac{const}{\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E_0)}{\sin(\phi_{eff})}} \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \int_{\Theta} \frac{d\sigma_{el\_coh}}{d\Theta} \cdot F_{at\_coh}^2 \cdot \frac{dG(\Theta)}{d\Theta} d\Theta, \quad (17)$$

где  $\frac{d\sigma_{el\_coh}(\Theta)}{d\Omega}$  – сечение Томсона для когерентного рассеяния фотона свободным электроном,  $F_{at\_coh}$  – атомный фактор когерентного рассеяния,  $r_0^2$  – квадрат классического радиуса электрона,  $N_A$  – число Авогадро,  $A$  – атомный вес элемента.

3. Процесс некогерентного рассеяния:

$$\frac{dN_{comp}(E)}{dE} = \frac{const}{\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E(\Theta))}{\sin(\phi_{eff})}} \cdot \frac{N_A}{A} \cdot \int_{\Theta} \frac{\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta} \cdot S(\Theta, E) \cdot \frac{dG(\Theta)}{d\Theta} d\Theta \quad (18)$$

$$\text{где } \frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta} = 2 \cdot \pi \cdot \sin(\Theta) \cdot \frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Omega},$$

$\frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Omega}$  – дифференциальное сечение Клейна-Нишины-Тамма для комптоновского рассеяния фотона на свободном электроном,  $E(\Theta)$  – энергия комптоновски рассеянного фотона,  $S$  – атомный фактор комптоновского рассеяния.

4. Процесс возникновения тормозного излучения:

- для фотоэлектронов:

$$\frac{dN_{br\_ph\_el}(E)}{dE} = \frac{const \cdot \tau_i(E_0) \cdot \Omega}{\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E)}{\sin(\phi_{eff})}} \cdot \frac{dN_{kr}(E_{ph\_el})}{dE}; \quad (19)$$

- для Оже – электронов:

$$\frac{dN_{br\_auger}}{dE} = \frac{const \cdot \tau_i(E_0) \cdot (1 - \omega_K) \cdot \Omega}{\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E)}{\sin(\phi_{eff})}} \cdot \frac{dN_{kr}(E_{auger\_el})}{dE}; \quad (20)$$

- для комптоновских электронов:

$$\frac{dN_{br\_comp\_el}(E)}{dE} = \frac{const \cdot \Omega}{\frac{\mu(E_0)}{\sin(\varphi_{eff})} + \frac{\mu(E(\Theta))}{\sin(\phi_{eff})}} \cdot \int_0^{E_{comp\_el\_max}} \frac{dN_{comp\_el}}{dE_{comp\_el}} \cdot \frac{dN_{kr}(E_{comp\_el})}{dE} \cdot dE_{comp\_el}, \quad (21)$$

В уравнениях (19) – (21) использовано скорректированное [15] уравнение Крамерса, упрощенное отбрасыванием поправок на поглощение излучения в аноде и окне рентгеновской трубки, а также обратное рассеяние электронов:

$$\left| \begin{array}{l} \frac{dN_{Kr}}{dE}(E_{el}) = 0.60 \cdot 10^{-5} \cdot Z \cdot \frac{1}{E} \cdot (E_{el} - E) \cdot B(E) \cdot \frac{T}{L} \text{ при } E < E_{el}, \\ \frac{dN_{Kr}}{dE}(E_{el}) = 0 \text{ при } E > E_{el} \end{array} \right.$$

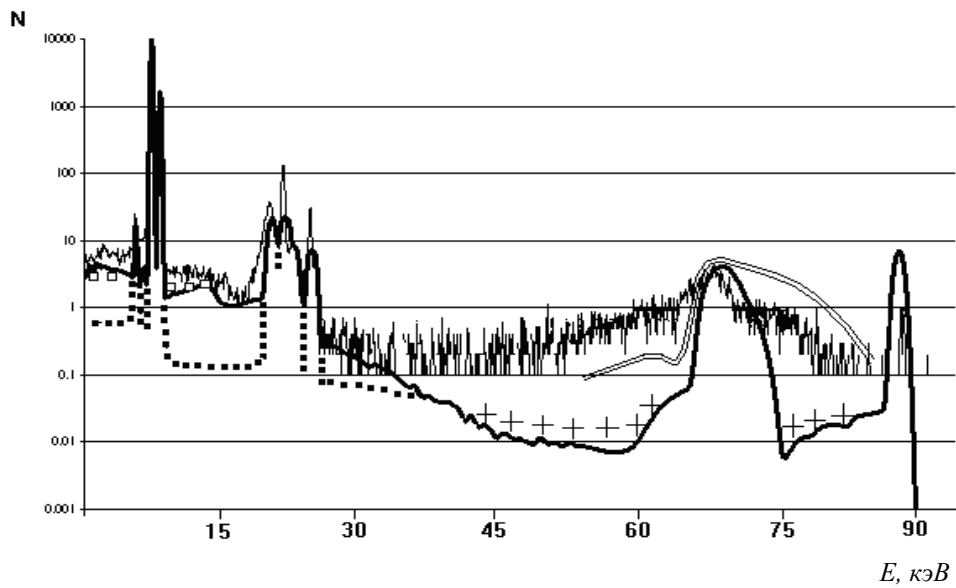
Учет комптоновского рассеяния без геометрического фактора возможен только при разбросе углов рассеяния не более 5-10 градусов (в зависимости от необходимой точности описания спектров), что соответствует условиям рентгеновских спектрометров с волновой дисперсией. При большем диапазоне углов рассеяния, характерных для установок энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного анализа, это условие не выполняется, и, следовательно, необходимо применять выражения, описанные в данной главе.

На рис. 6 сопоставлены расчетные и экспериментальные данные установки энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного анализа с источниками  $^{109}\text{Cd}$  и  $^{241}\text{Am}$  для медного образца. Данные эксперимента удовлетворительно согласуются с данными расчетов. В низкоэнергетической части спектра точечной линией отмечен сигнал и фон, обусловленный всеми процессами (рассеянием, тормозным излучением электронов, неидеальностью функции отклика детектора, связанной с выходом электронов высоких энергий за пределы чувствительной области детектора), за исключением «горба потерь», связанного с выходом из детектора излучения после комптоновского рассеяния. Данные расчетов позволяют утверждать, что более 90% фона в области энергий 1 – 12 кэВ при использовании Si(Li) детектора толщиной 5 мм и радиоактивного источника  $^{241}\text{Am}$  и около 90% фона в области 1-20 кэВ при использовании источника  $^{109}\text{Cd}$  (имеющего линию с энергией 88 кэВ) обусловлено рассеянием первичного излучения в образце и последующим его комптоновским рассеянием в детекторе с образованием «горба потерь». В результате многократного комптоновского рассеяния в детекторе образуется дополнительный «хвост» горба потерь. Этот процесс также является значимым с точки зрения образования фона при использовании источников  $^{241}\text{Am}$  (область энергий 12-20 кэВ) и  $^{109}\text{Cd}$  (область энергий 20-35 кэВ).

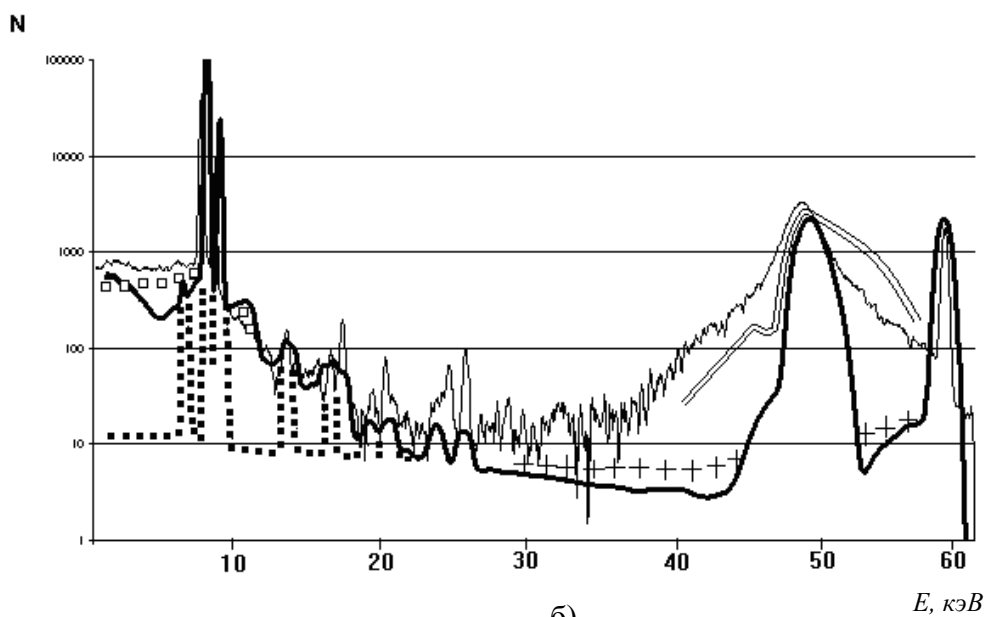
Для более тонкого детектора, например, толщиной 0,5 мм в области «горба потерь» вклад последнего составляет около 80% фоновой составляющей.

Более точный расчет спектра, возникающего в результате однократного и многократного комптоновского рассеяния в образце также возможен с помощью метода Монте-Карло по методике, аналогичной для детекторов, при этом ошибка описания фона в этой области энергий становится менее 20%.

Изменение конструкции при заземлении окна и катода рентгеновских трубок по сравнению с трубками с заземленным окном и анодом приводит к изменению их спектра из-за довозбуждения анода обратнорассеянными на аноде и вернувшимися на анод из-за потенциала окна электронами с меньшей энергией. Данный процесс сопровождается сдвигом максимума интенсивности спектрального распределения тормозного излучения в длинноволновую область примерно на 20% из-за довозбуждения анода обратнорассеянными электронами.



а)



б)

Рис. 6. Измеряемый спектр, рассчитанный (толстая линия – сечение комптоновского рассеяния в детекторе по [9], нулевая толщина мертвого слоя), квадраты – отличия в расчетах при использовании формулы [10], кресты – отличия в расчетах при толщине мертвого слоя 1 мкм, и экспериментальный (тонкая линия) наблюдаемый при облучении Си излучением источников  $^{109}\text{Cd}$  (а) и  $^{241}\text{Am}$  (б). Точечная линия – низкоэнергетическая часть фона, обусловленная всеми рассматриваемыми процессами, за исключением образования «горба потерь» вследствие комптоновского рассеяния излучения с высокой энергией в детекторе. Двойная линия в районе пика комптоновского рассеяния получена при моделировании спектра образца методом Монте-Карло.

Для случая использования рентгеновских трубок в качестве источников излучения проведены расчеты измеряемого сигнала и фона. Изменение типа трубки при заземленном окне и заземлении катода или анода не вызывает принципиальных изменений в структуре спектра измеряемого сигнала и фона в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе с точки зрения точности последующих расчетов, погрешности которых являются соизмеримыми с неточностями в описаниях спектров. Вероятно, погрешности расчетов фона при использовании рентгеновских трубок в настоящее время обусловлены неточностями именно дифференциальных сечений комптоновского рассеяния.

Рассмотрено поведение контрастности при изменении таких параметров энергодисперсионных спектрометров, как напряжение на рентгеновской трубке, применение детекторов из различного материала и различной толщины.

На примере возбуждения рентгеновской флуоресценции титана излучением рентгеновской трубки при использовании Si(Li) детектора показана возможность повышения контрастности измеряемой линии путем изменения напряжения на рентгеновской трубке. Оптимальным оказалось напряжение 30-40 кВ. При этих напряжениях «горб потерь» не накладывается на область линии элементов с атомными номерами  $18 < Z < 25$ . При использовании Ge детектора оптимальным оказывается напряжение более 30 кВ и в дальнейшем контрастность не падает.

При использовании Si детектора и источников  $^{109}\text{Cd}$  и  $^{241}\text{Am}$ , имеющих спектральные линии с энергией 88 и 59,5 кэВ соответственно и регистрацией рассеянного излучения в низкоэнергетическом горбе потерь контрастность в энергетической области горба потерь (до 15 и 12 кэВ соответственно) контрастность будет расти с уменьшением толщины детектора. Это объясняется тем, что при уменьшении толщины детектора в высокоэнергетической области одновременно уменьшаются как вероятности регистрации в пике полного поглощения, так и горбе потерь (см. рис. 5), что и обеспечивает увеличение контрастности.

При использовании рентгеновских трубок в энергодисперсионных спектрометрах фон в основном обусловлен регистрацией рассеянного образцом тормозного излучения трубки, поэтому контрастность от толщины детектора практически не зависит.

Для Ti, Cu и Ba образцов проведены расчеты контрастности при изменении источника излучения и использовании Si детектора. В случае Ti образца лучшие характеристики при возбуждении оказываются у родиевой рентгеновской трубки. Это связано с тем, что рассеянное тормозное излучение рентгеновской трубки, которое в основном обуславливает фон в этом случае, уже не так интенсивно, как, например, в области 8-20 кВ. Для источников  $^{241}\text{Am}$  и  $^{109}\text{Cd}$  основную интенсивность фона в этом случае определяют процессы регистрации детектором в «горбе потерь» высокоэнергетических первичных фотонов, рассеянных образцом.

Для медного образца в случае толщины детектора наилучшую контрастность обеспечивает источник  $^{109}\text{Cd}$ . В случае использования рентгеновской трубки в районе линии меди основная часть фона связана с когерентным и комптоновским рассеянием первичного излучения рентгеновской трубки, которое становится значительным, а при применении источника  $^{241}\text{Am}$  – с регистрацией комптоновски рассеянного образцом излучения высокой энергии (59,6 кэВ) в «горбе потерь».

Для Ba (рис. 3.16,в) наилучшую контрастность будет обеспечивать источник  $^{241}\text{Am}$ . В области линии бария рассеянное излучение тормозной компоненты рентгеновской трубки является основной причиной фона при ее использовании, а

линия источника  $^{109}\text{Cd}$  с энергией 88 кэВ хуже возбуждает линию бария, чем линия источника  $^{241}\text{Am}$  с энергией 59,6 кэВ.

**В четвертой главе** рассмотрена математическая модель двухслойных детекторов и спектрометров на их основе.

Как было указано выше, недостатком Si детектора является высокая интенсивность регистрации в горбе потерь, Ge детектора – высокая интенсивность регистрации в пике фотопотерь, однако при уменьшении толщины Si детектора вероятность регистрации в горбе потерь падает. Для устранения данных недостатков предложены двухслойные Si-Ge, Si-AsGa и Si-CdTe детекторы.

В рассматриваемых детекторах для регистрации излучения использованы Si и Ge детекторы рентгеновского излучения (комбинированный Si-Ge детектор, рис. 7), расположенные непосредственно друг за другом, а также электронная схема суммирования импульсов с детектора при их временных совпадениях либо режекции подобных импульсов (схема антисовпадений). Ближним к источнику ионизирующего излучения является тонкий (порядка 0,5 мм) Si детектор, который выполняет роль основного детектора падающего излучения при энергиях излучения до 10 кэВ, и роль детектора фотонов К фотопотерь Ge (либо AsGa, либо CdTe) детектора при более высоких энергиях.

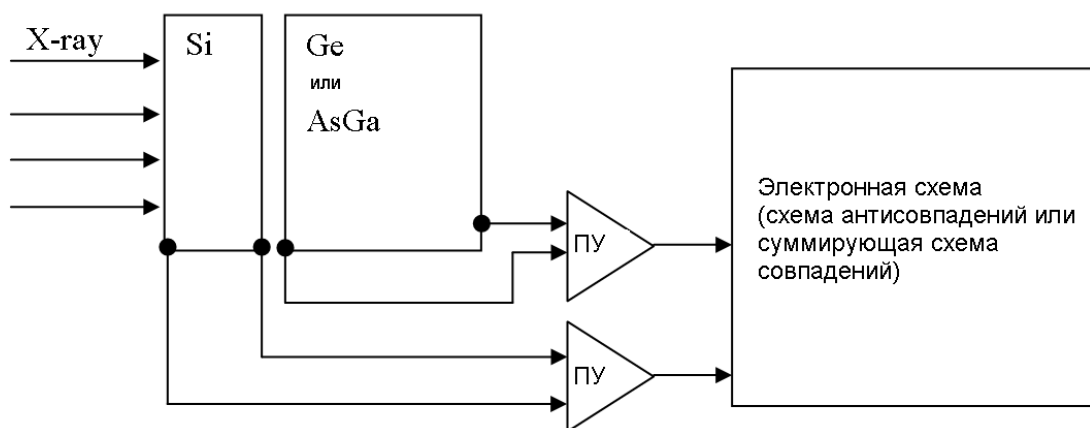


Рис. 7. Схема двухслойного рентгеновского комбинированного детектора.

Изменение толщины однослойного детектора влияет в основном на вероятности регистрации в пике полного поглощения  $p_{эфф}$  и в «горбе потерь»  $p_{комп}$ . Расчетные вероятности регистрации в «хвосте потерь», обусловленном выходом электронов высоких энергий и пике фотопотерь практически не зависят от толщины. Это связано с тем, что потери вследствие выхода флуоресцентного фотона или электрона высокой энергии происходят в основном через входную поверхность детектора. Для Si детектора вероятность  $p_{эфф}$  регистрации фотона в пике полного поглощения и вероятность  $p_{комп}$  регистрации в «горбе потерь» становятся примерно равными при энергии фотонов примерно 60–70 кэВ. Это результат примерного равенства сечений фотопоглощения и комптоновского рассеяния в этой области энергий. Уменьшение толщины Si детектора приводит к уменьшению вероятности регистрации как в пике полного поглощения, так и «горбе потерь» в этом диапазоне энергий (см. рис. 5).

В рассматриваемых комбинированных Si-Ge и Si-AsGa, Si-CdTe детекторах регистрация фотона низкой энергии (до 8-20 кэВ в зависимости от толщины используемого Si детектора) осуществляется Si детектором, имеющим низкую

вероятность регистрации фотона в пике фотопотерь. При большей энергии фотона (диапазон энергий 8-40 кэВ) регистрация фотона происходит как в Si, так и в Ge, AsGa или CdTe детекторе. При этом существует практически 100% вероятность того, что флуоресцентный фотон Ge (или AsGa или CdTe) детектора, выходящий через входную плоскость детектора (случай, когда для одиночного детектора второго слоя фотон будет зарегистрирован в пике фотопотерь), будет зарегистрирован Si детектором. Эти два события (регистрация Ge детектором фотона в пике фотопотерь и регистрация флуоресцентного фотона Ge кремниевым детектором) будут зарегистрированы как практически одновременные события, что предполагает два варианта работы электронной схемы:

- с суммированием амплитуд импульсов, что должно позволить получить полную энергию попавшего в комбинированный полупроводниковый детектор фотона;
- с запрещением работы схемы регистрации (схема антисовпадений).

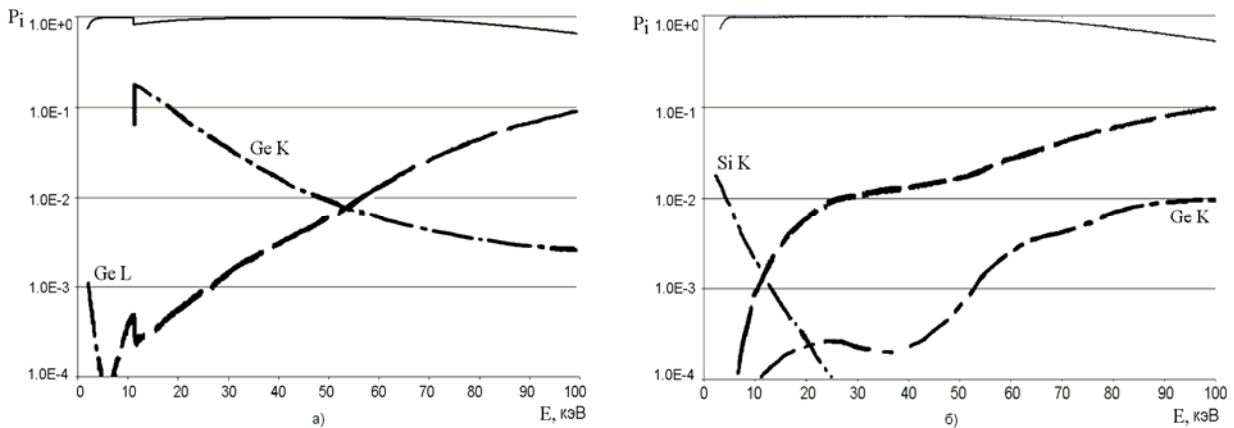


Рис. 8. Зависимости вероятностей регистрации фотона в различных частях функции отклика детектора от энергии фотона.

Эффективность детектора  $p_{эфф}$  – вероятность регистрации фотона в пике полного поглощения (непрерывная линия), вероятность регистрации в пике фотопотерь  $p_{ф}$  (штрих-пунктирная линия), вероятность регистрации в «горбе потерь»  $p_{комп}$  (пунктирная линия).

а) Ge детектор толщиной 5 мм.

б) комбинированный Si-Ge детектор с Si детектором толщиной 0.5 мм и Ge детектором толщиной 5 мм.

Для комбинированного полупроводникового детектора рентгеновского излучения видны следующие преимущества по сравнению с однослойным (см. рис 8 для Ge и Si-Ge детекторов):

- вероятность регистрации в пике полного поглощения при высоких энергиях излучения, близкая к таковой для Ge, AsGa, CdTe детекторов;
- отсутствие провала эффективности при переходе через К край поглощения Ge (или As и Ga или Cd и Te), поскольку, во первых, провал эффективности обусловлен регистрацией фотона детектором в пике К фотопотерь, во вторых – регистрация большей части излучения для данной области излучения происходит в Si детекторе;



- меньшая интенсивность регистрации в «горбе потерь», чем для толстого Si детектора. Это объясняется тем, что при высоких энергиях излучения регистрация фотонов происходит в основном в Ge или AsGa или CdTe детекторе;

- несмотря на то, что интенсивность пика фотопотерь Si в комбинированном детекторе не сильно отличается от таковой для Si детектора, она все равно ниже, чем интенсивность пика фотопотерь Ge для Ge детектора или пиков фотопотерь для детектора второго слоя вследствие меньшего выхода флуоресценции; интенсивность пиков K фотопотерь Ge или As и Ga для комбинированного детектора на несколько порядков ниже, чем для Ge или AsGa или CdTe однослойного детектора;

- для комбинированного детектора при энергиях излучения, больших 40 кэВ, большая часть рентгеновских фотонов будет регистрироваться в Ge или AsGa или CdTe детекторе, что обуславливает высокую вероятность регистрации в пике полного поглощения, характерную для Ge и AsGa детекторов в этой области.

Оценка толщины Si детектора, устанавливаемого перед Ge или As-Ga, или CdTe детектором, может быть выполнена следующим образом:

- во первых, эффективность Si детектора на линиях флуоресценции Ge, As или Ga должна быть близка к единице, что обуславливает толщину Si детектора не менее 0,2 мм для Si-Ge и AsGa и не менее 0,5 мм для Si-CdTe детектора;

- во вторых, должен быть обеспечен спад эффективности Si детектора в области энергий более 20 кэВ, в которой становится значимой регистрация излучения в «горбе потерь» вследствие комптоновского рассеяния. Это требование обуславливает максимальную толщину Si детектора 1 мм. При большей толщине Si детектора начинает расти вероятность регистрации в «горбе потерь».

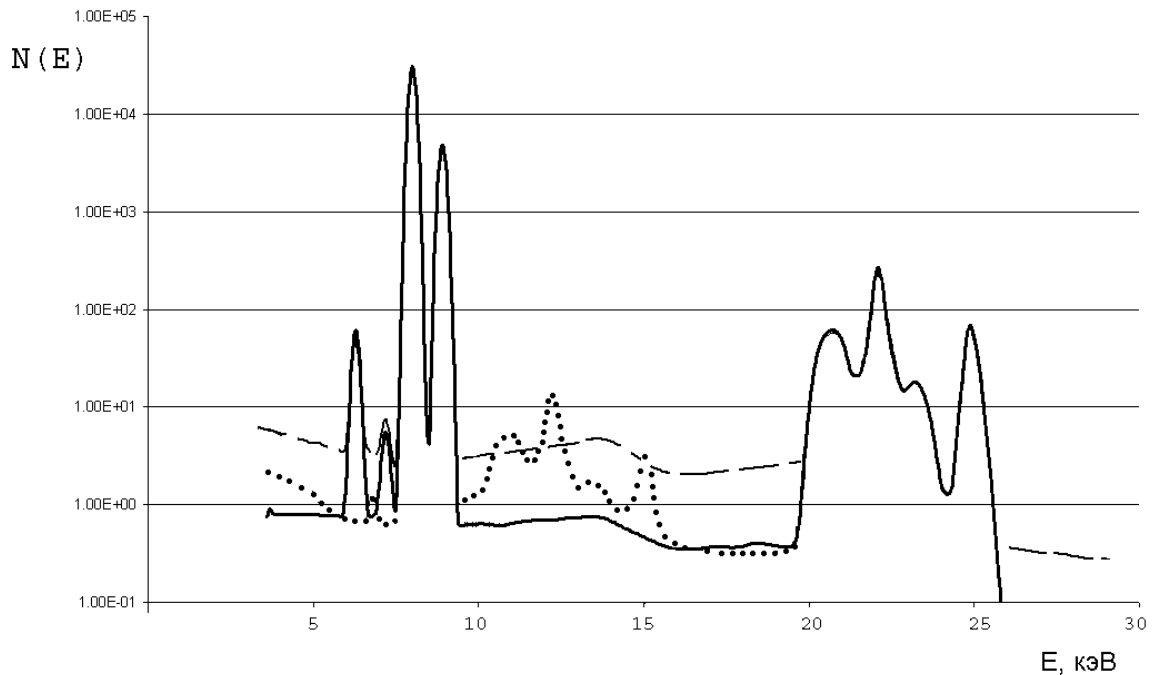


Рис. 9. Расчетный уровень сигнала и фона. Пунктирная линия – Si детектор (толщина 5 мм), точечная линия – Ge детектор (толщина 5 мм), непрерывная линия – комбинированный Si-Ge детектор (толщина Si детектора – 1 мм, толщина Ge детектора – 5 мм). Источник излучения –  $^{109}\text{Cd}$ . Образец – Cu.

При использовании комбинированных детекторов и радиоизотопных источников возможно увеличение контрастности (рис. 9) в случаях, когда фон вблизи линии обусловлен процессами регистрации в горбе потерь или в пиках фотопотерь.

**В пятой главе** рассматриваются возможности применения цифровой фильтрации амплитудных спектров в спектрометрах с волновой дисперсией при наличии априорной информации о функции отклика детектора.

Экспериментальные данные амплитудных спектров импульсов, снимаемых с детектора, позволяют утверждать, что роль диффузного рассеяния излучения на кристалл – анализаторе существенно различна для рентгенооптических схем по Соллеру и Иоганссону. В схеме Иоганссона амплитудные спектры, соответствующие диффузному рассеянию, практически отсутствуют.

Интенсивность измеряемого фона возрастает, если в окно амплитудного дискриминатора попадают пики потерь от регистрации излучения в высоких порядках отражения независимо от рентгенооптической схемы. То же самое происходит при попадании в окно дискриминатора коротковолнового излучения, диффузно рассеянного кристалл-анализатором в рентгенооптической схеме Соллера.

При использовании рентгенооптической схемы Иоганссона энергетический спектр фотонов, попадающих в детектор, является линейчатым с набором энергий, кратных энергии первого порядка отражения.

Рассмотрим фильтрацию сигнала на примере Na канала (рентгенооптическая схема по Иоганссону) аппарата СРМ-25М (газонаполненный аргонный пропорциональный детектор).

Поступающий в детектор спектр фотонов представлен в основном линиями с энергиями, кратными энергии линии  $NaK_{\alpha}$  (1,05 кэВ). Спектр схематично изображен на рис. 10.

Из рис. 10 очевидно, что на первый порядок линии  $NaK_{\alpha}$  частично накладывается линия с энергией 2,1 кэВ. Энергия пика фотопотерь аргонного счетчика от четвертого порядка отражения с энергией, соответствующей  $4 \cdot 1,05 = 4,2$  кэВ, также не может быть разделена с линией первого порядка.

Для уменьшения влияния указанных наложений на интенсивность линии Na будем рассматривать некоторую функцию  $F(U)$  фильтра, накладываемого на амплитудное распределение, такую, чтобы

$$\begin{cases} \int_0^{U_{anal\ max}} \frac{dN_{det\ out}^1(U)}{dU} F(U) dU = N_1, \\ \int_0^{U_{anal\ max}} \frac{dN_{det\ out}^i(U)}{dU} F(U) dU = 0, \end{cases} \quad (22)$$

где  $\frac{dN_{det\ out}^1(U)}{dU}$  - амплитудное распределение, соответствующее первому

порядку отражения излучения (1,05 кэВ);  $\frac{dN_{det\ out}^i(U)}{dU}$  - амплитудное распределение, соответствующее остальным порядкам отражения.

Согласно теории оптимальной фильтрации, с точки зрения амплитудного анализа сигнала, оптимальным будет являться фильтр, форма которого будет совпадать с формой сигнала.

Поэтому функцию  $F(U)$  будем искать в виде

$$F(U) = \sum_{i=1}^{i \max} F_i \frac{dN_i}{dU}. \quad (23)$$

В результате расчетов получаем

$$F(U) = F_1 \left( \frac{dN_1}{dU} - \sum_{i=2}^{\max} \frac{dN_i}{dU} \cdot \frac{\int_0^{U \max} \frac{dN_i}{dU} \frac{dN_1}{dU} dU}{\int_0^{U \max} \left( \frac{dN_i}{dU} \right)^2 dU} \right) \quad (24)$$

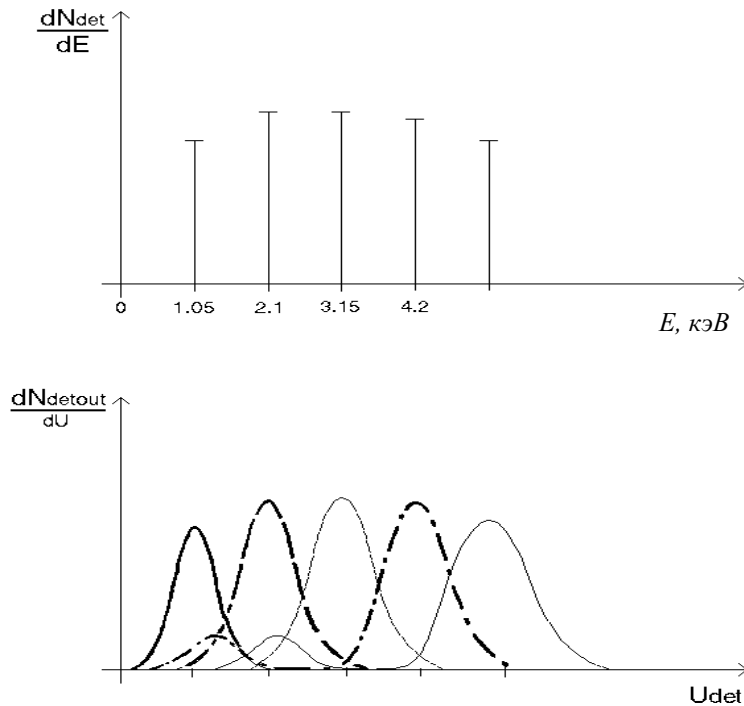
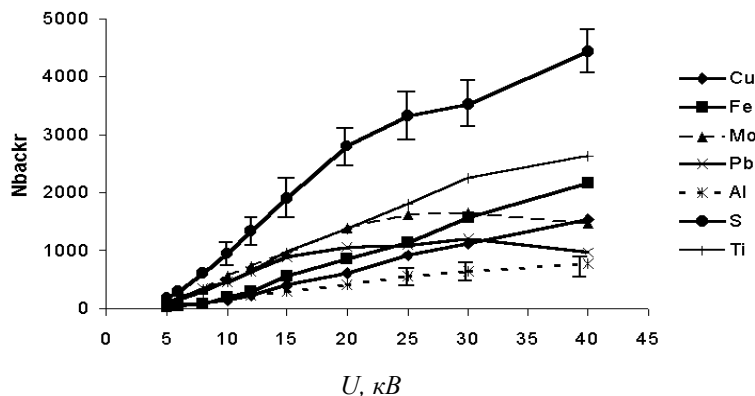


Рис. 10. Схематичное представление энергетического спектра фотонов, поступающих в детектор рентгеновского излучения после Na канала с рентгенооптической схемой по Иоганссону и схематичный спектр импульсов напряжения, снимаемый с газового пропорционального детектора с аргоновым наполнением.

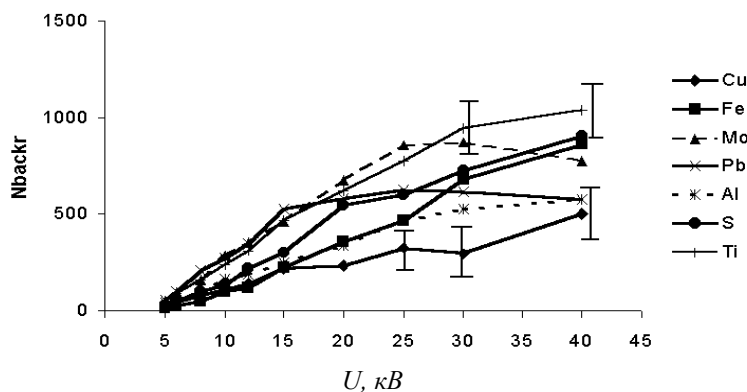
Результаты применения предлагаемой методики приведены на рис. 6 для Na канала аппарата СРМ-25М для образцов Al, S, Ti, Fe, Cu, MoO<sub>3</sub>, Pb. Для экспериментов применялась плата цифрового осциллографа BORDO-50 со специализированным программным обеспечением. Несмотря на то, что мертвое время подобной установки достаточно велико (около 100 мкс), она может быть использована для анализа состава фона и оценки возможности применения цифровых методов фильтрации. На рис. 11а функция  $F(U)$  принималась равной единице амплитудного распределения исследуемой линии и нулю в остальной области энергий (метод дискриминатора). На рис. 11б функция  $F(U)$  соответствует выражению (24).

Из рис. 11 видно, что применение фильтра амплитудного распределения вместо дискриминатора позволяет для данного набора формирующих реальную пробу элементов уменьшить величину фона примерно в три раза. Также примерно в три раза уменьшается неопределенность фона по отношению к уровню сигнала.

Применение методик коррекции влияния наложений амплитудных спектров было использовано при проведении экспериментов по подтверждению возбуждения флуоресценции углерода фото и Оже электронами, возникающими в веществе и обеспечило хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.



а)



б)

Рис 11. Среднее значение интенсивности измеряемого фона  $N_{backgr}$ , измеренного на Na канале аппарата СРМ-25 (кристалл – анализатор RАР) на образцах Al, S, Ti, Fe, Cu, MoO<sub>3</sub>, Pb. Доверительные интервалы с вероятностью 0.9 показаны условно для некоторых точек верхних и нижних графиков. Время сбора – 100 с.

а) способ “дискриминатора”

б) способ “фильтра”.

Из рассмотрения процессов взаимодействия излучения с веществом видно, что в гамма области излучения при энергиях фотона до нескольких МэВ основным процессом, приводящим к поглощению фотона, является комптоновское рассеяние, при этом существует значительная вероятность того, что после комптоновского рассеяния фотон покинет детектор. В гамма области излучения при энергии излучения до нескольких МэВ наиболее вероятными процессами являются регистрация фотона в пике полного поглощения и в горбе потерь, в результате комптоновского рассеяния фотона, причем более вероятным событием является регистрация в горбе потерь.

Это обуславливает возможность использования подобных событий для уточнения результатов измерения интенсивности спектральной линии – становится возможным следующий способ гамма спектрометрии, заключающийся в

последовательности действий со спектром, зарегистрированным гамма спектрометром:

1. Измерение энергии спектральной линии  $E_0$ ;
2. Вычисление максимальной энергии электронов отдачи  $E_{\text{компл}_\text{эл}_\text{max}}(E_0)$ ;
3. Измерение площади горба потерь;
4. Вычисление интенсивности падающего на детектор излучения с энергией  $E_0$ , как отношения площади горба потерь к вероятности регистрации излучения с данной энергией в горбе потерь.

Исходя из того, что интенсивность регистрации гамма фотонов Ge детектором с энергиями от 250 кэВ до нескольких МэВ в горбе потерь существенно выше интенсивности регистрации в пике полного поглощения, результатом применения подобного алгоритма является уменьшение статистических флуктуаций счета импульсов.

## ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Впервые с точки зрения развития теории РФА, а в конечном счете – с точки зрения проектирования аппаратуры РФА, приведена комплексная модель, позволяющая анализировать процессы переноса энергии излучением как в образце, так и в веществе детектора. В результате проведенных исследований автора, а также более поздних работ других авторов показано, что без учета процессов переноса энергии фотонов и электронов в детекторе невозможно с приемлемой точностью описать и промоделировать формирование фонового спектра в рентгеновской области спектра.

Предложена комплексная математическая модель детектора рентгеновского излучения, учитывающая как процессы переноса излучения, так и электронов высоких и низких энергий. Модель позволяет с помощью метода Монте-Карло рассчитывать функцию отклика детектора и параметры данной функции в зависимости от энергии излучения.

С помощью предложенной модели методом Монте-Карло рассчитаны вероятности регистрации фотона в различных областях функции отклика детектора для Si и Ge детекторов различной толщины активного и мертвого слоев. Данные расчетов сопоставлены с имеющимися экспериментальными, получено удовлетворительное согласие. Процессы переноса излучения и его поглощения будут существенно ограничивать пространственное разрешение координатно-чувствительных детекторов. Также промоделированы функции отклика газовых пропорциональных детекторов с различными наполнителями и сцинтиллятора NaI(Tl).

Показана возможность расчета сигнала и фона в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе на основе комплексного рассмотрения переноса излучения в образце и детекторе. Для установок энергодисперсионного рентгенофлуоресцентного анализа с радиоизотопным возбуждением необходимо учитывать разброс углов рассеяния в системе источник излучения – образец – детектор реального спектрометра для описания формы пика комптоновского рассеяния. Предложена модель, описывающая процессы рассеяния для такой системы и позволяющая рассчитать соотношение интенсивностей однократных процессов флуоресценции, когерентного и комптоновского рассеяния, тормозного излучения фото-, Оже-, комптоновских электронов, возникающих в образце. Показана возможность расчета и оптимизации контрастности при использовании различных источников излучения и различных детекторов.

Разработаны теоретические основы для комбинированных детекторов, имеющих в качестве первого слоя тонкий Si детектор, а в качестве второго слоя – Ge, AsGa, CdTe детекторы, причем одновременные события для первого и второго детекторов должны регистрироваться схемой антисовпадений. Для таких детекторов вероятности регистрации в пиках потерь второго детектора существенно ниже, по сравнению с пиком потерь такого одиночного детектора, вероятность регистрации в горбе потерь, обусловленном выходом комптоновски рассеянного излучения существенно ниже, чем для толстого кремниевого детектора, и вероятность полного поглощения (эффективность) для фотонов высоких энергий соответствует такой вероятности для одиночного второго детектора. В некоторых случаях при применении в спектрометрах подобный детектор будет обеспечивать лучшую контрастность по сравнению с одиночными Si и Ge детекторами.

Предложенный метод фильтрации амплитудного спектра, основанный на использовании информации о функции отклика пропорционального детектора позволяет уменьшить фон. Применение метода для Na канала по Йоганссону спектрометра с волновой дисперсией при аргоновом наполнении детектора позволяет снизить уровень фона и его неопределенность примерно в 3 раза при сохранении уровня сигнала.

Результаты работы могут являться основой как для совершенствования рентгенофлуоресцентной аппаратуры, так и методик анализа.

**Общим итогом выполненной работы является теоретическое и экспериментальное обоснование теории формирования регистрируемого сигнала и фона в рентгенофлуоресцентном анализе и создание на ее основе способов увеличения отношения сигнал/фон.**

#### **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНО В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ:**

1. Pavlinsky G.V., Portnoy A.Yu. Calculating the spectral distribution of radiation from X-ray tube with grounded cathode // Radiation Physics and Chemistry. – 2001. – v.62, N.2-3. – pp. 207-213.

2. Pavlinsky G.V., Portnoy A.Yu. Formation features of radiation from X-ray tube with grounded cathode // X-Ray Spectrometry. – 2002. – v.31, no.3. – pp. 247-251.

3. Духанин А.Ю., Павлинский Г.В., Портной А.Ю. Кюн А.В. Вклад фото- и Оже электронов в формирование интенсивности углерода при первичном излучении тонкооконных рентгеновских трубок // Аналитика и контроль. – 2002. – т.6, №4. – С.383-389.

4. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Духанин А.Ю., Зузаан П., Эрдемчиге Б. Расчет тормозного спектра электронов отдачи, возникающего при возбуждении рентгеновской флуоресценции излучением радиоактивных источников // Аналитика и контроль. – 2002. – т.6, №4. – С. 390-394.

5. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Духанин А.Ю., Зузаан П., Эрдемчиге Б. Формирование аналитического сигнала и фона в флуоресцентном рентгенорадиометрическом анализе при использовании радиоактивного источника  $^{241}\text{Am}$  и Si(Li) детектора // ЖАХ. – 2004. – № 11. – С. 1171-1180.

6. Pavlinsky G.V., Dukhanin A.Yu., Portnoy A.Yu., Kjun A.V. Excitation of low-Z fluorescence by radiation from thin-window x-ray tubes // Radiation Physics and Chemistry. – 2005. – v.72, N 4. – pp. 429-435.

7. Dukhanin A.Yu., Pavlinsky G.V., Baranov E.O., Portnoy A.Yu., Kjun A.V. Influence of photo and Auger electrons of the elements with high numbers on carbon x-ray fluorescence intensity // X-ray spectrometry. – 2006. v.35 pp.34-39.

8. Портной А.Ю. Павлинский Г.В. Использование фильтрации амплитудного распределения для уменьшения фона в рентгено флуоресцентном анализе // ЖАХ. - 2005. т.60, № 9, С.944-951.

9. Павлинский Г.В., Духанин А.Ю., Портной А.Ю. Баранов Е.О Теоретические основы применения способа фундаментальных параметров при рентгенофлуоресцентном определении элементов с малыми атомными номерами // ЖАХ. – 2006. т.61, № 7, С.710-717.

10. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С., Баранов Е.О., Зузаан П. Об оптимизации соотношения сигнал/фон в энергодисперсионном рентгенофлуоресцентном анализе // ЖАХ. – 2009. т.64, № 5, С.511-520.

11. Portnoy A.Yu., Pavlinsky G.V., Gorbunov M.S. An estimation of the signal to background ratio limited by photon and electron transport in EDXRF // X-ray spectrometry, 2010, v. 39, N1, pp. 41-51.

12. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Комбинированный полупроводниковый детектор рентгеновского излучения. Патент на изобретение, 2011 № RU 2413244.

13. Портной А.Ю. Метод оценки энергетических и пространственных параметров рентгеновских и гамма детекторов // Научное приборостроение, 2009 т. 19, № 4, 13-23.

14. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Об оценке свойств комбинированного двухслойного рентгеновского детектора // Научное приборостроение, 2010, т.20, с. 39-45.

15. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Портной А.Ю. Тормозное излучение свободных электронов, возникающих в облучаемом образце // Известия высших учебных заведений. Физика., 2009, №7 с. 25-32.

16. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Сидорова Ю.И. Оценка свойств рентгеновского флуоресцентного энергодисперсионного спектрометра на основе двухслойного комбинированного детектора. // ЖАХ, 2012, т. 67, № 3, с. 274-281.

17. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Сидорова Ю.И. Об особенностях фона, обусловленных переносом и сбором электронов в Si детекторе // Научное приборостроение, 2011, т.21, №4, с. 145-150.

18. Портной А.Ю. Павлинский Г.В., Горбунов М.С. Сидорова Ю.И. Свойства двухслойных комбинированных детекторов и рентгеновских флуоресцентных энергодисперсионных спектрометров на их основе // Научное приборостроение, 2012, т.22, №1, с.25-35.

19. Portnoy A.Yu, Pavlinsky G.V., Gorbunov M.S., Sidorova Yu.I. An estimation of EDXRF spectrometer properties, based on a two-layer composite Si-Ge detector // X-ray spectrometry, 2012, v. 41, pp. 298-303.

20. Горбунов М.С., Портной А.Ю. Павлинский Г.В. Оценка влияния геометрии энергодисперсионного рентгеновского спектрометра на форму спектра при учете многократного рассеяния // Научное приборостроение, 2014, т.24, №3, с.16-21.

21. Портной А.Ю., Павлинский Г.В., Горбунов М.С., Сидорова Ю.И. Способ гамма спектрометрии. Патент на изобретение. 2014, № RU 2523081.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акимов Ю.К., Игнатъев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 344 с.
2. Lowe B.G. An analytical description of low-energy X-ray spectra in Si(Li) and HPGe detectors // Nuclear Instruments and methods in Physics Research. – 2000. – A439. – pp. 247-261.
3. Campbell J.L., McDonald L., Hopman T., Papp T. Simulation of Si(Li) x ray detector response // X-ray spectrometry. – 2001. – v. 30. – pp. 230-241.
4. Scholze F., Procop M. Measurement of detection efficiency and response function for an Si(Li) x ray spectrometer in the range 0.1-5 keV // X-ray spectrometry. – 2001. – v. 30, № 2. – pp. 69-76.
5. Keith H.D., Loomis T.C. Calibration and use of a lithium-drifted silicon detector for accurate analysis of X-ray spectra // X-ray spectrometry. – 1976. – v.5. – pp. 93-103.
6. Жуковский А.Н., Пшеничный Г.А., Мейер А.В. Высокочувствительный рентгенофлуоресцентный анализ с полупроводниковыми детекторами. – М.: Энергоатомиздат, 1991 – 160 с.
7. Дирнли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М.: Мир, 1966, 260 с.
8. Hubbell J.H., Veigele Wm.J., Bragg E.A., Brown R.T., Cromer D.T., Howerton R.J. Atomic Form Factors, Incoherent Scattering Functions, and Photon Scattering Cross Sections // J.Phys. Chem. Ref. Data. – 1975. – v.4, N.3. – pp. 471-538.
9. Бахтияров А.В. Рентгеноспектральный флуоресцентный анализ в геологии и геохимии. – Л.: Недра, 1985. – 144 с.
10. Reed W.A. Eisenberger P. Gamma ray Compton profiles of diamond, Silicon and Germanium // Phys. Rev. B. 1972 6, 4596-4604.
11. Papp T., Campbell J.L. Size and origin of the escape peak in various Si(Li) detectors // X-ray spectrometry. – 2001. – v. 30, № 2. – pp. 77-82.
12. Горнов М.Г., Гуров Ю.В., Осипенко Б.П., Подкопаев О.И., Солдатов А.М., Юрковски Я. Планарные детекторы из особо чистого германия // ПТЭ. – 1990. – № 4. – С. 83-85.
13. К.Ф.Власик, В.М.Грачев, В.В.Дмитренко, Д.В.Соколов, С.Е.Улин, З.М.Утешев. Методика автоматической обработки информации с гамма спектрометра на основе сжатого ксенона. // ПТЭ. – 2000. – № 6. – С. 5-10.
14. В.А.Арефьев, В.П.Бугров, Н.И.Давиденко, Ю.М.Карпов, Н.М.Копылевич, А.И.Перьков, С.Н.Федотов, М.П.Шармак. Позиционно чувствительный гамма спектрометр // ПТЭ. – 1990. – №3. – С. 20-24.
15. Finkelshtein A.L., Pavlova T.O. Calculation of x-ray tube spectral distributions // X-Ray Spectrometry. – 1999. – v.28, N 1. – pp. 27-32.

---

Подписано к печати \_\_\_\_\_. Формат 160 x 84.  
Бумага офсетная. Гарнитура Таймс. Печать цифровая. Печ. л. 2,0.  
Тираж 200 экз. Заказ \_\_\_\_\_.  
Отпечатано в ООО «Глазковская типография», Иркутск, ул. Гоголя, 53.