

струируют один слой объекта. Для получения полной томографической картины требуется применить алгоритм к данным, получаемым из каждого слоя.[4]

Таким образом, предложенная схема сканирования для комптоновского томографа позволяет применять алгоритм реконструкции методом обратного проецирования в комптоновской томографии. Использование алгоритмов реконструкции в комптоновской томографии позволит повысить разрешающую способность метода за счет математического восстановления данных в каждой точке объекта.

Список литературы

1. Сизиков, Валерий Сергеевич. Математические методы обработки результатов измерений: учебник / В.С. Сизиков. – СПб.: Политехника, 2001. – 240 с.: ил.
2. Неразрушающий контроль и диагностика / под ред. Сухорукова том 5.
3. Хермен, Габор. Восстановление изображений по проекциям: Основы реконструктивной томографии / пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 349 с.
4. Кривовяз С.В. Схема сбора данных и алгоритм реконструкции по обратным проекциям для комптоновской томографии // Сборник материалов конференции «Современные техника и технологии 2006» – Томск: Изд-во ТПУ, 2006.

МЕТОД РАСЧЕТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ РЕНТГЕНОВСКИХ И ГАММА ДЕТЕКТОРОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДО 1 МЭВ

A.Ю. Портной, Г.В. Павлинский**, М.С. Горбунов***

** Иркутский государственный университет путей сообщения, portnoyalex@yandex.ru*

*** НИИ прикладной физики Иркутского государственного университета*

Для большого класса работ, связанного с проектированием аппаратуры, использующей рентгеновское излучение, необходимо иметь предварительную информацию о регистрируемом сигнале, формирующем как полезный сигнал, так и сопутствующий ему фон.

Данная работа направлена на моделирование характеристик детектора, обусловленных процессами переноса излучения и электронов в детекторе.

Излучение, сформированное в результате взаимодействия первичного излучения с образцом, попадает в детектор рентгеновского излучения. В детекторе происходят те же самые процессы, которые происходят и в веществе (фотопоглощение, когерентное и некогерентное рассеяние). В результате подобных взаимодействий фотон, попавший в детектор с энергией E_{det} может быть полностью поглощен, преобразовавшись в поток электронов, которые в дальнейшем дадут импульс тока с зарядом $Q_{det}=C*E_{det}$, (C – коэффициент пропорциональности) и будут зарегистрированы аппаратурой как импульс напряжения, соответствующий E_{det} . В то же время фотон может быть рассеян веществом детектора, и покинуть его с энергией E_{det_out} . Тогда оставшиеся в детекторе свободные электроны, будут зарегистрированы как фотон с энергией $E_{det}'=E_{det}-E_{det_out}$. В этом случае при регистрации образуется пик потерь в результате фотопоглощения с последующей флуоресценцией и «горб потерь» («кантикомптоновский пик») в результате комптоновского рассеяния.

Для численной оценки результатов многократных взаимодействий излучения с веществом детектора был применен метод Монте-Карло, который позволяет учесть геометрические особенности детектора и возможность многократных взаимодействий. При большом количестве испытаний (10^6) точность этого метода становится вполне приемлемой.

Вероятности взаимодействия фотона с веществом детектора описывались следующими формулами:

Вероятность фотопоглощения dP_{τ} фотона с энергией E_0 К-оболочкой

$$dP_{\tau_K} = \tau_K(E_0) \cdot \rho \cdot dl, \quad (1)$$

где dl – длина пробега фотона;

ρ – плотность материала детектора;

τ_K – массовый коэффициент фотопоглощения [1] К оболочкой вещества детектора.

Выход рентгеновской флуоресценции в К серии

$$dP(E_0 \rightarrow E_{K\alpha}) = dP_{\tau_K} \cdot \omega_K, \quad (2)$$

где ω_K – выход флуоресценции в К серии [2],

Фотопоглощение L – оболочкой.

$$dP_{\tau_L} = \tau_L(E_0) \cdot \rho \cdot dl, \quad (3)$$

где τ_L – массовый коэффициент фотопоглощения L оболочкой вещества детектора.

Вероятность когерентного рассеяния фотона в веществе детектора на угол Θ при длине пробега dl :

$$\frac{d^2 P_{coh}(\Theta)}{d\Theta \cdot dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_{el-coh}(\Theta)}{d\Omega} \cdot 2 \cdot \pi \cdot \sin(\Theta) \cdot F_{at-coh}^2, \quad (4)$$

где $\frac{d\sigma_{el-coh}(\Theta)}{d\Omega}$ – Томсоновское сечение рассеяния фотона на электроне;

F_{at-coh} – атомный фактор когерентного рассеяния [3, 4].

Вероятность некогерентного (комптоновского) рассеяния

$$\frac{d^2 P_{comp}(E_0 \rightarrow E(\Theta))}{d\Theta \cdot dl} = \rho \frac{N_A}{A} \cdot \frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta} \cdot S, \quad (5)$$

где $\frac{d\sigma_{KNT}(\Theta)}{d\Theta}$ – сечение Клейна – Нишины – Тамма;

S – атомный фактор когерентного рассеяния [3,4].

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.

Рассмотрим процесс выхода электрона с энергией E_0 , возникшего в веществе детектора, за пределы чувствительного объема детектора. Первоначальное направление электрона будем считать равновероятным.

Пусть электрон выходит из детектора с глубины t . Траекторию будем считать прямолинейной. Среднюю энергию электронов, прошедших сквозь слой t с плотностью ρ примем согласно приближению Томсона – Уиддингтона [5]

$$E_{el}(E_0, \rho, t) = \sqrt{E_0^2 - c_{tu} \cdot \rho \cdot t}; c_{tu} \approx 3 \cdot 10^5 [\text{кэВ}^2 \cdot \text{см}^2 / \text{г}] \quad (6)$$

Тогда энергетическое распределение электронов будет

$$\frac{dn}{dE_{el}} = k \frac{dn}{d\Theta} \cdot \frac{1}{\frac{dE_{el}}{d\Theta}}, \quad (7)$$

где $\frac{dn}{d\Theta} = \frac{1}{2} \sin(\Theta),$

k – поправка на анизотропность потока электронов, взятая согласно работе [6] равной 0,5 для К-фотоэлектронов, 1 – для L фотоэлектронов и Оже электронов.

Оценка параметров функции отклика детектора

Поскольку существует неопределенность в коэффициентах комптоновского и когерентного рассеяния [3, 7], модель для Si и Ge детекторов корректируется по экспериментальным данным [8] путем изменения коэффициентов при σ_{μ_coh} и σ_{μ_comp} в пределах неопределенности данных об этих сечениях. Количество анализируемых событий равно 10^6 для каждой из энергий влетающего фотона в диапазоне энергий 1–100 кэВ с шагом 0,1 кэВ. Полученный результат корректируется на поглощение попадающего в детектор излучения во входном бериллиевом окне детектора.

Так как результатам моделирования по методу Монте-Кало всегда присуща статистическая погрешность, то целесообразно ввести дополнительное сглаживание полученных результатов. Кроме того, при сглаживании данных можно учесть как энергетическое разрешение конкретного детектора, так и уширение аналитических линий с ростом энергии фотона. Сглаживание ведется с окном, соответствующим энергетическому разрешению детектора, наблюдаемому экспериментально на линиях флуоресценции.

На рис. 1 показана структура функции отклика детектора $K_{dem}(E_0, E)$, которая представляет собой вероятность регистрации попавшего в детектор фотона с энергией E_0 как фотона с энергией E . 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 K фотопотерь» с энергией $E_0 - E_{Ka}$, либо «пике L фотопотерь» с энергиями $E_0 - E_{Li}$, в случае выхода электрона высокой энергии из чувствительной области детектора – 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 $E_{комп_эл_max}(E_0)$. «Горб потеря» имеет продолжение в области выше энергии $E_{комп_эл_max}(E_0)$, поскольку в расчетах учитывается возможность выхода фотона после многократного рассеяния.

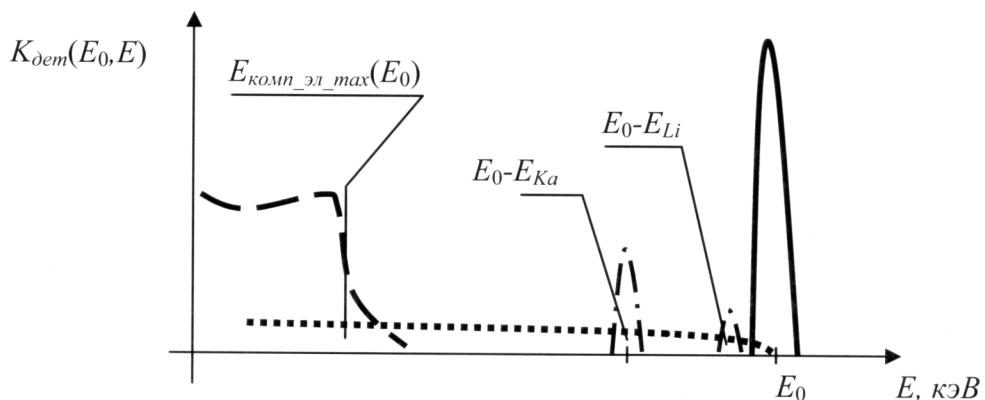


Рис. 1. Структура функции отклика детектора. Непрерывная линия – регистрация в пике полного поглощения, штрих – пунктирная – в пиках потерь, пунктирная – в «горбе потерь», точечная – в «хвосте», обусловленном выходом электронов

Результаты расчета вероятностей регистрации фотона в разных частях функции отклика детектора показано на рис. 2 для разной толщины Si(Li) детекторов.

Из рис. 2 видно, что изменение толщины детектора в основном влияет на вероятность регистрации фотона в пике полного поглощения $p_{эфф}$ и в «горбе потерь», обусловленном выходом комптоновски рассеянного фотона p_{kn} . Вероятности регистрации в пике K фотопотерь p_{ph} и «хвосте», обусловленном выходом электронов p_{en} , остаются практически постоянными. Последний факт обусловлен тем, что потери энергии в ре-

зультате SiK-флуоресцентного излучения и выхода электронов происходят в основном через входную плоскость детектора и поэтому практически не зависят от его толщины.

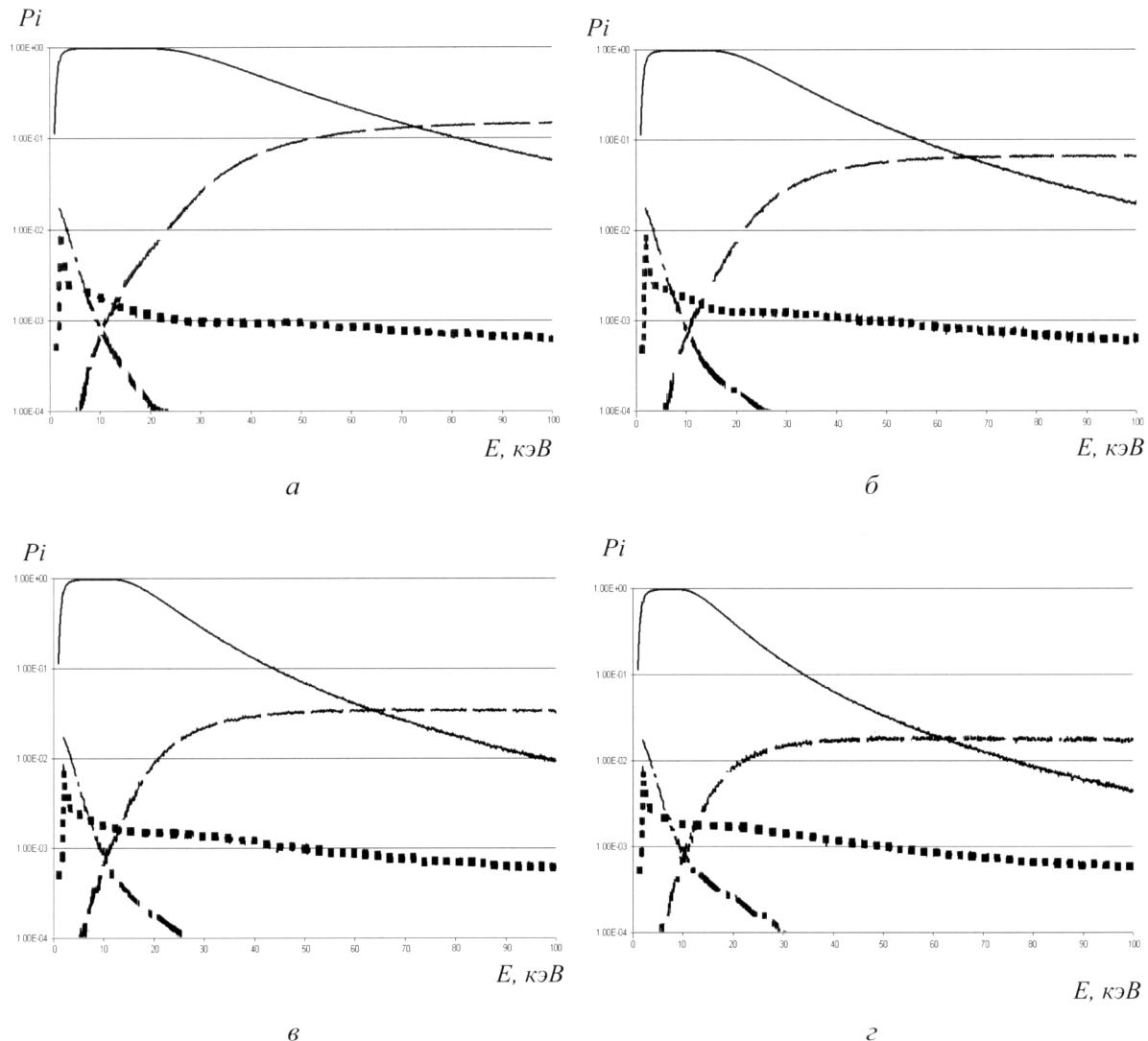


Рис. 2. Зависимость вероятностей $p_{\text{эфф}}$ полного поглощения энергии фотона в $\text{Si}(\text{Li})$ детекторе (непрерывная линия), регистрации фотона в «горбе потерь»

p_{kn} (пунктирная линия), регистрации фотона в пике K -фотопотерь

p_{fn} (штрих – пунктирная линия), регистрации фотона в «хвосте», обусловленном выходом электронов высоких энергий p_{en} (точечная линия) для Si детекторов различной толщины от энергии фотона при центральном нормальном к поверхности детектора падении пучка

На рис. 3 сопоставлены вероятности регистрации в различных частях функции отклика для детекторов из различных материалов.

Как видно из рис. 3, эффективность детекторов падает в области малых энергий, где достаточно толстое Ве окно, толщина которого принята в расчетах равной 0,25 мм, поглощает практически все излучение с энергией менее 2 кэВ.

Сечение фотопоглощения уменьшается с ростом энергии как $1/E^3$. С падением сечения начинает увеличиваться длина свободного пробега без взаимодействия. Когда длина свободного пробега фотона становится соизмеримой с толщиной детектора, начинает падать эффективность регистрации (полного сбора энергии детектором). В это же время растет вероятность выхода фотона из детектора после комптоновского

взаимодействия с регистрацией в «горбе потерь». Вероятность регистрации фотона в пике К-фотопотерь для твердотельных детекторов наиболее велика в области энергий выше К края поглощения, поскольку скачок сечения фотопоглощения приводит к тому, что фотон поглощается вблизи края детектора, откуда достаточно вероятен выход флуоресцентного фотона через входную плоскость детектора. С дальнейшим ростом энергии эта вероятность для твердотельных детекторов в рассматриваемой их геометрии падает, поскольку увеличивается длина свободного пробега фотона, и поглощение происходит ближе к центральной области детектора, выход из которой флуоресцентного фотона маловероятен.

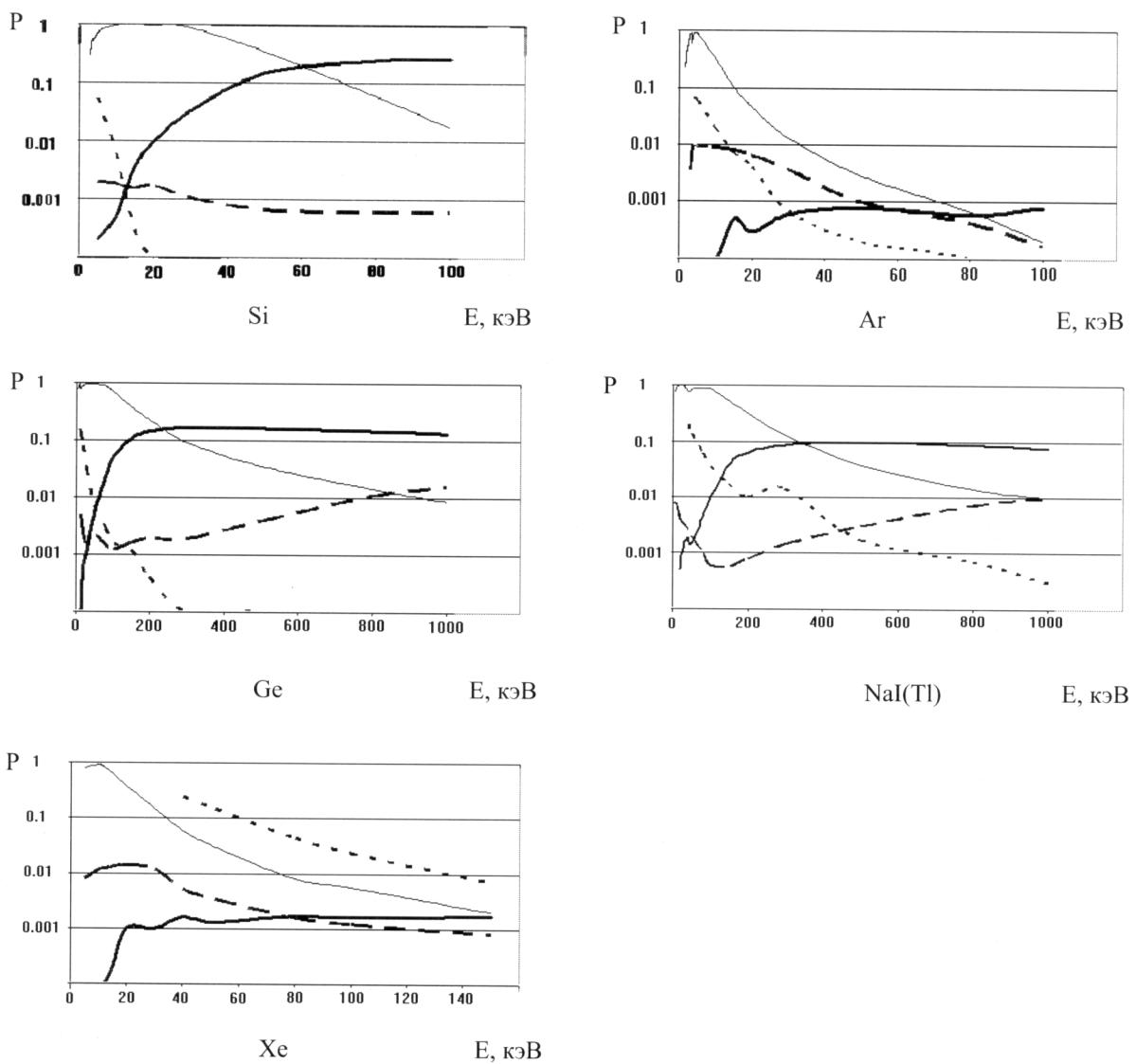


Рис. 3. Зависимость вероятности полного поглощения энергии фотона в детекторе (тонкая непрерывная линия), регистрации фотона в «горбе потерь» (толстая непрерывная линия), регистрации фотона в пике К-фотопотерь (точечная линия), регистрации фотона в «хвосте», обусловленном выходом электронов высоких энергий (пунктирная линия) для различных детекторов от энергии фотона

Несмотря на то, что вероятность регистрации в «хвосте», обусловленном выходом электронов из образца, достаточно мала и составляет около 10^{-3} , она в ряде случаев будет ограничивать отношение сигнал/фон на уровне $10^4\text{--}10^5$ в области энергий, меньших

основной регистрируемой линии (см. рис. 4, *a*, *b*) и определяют предельную контрастность в указанной области.

Толщины детекторов: а) – 6 мм; б) 2,5 мм; в) 1,2 мм; г) 0,6 мм.

Геометрические параметры твердотельных Si(Li), Ge детекторов, сцинтиллятора NaI(Tl): толщина рабочего слоя детектора 5 мм, диаметр 40 мм, засветка равномерная, падение пучка нормально к плоскости детектора.

Геометрические параметры газовых детекторов с аргоновым и ксеноновым наполнением: диаметр детектора 30 мм, высота – 50 мм, засветка детектора равномерная в окне 15*15 мм, падение пучка нормально к оси детектора.

Для газовых детекторов на рис. 3 были приняты размеры, характерные для используемых в рентгенофлуоресцентном анализе. При этом для возникшего в детекторе К флуоресцентного фотона вероятность его выхода из детектора является очень большой. Так, вероятность регистрации в К пике фотопотерь для Ar детектора составляет около 10 % от вероятности полного сбора энергии (выход флуоресценции – 12 %), а для Xe детектора вероятность регистрации в К пике фотопотерь даже выше, чем регистрация фотона с полным сбором энергии (выход флуоресценции для K оболочки – 90 %).

Вероятности регистрации в «хвосте», обусловленном выходом электронов высоких энергий за пределы чувствительной области детектора является сложной функцией от вероятностей процессов и энергий возникающих при этом электронов.

В табл. 1 приведены энергии излучения E_{k1} , при которых наблюдается равенство вероятностей регистрации фотона в «хвосте потерь», обусловленном выходом электронов, и регистрации в «горбе потерь», обусловленном выходом фотона из детектора после комптоновского рассеяния. Также приведена энергия E_{k2} , при которой регистрация в «горбе потерь» становится равной вероятности полного поглощения энергии фотона веществом детектора. Если энергия E_{k2} практически совпадает с энергией, при которой коэффициенты фотопоглощения и комптоновского рассеяния становятся равными, то энергия E_{k1} значительно ниже и существенно зависит от геометрии и плотности рабочего вещества детектора.

Таблица 1
Характерные энергии детекторов

Материал детектора	Габариты детектора	Энергии, кэВ	
		E_{k1}	E_{k2}
Si(Li)	диаметр 40 мм, толщина 5 мм	15	60
Ge		40	200
NaI(Tl)		40	350

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по соотношению пика полного поглощения и «пика потерь» приведено на рис. 4, *a* и 2, *б* с данными работ [6], [9] соответственно. Наблюдается удовлетворительное согласие, что позволяет считать, что предложенная модель регистрации рентгеновских фотонов детектором соответствует современным теоретическим представлениям [6] и экспериментальным данным для Si(Li) детектора в области энергий до 10 кэВ.

Для проверки результатов расчета в области энергий излучения, где регистрация в «горбе потерь» становится существенной, проведено сопоставление рассчитанных данных с результатом измерения [10] спектра источников ^{241}Am и ^{109}Cd . При таком расчете учитывалось рассеяние излучения в выходном окне радиоактивного источника. Результаты расчетов хорошо ($\pm 30\%$) согласуются с экспериментальными данными для области энергий 1–25 кэВ (область регистрации в «горбе потерь») и 40–60 кэВ (область регистрации рассеянного излучения) при использовании источника ^{241}Am . Для источника ^{109}Cd

хорошее соответствие наблюдается для области энергий 1–25 кэВ и 65–88 кэВ, что позволяет говорить о правильности модели в данных областях энергий.

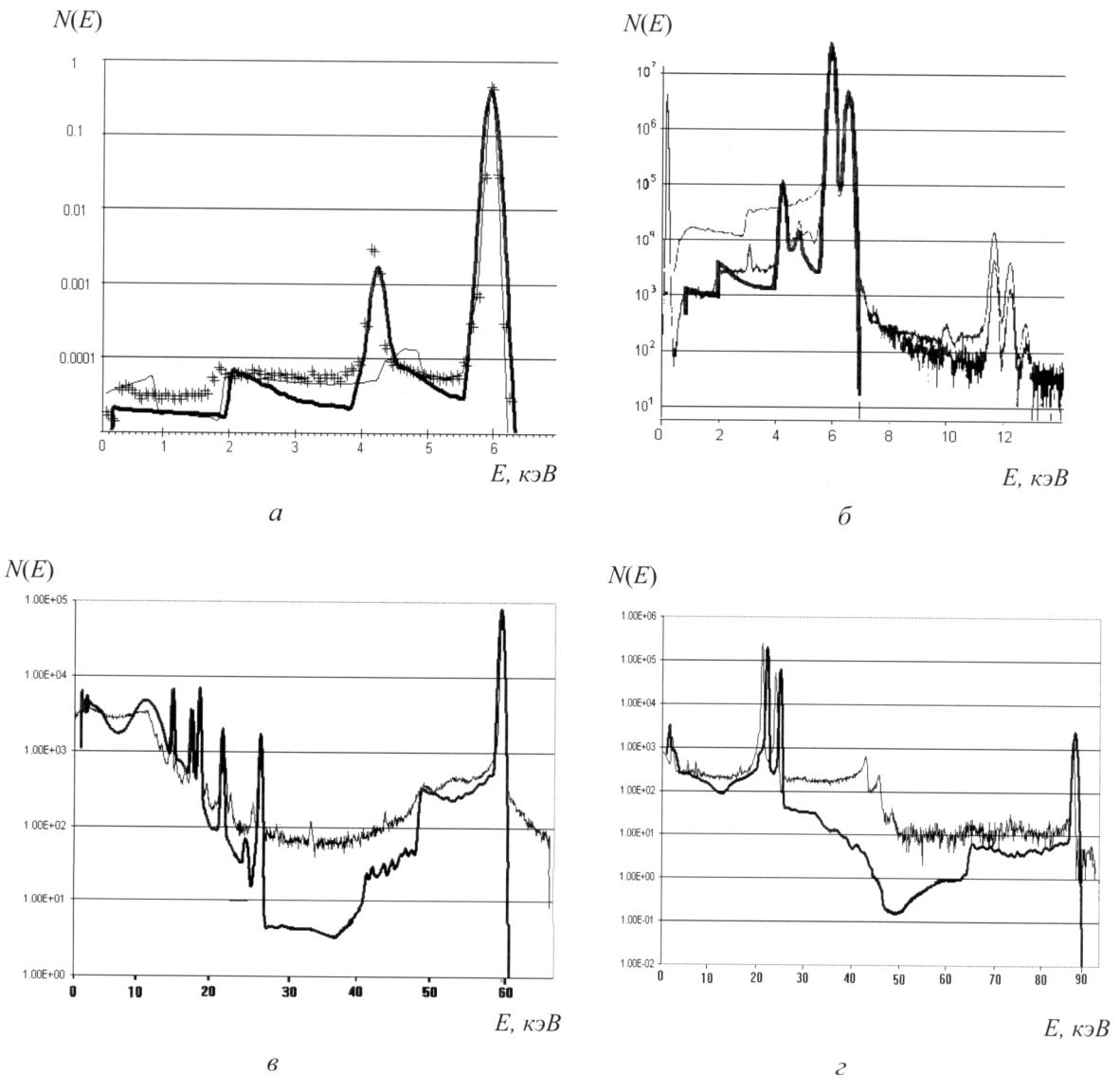


Рис. 4. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных:

а – Толстая линия – наши расчеты, тонкая линия и кресты – расчеты и эксперимент работы [6] соответственно. Источник излучения с энергией 5,9 кэВ; *б* – расчеты настоящей работы (толстая линия) и экспериментальные данные, приведенные в работе [9] для двух детекторов (тонкая линия). Источник излучения – ^{55}Fe ; *в*, *г* – Амплитудный спектр, полученный при облучении $\text{Si}(\text{Li})$ детектора излучением источника ^{241}Am и ^{109}Cd соответственно. Толстая линия – расчет, тонкая – эксперимент работы [10]

Следует отметить, что результаты приведенных расчетов функции отклика детектора определяют лишь предельные характеристики детекторов излучения, обусловленные процессами поглощения энергии веществом. Дальнейшие процессы регистрации (неполный сбор заряда с детектора, обусловленный конечным временем интегрирования или подобными процессами, приводящими к «размытию» линий регистрируемого сигнала, регистрации сигналов с удвоенной энергией и т. п.) могут ухудшить характеристики детектора. Так, например, из рис. 4, *б* видно, что процесс наложения импульсов в детекторе приводит к регистрации несуществующих в первичном спектре линий с энергиями около 12 кэВ

(удвоенная амплитуда регистрации основных линий). Из этого же рисунка видно, что фон в области энергий, меньших энергий основной регистрируемой линии, по всей видимости сильно зависит от параметров детекторов и электроники. В областях энергий, где результаты наших расчетов плохо согласуются с экспериментальными данными, одной из возможных причин рассогласования могут быть указанные процессы.

Также необходимо отметить то, что в амплитудном спектре источника ^{55}Fe , показанном на рис. 4, б присутствуют «линии» с энергиями, близкими к энергиям линий титана, обусловленные регистрацией линий источника фотонов в «пиках фотопотерь». Пренебрежение подобными эффектами может привести к ошибкам при расшифровке спектров.

Неудовлетворительное согласие расчетов с экспериментальными данными в границах между этими энергиями можно объяснить тем, что в расчетах для ^{241}Am не учтено тормозное излучение альфа частиц и электронов, возникающих вследствие торможения альфа частиц [11], а для источника ^{109}Cd – тормозное излучение Оже – электронов. Также не до конца ясна схема распада ^{109}Cd и дальнейшей диссипации энергии – по данным работы [12], интенсивность линии с энергией 88 кэВ должна быть примерно 1 фотон/распад (единственный переход ядра из возбужденного состояния в основное), по данным работы [13] и экспериментальным данным она составляет 4 %.

При энергии фотона выше 1022 кэВ необходимо учитывать сечение рождения электрон-позитронных пар. Согласно работе [14] это сечение будет равно сечению комптоновского рассеяния при энергии порядка 3–10 МэВ. Поэтому мы посчитали возможным расширить применимость предложенной модели до 2 МэВ без учета данного сечения. Это, однако, может привести к некоторым неточностям результатов расчета для рассматриваемого ниже NaI(Tl) детектора.

На рис. 5 сопоставлены расчетные данные о спектре сигнала, возникающего при облучении Ge детектора излучением ^{60}Co [15]. Расчет сделан исходя из гауссовой формы спектральной линии с шириной 2,1 кэВ на полувысоте линии с энергией 1173 кэВ. Распределения нормированы по высоте «горба потерь». Расхождение данных по соотношению интенсивностей линий и «горба потерь» может быть объяснено негауссовой формой экспериментально наблюдаемых линий, которую невозможно проанализировать по приведенному в работе [15] рисунку. С учетом сказанного можно считать, что данные расчета хорошо согласуются с экспериментальными.

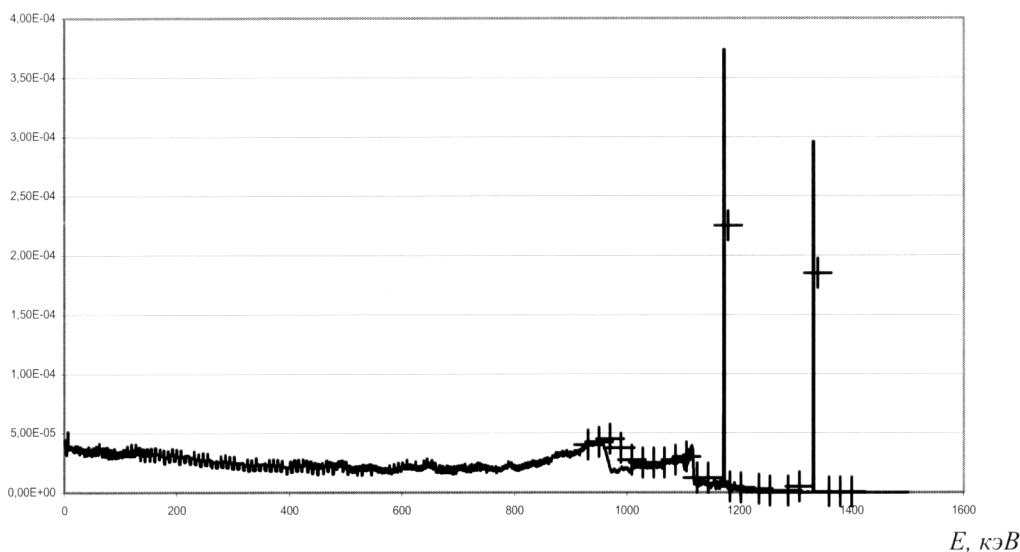
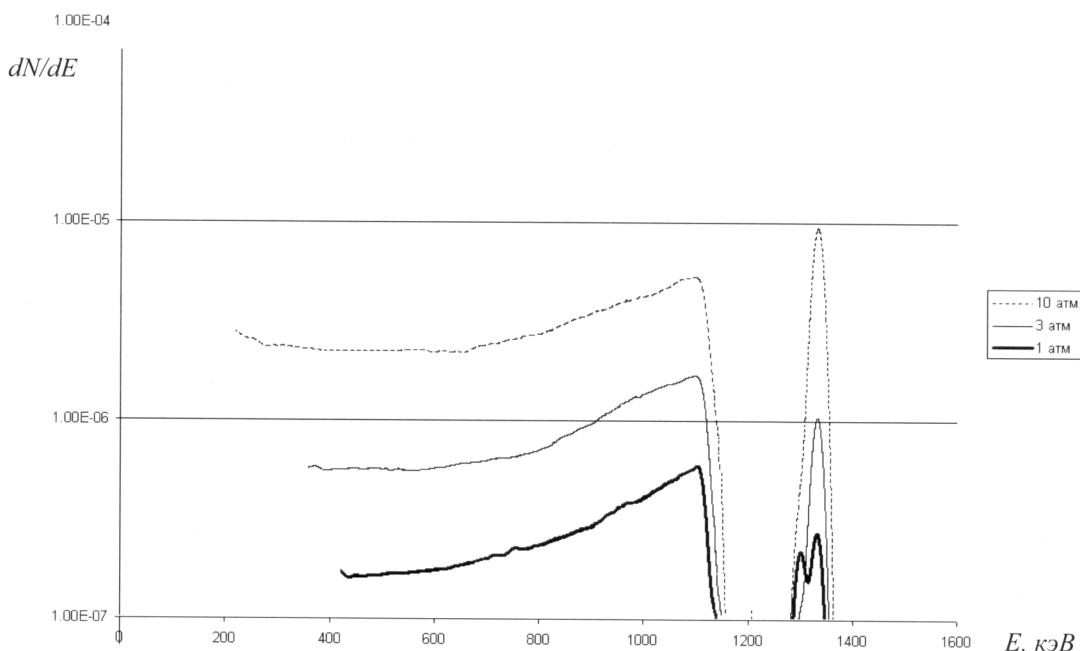


Рис. 5. Сопоставление расчетных данных сигнала Ge детектора при его облучении источником ^{60}Co с экспериментальными данными работы [15]. Линия – расчет, кресты – данные работы [15]. Засветка детектора – равномерная

Рассмотрим, как изменяется отклик ксенонового детектора диаметром 500 мм высотой 300 мм на излучение с энергией 1332 кэВ (одна из линий источника ^{60}Co) в зависимости от давления наполняющего его газа (рис. 6). В некотором смысле изменение давления в детекторе эквивалентно пропорциональному изменению геометрических размеров детектора. Из рисунка видно, что для данного случая вероятность регистрации в «горбе потерь», обусловленном комптоновским рассеянием, пропорциональна давлению, что в данном случае объясняется малостью габаритов детектора по сравнению со средней длиной пробега фотона с данной энергией. Вероятность же регистрации полной энергии фотона с падением давления падает гораздо быстрее. Это объясняется тем, что в данном диапазоне энергий для регистрации полной энергии фотона необходима цепочка из нескольких актов комптоновского рассеяния и последующего фотопоглощения, область траекторий между которыми не укладывается в области детектора при малых давлениях. Кроме того, при уменьшении давления увеличивается относительная вероятность регистрации в пике фотопотерь.



*Рис. 6. Расчетная оценка зависимости отклика ксенонового детектора на излучение с энергией 1332 кэВ от давления газа в детекторе.
Параметры детектора: диаметр детектора 500 мм, высота 300 мм*

Экспериментальная проверка для газовых детекторов проведена путем сопоставления результатов расчетов с экспериментальными данными, приведенными в работе [16], см. рис. 7, 8. Геометрические параметры детектора в работе не приведены, поэтому они были нами оценены исходя из приведенной в работе эффективности детектора, а также соотношения между пиком полного поглощения и пиком фотопотерь. Приведенные размеры также несколько условны, поскольку при увеличении давления возможно уменьшить геометрические размеры детектора.

На рис. 7 сопоставлены результаты расчета отклика детектора на излучение источника ^{60}Co . Видно хорошее согласие расчета и эксперимента в области 800–1400 кэВ. На рис. 8 сопоставлены результаты расчета и эксперимента при облучении детектора излучением источника ^{137}Cs . Хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных наблюдается в области 450–700 кэВ. В области более низких энергий экспериментально наблюдаемый фон

начинает существенно превышать фон, обусловленный «горбом потерь». Скорее всего, это связано с процессами потерь малых порций энергий за счет дрейфа электронов в области детектора, где отсутствует сильное электрическое поле (на краях детектора), либо проблемами неполного сбора заряда из-за конечного времени интегрирования (вследствие различных и существенно отличающихся временем дрейфа электронов низких энергий из различных областей детектора или рекомбинации заряда), либо с другими проблемами системы регистрации. Также возможны проблемы с применимостью формулы Томсона –Уидингтона (6) для описания торможения электронов в данном диапазоне энергий

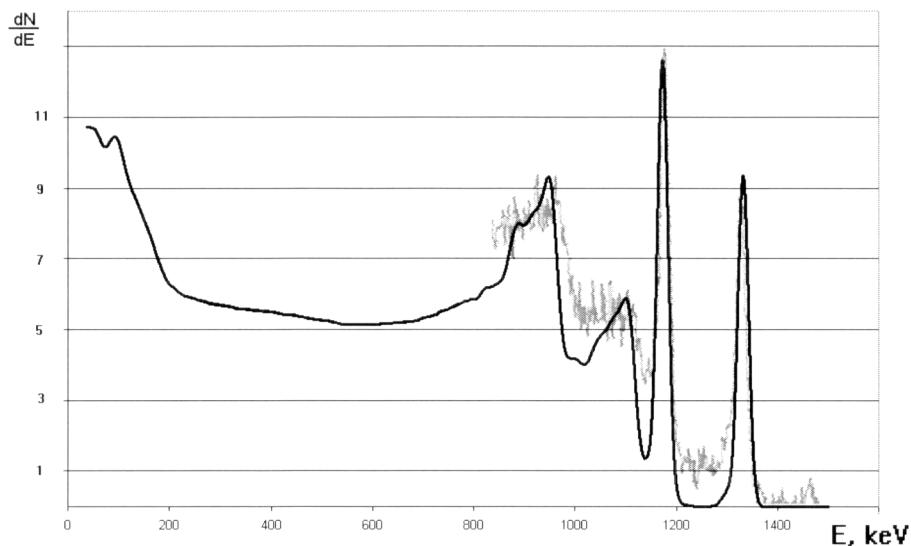


Рис. 7. Сопоставление расчетных (толстая черная линия) и экспериментальных данных (серая линия), полученных при облучении ксенонового детектора излучением источника ^{60}Co [16]. Параметры детектора: диаметр детектора 500 мм, высота 300 мм, давление 1 МПа (10 атм)

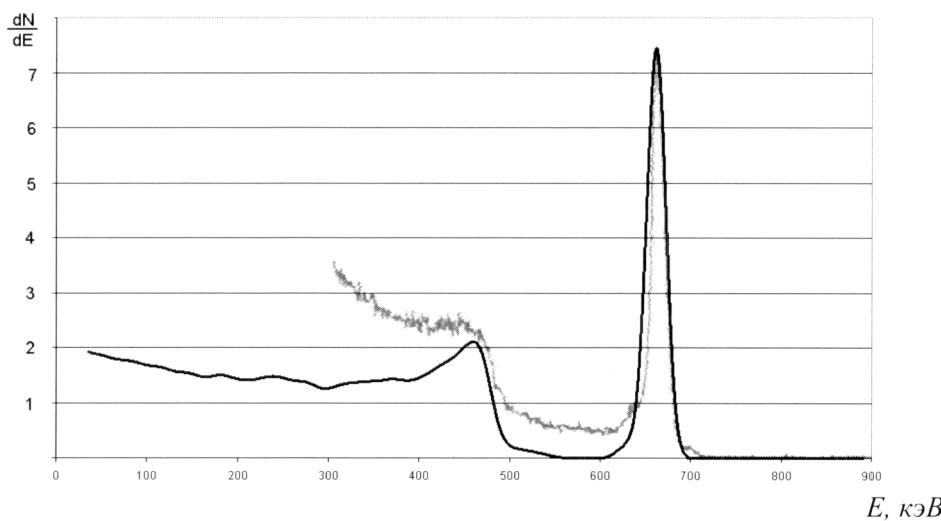


Рис. 8. Сопоставление расчетных (толстая черная линия) и экспериментальных данных (серая линия), полученных при облучении ксенонового детектора излучением источника ^{137}Cs [16]. Параметры детектора: диаметр детектора 500 мм, высота 300 мм, давление 1 МПа

Следует отметить, что вероятность регистрации в «горбе потерь» при высоких энергиях фотонов существенно выше, чем регистрация в пике полного поглощения.

Оценка пространственного разрешения координатно – чувствительных детекторов.

Дополнительной информацией, которая может быть получена в результате моделирования методом Монте-Карло, является информация о траекториях фотонов и области поглощения энергии возникших электронов в материале детектора.

На рис. 9 приведены характерные размеры области поглощения в сцинтилляторе NaI(Tl) для энергий фотонов 30, 60, 120 и 180 кэВ. Очевидно, что даже при точечном падении пучка при энергиях фотонов в несколько сотен кэВ траектории охватывают значительную пространственную область детектора.

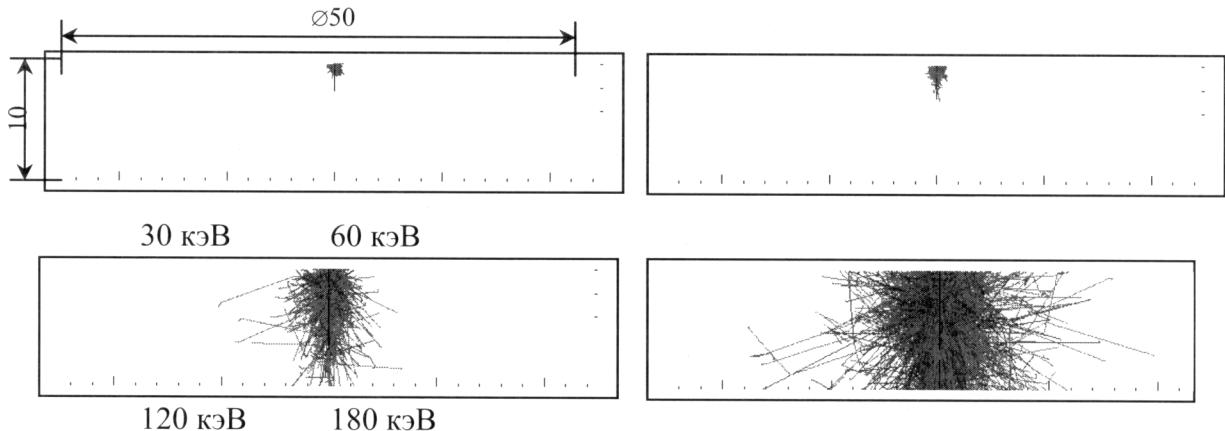


Рис. 9. Результаты моделирования размеров области поглощения в NaI(Tl) сцинтилляторе. Падение пучка – центральное. Геометрические размеры области детектирования: диаметр 50 мм, высота – 10 мм

На рис. 10 приведено сопоставление расчетных данных координаты поглощения энергии в детекторе с экспериментальными данными работы [17], в которой приведены характеристики пространственного разрешения координатного гамма детектора, полученного на основе NaI(Tl) сцинтиллятора с габаритами 450×150×75 мм. Получено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Следовательно, можно считать, что координатное разрешение детекторов, наряду с процессами диффузии медленных электронов, ограничивается геометрическими размерами областей поглощения фотона и диссипации энергии электронов высоких энергий.

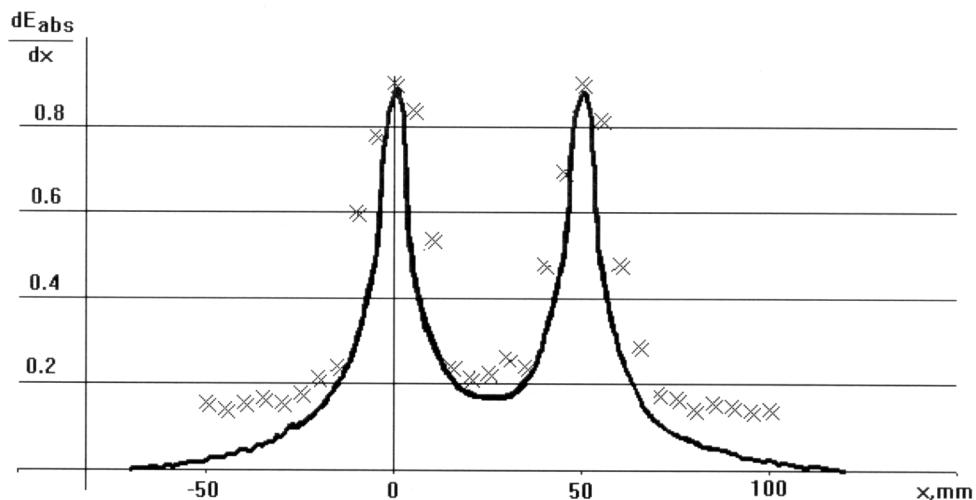


Рис. 10. Координатный спектр, полученный в рабочей зоне детектора при расстоянии между линейно сколлинированными источниками гамма излучения с энергией 1836 кэВ, равном 5 см. Непрерывная линия – результаты расчета данной работы, точки – экспериментальные данные работы [17]

На рис. 11 показаны результаты расчета координатного спектра поглощения энергии в Si(Li) и Ge детекторах при точечном попадании пучка излучения. Из рисунков следует, что чем больше энергия фотонов, попадающих в детектор, тем большую пространственную область занимает процесс регистрации фотона.

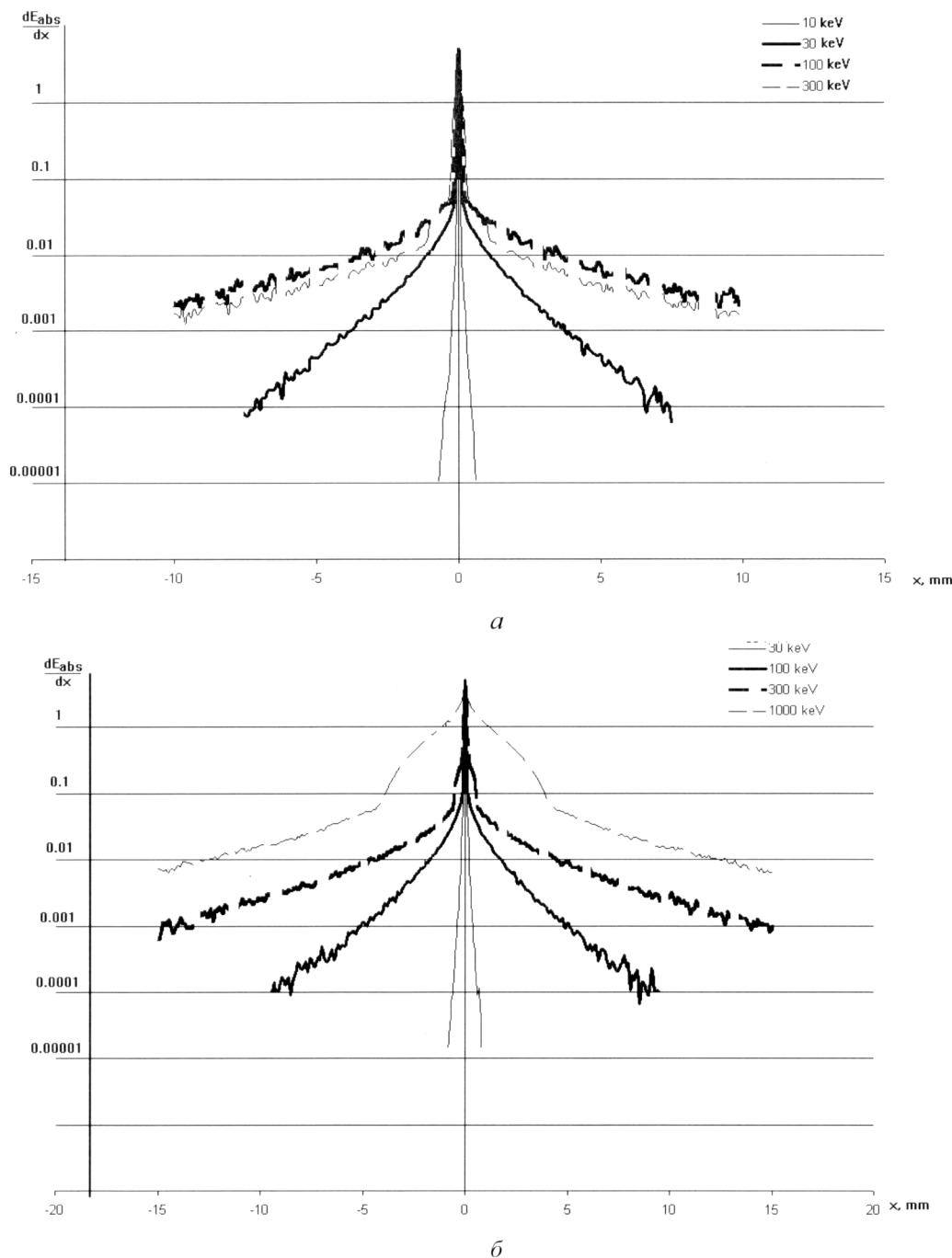


Рис. 11. Относительные координаты поглощения энергии фотона в веществе детектора при различных энергиях фотонов. Падение пучка фотонов (диаметр пучка 0,1 мм) – нормальное, диаметр детекторов 50 мм, толщина – 5 мм:
a – Si(Li) детектор, *б* – Ge детектор

Следует также отметить негауссовость формы координатного спектра поглощения энергии для всех детекторов (рис. 11).

Габариты NaI(Tl) сцинтиллятора – 450×150×75 мм.

Заключение

В данной работе проанализированы предельные характеристики детекторов, обусловленные процессами переноса фотонов и электронов высоких энергий в материале детекторов. В дальнейшем планируется изучение процессов дальнейшей диссипации энергии в детекторе и процессов регистрации, которые могут ухудшить энергетические и пространственные характеристики детектора.

Список литературы

1. Leroux J. Method for finding mass-absorption coefficients by empirical equation and graphs // Adv. X-ray analysis. – 1961. – V. 5. – P. 153–160.
2. Bambynek W., Crasemann B., Fink R.W., Freund H.U., Mark H., Swift C.D., Price R.E., Venugopala P. X-ray fluorescence yields, Auger and Coster-Kronig transition probabilities // Reviews of modern physics. – 1972. – V. 44. – № 4. – P. 716–813.
3. Hubbell J.H., Veigle Wm.J., Braggs 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. – № 3. – P. 471–538.
4. Бахтиаров А.В., Пшеничный Г.А. Формулы для приближенного вычисления дифференциальных сечений рассеяния рентгеновского излучения малых энергий // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. – Ленинград: Машиностроение, 1972. – Вып. 11. – С. 200–218.
5. Рид С. Электронно – зондовый микроанализ. – М.:Мир, 1979. 423 с.
6. Lowe B.G. An analytical description of low-energy X-ray spectra in Si(Li) and HPGe detectors // Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. – 2000. – A 439. – P. 247–261.
7. Финкельштейн А.Л., Фарков П.М. Аппроксимации коэффициентов ослабления рентгеновского излучения в области 0,1–100 кэВ // Аналитика и контроль. – 2002. – Т. 6. – № 4. – С. 377–382.
8. http://ortec-online.com/detectors/photon/a5_2.htm
9. Papp T., Campbell J.L. Size and origin of the escape peak in various Si(Li) detectors // X-ray spectrometry. – 2001. – V. 30. – № 2. – P. 77–82.
10. А.Ю. Портной, Г.В. Павлинский, А.Ю. Духанин, П. Зузаан, Б.Эрдемчимег. Формирование аналитического сигнала и фона в флуоресцентном рентгенорадиометрическом анализе при использовании радиоактивного источника ^{241}Am и Si(Li) детектора // ЖАХ. – 2004. – № 11. – С. 1171–1180.
11. Коляда В.М., Зайченко А.К., Дмитриенко Р.В. Рентгеноспектральный анализ с ионным возбуждением. – М.:Атомиздат. 1978. 248 с.
12. Джелепов Б.С., Пекер Л.К. Схемы распада радиоактивных ядер. – Издательство АН СССР, М.:, Ленинград, 1958. – 820 с.
13. Плотников Р.И., Пшеничный Г.А. Флуоресцентный рентгенорадиометрический анализ. – М.: Атомиздат, 1973. – 264 с.
14. Hubbell J.H. Review of photon interaction cross section data in the medical and biological context // Phys. Med. Biol. – 1999. – V. 44. – P. R1–R22.
15. Горнов М.Г., Гуров Ю.В., Осиенко Б.П., Подкопаев О.И., Солдатов А.М., Юрковски Я. Планарные детекторы из особо чистого германия // Приборы и техника эксперимента. – 1990. – № 4. – С. 83–85.
16. Власик К.Ф., Грачев В.М., Дмитренко В.В., Соколов Д.В., Улин С.Е., Утешев З.М. Методика автоматической обработки информации с гамма спектрометра на основе сжатого ксенона // Приборы и техника эксперимента. – 2000. – № 6. – С. 5–10.
17. Арефьев В.А., Бугров В.П., Давиденко Н.И., Карпов Ю.М., Копылевич Н.М., Перъков А.И., Федотов С.Н., Шармак М.П. Позиционно чувствительный гамма спектрометр // Приборы и техника эксперимента. – 1990. – № 3. – С. 20–24.