

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
"МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА"
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

На правах рукописи
УДК 539.12.04

Курилик Александр Сергеевич

Определение атомного номера вещества объектов по ослаблению пучков фотонов с энергиями до 10 МэВ

Специальность 01.04.16
физика атомного ядра и элементарных частиц

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д. ф.-м. н., профессор
Б.С. Ишханов

Москва — 2014

Оглавление

Введение	4
Актуальность темы диссертации	4
Задачи интроскопии	4
Существующие решения	5
Цели диссертационной работы	11
Основные результаты, полученные в диссертации	11
Научная новизна	12
Ценность научной работы	13
Практическая значимость	13
Аппробация работы	13
Публикации	16
Личный вклад автора	16
Структура и объём диссертации	16
Содержание диссертации	17
1. Взаимодействие фотонов с веществом	19
1.1. Сечения процессов взаимодействия фотонов с веществом	19
1.2. Ослабление потока фотонов	23
1.2.1. Монохроматические пучки фотонов	23
1.2.2. Пучки фотонов с непрерывным спектром	25
1.3. Принцип измерения Z и nD	26
1.3.1. Монохроматические пучки фотонов	26
1.3.2. Тормозное излучение	28
1.4. Анализ сечений	29
1.4.1. Нормированные сечения	29
1.4.2. Вклады сечений основных процессов в полное сечение	35
1.4.3. Полные сечения	40
1.4.4. Выводы	40

1.4.5.	Рекомендации	41
1.4.6.	Соотнесение вероятностей процессов рассеяния и поглощения фотонов	42
2.	Экспериментальные измерения атомного номера объектов	44
2.1.	Радиоактивные источники Cs-137 и Co-60	44
2.1.1.	Выбор источников гамма-квантов	44
2.1.2.	Соотношение R в случае Cs-137 и Co-60	45
2.1.3.	Описание эксперимента	46
2.1.4.	Результаты эксперимента и выводы	48
2.2.	Тормозное излучение	53
2.2.1.	Описание эксперимента	53
2.2.2.	Результаты эксперимента и выводы	55
3.	Моделирование на GEANT4	58
3.1.	Схема установки для интроскопии крупногабаритных объектов	58
3.2.	Тормозное излучение	59
3.2.1.	Взаимодействие электронов с веществом	59
3.2.2.	Моделирование тормозного излучения	60
3.2.3.	Выбор оптимальной толщины тормозной мишени	62
3.3.	Выбор типа и размера детектора	62
3.4.	Отклик детектора	66
4.	Сравнение методов и оптимизация их параметров	69
4.1.	Пучки монохроматических фотонов трёх энергий	69
4.2.	Тормозное излучение с двумя граничными энергиями	71
4.3.	Тормозное излучение с тремя граничными энергиями	77
4.4.	Статистические флуктуации	80
4.5.	Измерение Z в каждом пикселе	81
4.6.	Уменьшение уровня статистических флуктуаций	89
4.7.	Выбор оптимальных энергий	89
4.7.1.	Тормозное излучение с двумя граничными энергиями	90
4.7.2.	Тормозное излучение с тремя граничными энергиями	91
4.8.	Сравнение в широком динамическом диапазоне	96
	Заключение	101
	Литература	103

Введение

Актуальность темы диссертации

Задачи интроскопии

Часто существует необходимость получить информацию о внутренней структуре некоторого объекта. Например, обнаружить скрытые дефекты в продукции промышленного производства, проверить соответствие декларации и реального содержимого груза. В последние годы особую актуальность приобрела проблема обеспечения безопасности и предотвращения терроризма в морских и речных портах, аэропортах, железнодорожных вокзалах. Также важной задачей является контроль содержимого грузов и транспортных средств с целью выявления и пресечения незаконных перевозок — контрабанды. Одним из основных элементов системы обеспечения безопасности являются технические средства, позволяющие осуществлять неразрушающий контроль — исследовать, не вскрывая, грузы и транспортные средства.

В зависимости от целей применения, к интроскопическим системам предъявляются различные требования. Например, при таможенном досмотре основными, в некотором смысле взаимоисключающими требованиями являются: высокая пропускная способность системы и максимально возможное снижение мощности дозы, создаваемой установкой в процессе функционирования. Аналогичные требования предъявляются к медицинским установкам. К дефектоскопическим системам подобных жёстких требований может не предъявляться, так как основной целью является обнаружение брака. В исследовательских интроскопических установках основной ограничивающий фактор — радиационные повреждения, возникающие в исследуемом объекте.

В разных странах, в силу географических особенностей, также существуют различные требования, предъявляемые к таможенным системам. В США основной целью применения досмотровых комплексов является обнаружение оружия массового поражения и его составляющих, радиоактивных и взрывчатых веществ, оружия и наркотиков. Считается, что наибольшую опасность представляет ядерное оружие массового поражения (WMD — nuclear weapons of mass destruction) на основе высокообогащённого урана (HEU) и оружей-

ного плутония (WGРu) [1,2], а также устройства распыляющие радиоактивные вещества (RDD — radiological dispersal device). Считается желательным обнаружение 100 см³, что соответствует кубу со стороной 4.6 см, вещества с большим Z . Веществом с большим Z (High- Z material) считается вещество с атомным номером $Z > 72$. В России основные усилия сконцентрированы на обнаружении оружия $Z \sim 26$ и взрывчатых веществ $Z \sim 5$.

Результатом работы досмотрового комплекса в общем случае должна быть информация о пространственном распределении атомного номера $Z(x, y, z)$ и количества вещества $n(x, y, z)$ в досматриваемом объёме. Для этого весь досматриваемый объём разбивается на небольшие элементарные объёмы — т.н. воксели (Voxel — Volumetric Picture Element). Однако получение трёхмерных изображений содержимого крупногабаритных грузов и транспортных средств за ограниченное время досмотра является трудновыполнимой задачей. Наиболее распространённым способом является получение одной двумерной проекции трёхмерного содержимого при просвечивании пучком фотонов. Результатом является изображение распределения прозрачности $K(x, y)$, состоящее из пикселей (Pixel — Picture Element). На основе этой информации делается предположение об объектах, содержащихся в досматриваемом объёме. Затем проводится сравнение с декларацией и делается вывод о наличии несоответствий.

Важной характеристикой досмотрового комплекса является пропускная способность — количество досматриваемых грузов или транспортных средств в единицу времени. В первую очередь, она зависит от скорости сканирования. Обычно скорость перемещения исследуемого объекта относительно сканирующей системы составляет от 0.1 до 0.8 м/с.

Системы, просвечивающие грузы и транспорт пучками фотонов и/или нейтронов имеют ещё одну важную характеристику — расстояние между источником излучения и детектором. Это расстояние определяется поперечными размерами грузов и транспортных средств. Обычно это расстояние составляет от 3 до 10 м.

Существует большое количество различных технологий, которые давно используются для обнаружения дефектов в продукции промышленного производства и медицине. Однако, в данных областях нет строгих ограничений по времени, затрачиваемому на исследование. Временной фактор следует учитывать при рассмотрении вопроса применимости той или иной технологии в качестве основы для досмотровых комплексов.

Существующие решения

Информацию о внутренней структуре исследуемого объекта можно получить с помощью проникающего излучения и частиц. Применяемые и перспективные технологии, их преимущества, недостатки и области применения рассмотрены в [2–5]. Существующие и разрабатываемые методы можно классифицировать по различным признакам.

По типу источника проникающего излучения:

- рентгеновские установки с верхней границей энергии фотонов до сотен кэВ
- радиоактивные источники γ -квантов с энергиями до нескольких МэВ
- источники тормозного излучения на основе ускорителей электронов
- импульсные и непрерывные источники тепловых и быстрых нейтронов
- неионизирующее электромагнитное излучение, в том числе т.н. терагерцовое излучение (THz source)
- пассивные методы, основанные на регистрации излучений, испускаемых при распаде нестабильных изотопов, содержащихся в исследуемом объекте

По взаимодействиям и процессам, используемым для идентификации веществ и изотопов:

- взаимодействие фотонов с атомными электронами: фотоэффект, когерентное и некогерентное рассеяние, рождение e^-/e^+ -пар
- взаимодействие фотонов с атомными ядрами: рождение e^-/e^+ -пар, резонансное рассеяние (флюоресценция), ГДР, (γ, n) , (γ, f)
- взаимодействие нейтронов с атомными ядрами: (n, γ) , (n, n) , (n, f)
- взаимодействие электромагнитного излучения с молекулами и атомами
- испускание γ -квантов атомными ядрами при переходе из возбуждённых состояний
- испускание нейтронов деления

По типу и энергии регистрируемых частиц:

- фотоны
- нейтроны
- заряженные частицы

По функциональным возможностям системы:

- формирование 2D (2-dimensional) / 3D (3-dimensional) изображения распределения линейного коэффициента ослабления исследуемого объекта
- формирование 2D / 3D изображения распределения эффективного атомного номера и количества вещества исследуемого объекта
- формирование 2D / 3D изображения распределения изотопного состава исследуемого объекта
- получение информации о наличии в объекте того или иного вещества
- получение информации о наличии в объекте делящихся и радиоактивных материалов

Радиоактивные и делящиеся материалы при своём распаде испускают излучение и частицы, которые могут быть зарегистрированы детекторами, расположенными вне досматриваемого объёма. Такие методы, основанные на регистрации продуктов самопроизвольного радиоактивного распада, называются пассивными. Эти системы позволяют об-

наруживать даже незначительные количества радиоактивных веществ [6]. Однако, существенное количество делящихся и радиоактивных веществ может остаться незамеченным, если они будут перевозиться в специальном защищённом контейнере. В то же время, достаточно высока вероятность ложного срабатывания, т.к. многие обычные грузы содержат радиоактивные изотопы.

Т.н. активные методы предполагают облучение досматриваемого объёма и регистрацию излучения, прошедшего без взаимодействия, рассеянного излучения, вторичных частиц и продуктов ядерных реакций.

Заряженные частицы испытывают кулоновское рассеяние, вследствие чего обладают низкой проникающей способностью и поэтому не подходят для использования в качестве первичных. Возможно использование заряженных частиц высоких энергий. Однако получение таких частиц с помощью технических средств весьма расточительно. Существуют проекты обходящие это ограничение — использующие высокоэнергетичные мюоны космического излучения — т.н. мюонная томография [7].

Методы, использующие нейтронное излучение [8, 9] могут обеспечить высокую чувствительность и избирательность в определении веществ и изотопов. Однако эти методы требуют относительно большего времени, затрачиваемого на обследование одного объекта. Пространственное разрешение изображений, получаемых при просвечивании пучками нейтронов невысокое, ~ 2 см из-за сложности создания необходимых потоков нейтронов и их регистрации. Кроме того, срок службы нейтронного источника невелик — порядка 2000 часов.

Ядерная резонансная флюоресценция является весьма перспективной технологией, позволяющей быстро и точно определять пространственное расположение и изотопный состав содержимого инспектируемого объекта [10, 11]. Однако, данное направление требует дополнительных исследований.

Просвечивание интересующего объёма пучками фотонов и регистрация прошедшего через этот объём излучения позволяет получать изображения с хорошим пространственным разрешением. На основе полученного изображения делаются выводы о внутренней структуре. В качестве источника фотонов используются рентгеновские трубки, радиоактивные источники и ускорители электронов с тормозной мишенью.

Рентгеновские системы имеют разрешение до нескольких мкм. Типичный размер единичного элемента изображения, получаемого с помощью гамма-сканеров и ускорительных систем составляет от 2.5 до 11 мм.

Также возможно комбинирование в одной системе различных типов первичных частиц, детекторов и анализируемых физических процессов. Например, нейтронов с энергией 14 МэВ и фотонов от радиоактивных источников или ускорителей [12, 13].

Задача просвечивания объектов небольшого размера решена давно. Исследуемый объём просвечивается пучками фотонов, получаемых с помощью рентгеновских трубок. Просвечивание объекта с одной стороны с использованием пучка одной граничной энергии позволяет получить только изображение прозрачности $K(x, y)$. Из набора двумерных проекций, полученных при просвечивании с разных сторон, можно восстановить трёхмерное распределение линейного коэффициента ослабления $\mu(x, y, z)$. Просвечивание излучением с двумя граничными энергиями позволяет восстановить распределение атомного номера $Z(x, y)$ и количества вещества $nD(x, y)$. Возможность измерения атомного номера Z обусловлена различной энергетической зависимостью полных сечений взаимодействия фотонов с атомами различных химических элементов. Измерив прозрачности при двух разных энергиях и сопоставив с известными заранее зависимостями, можно сделать вывод о Z вещества исследуемого объекта. При просвечивании объекта с разных сторон рентгеновскими пучками двух разных энергий можно восстановить наиболее полную информацию об объёмном распределении $Z(x, y, z)$ и $nD(x, y, z)$ [14, 15]. Т.к. в большинстве случаев материалы, из которых изготавливаются различные объекты, не состоят из атомов одного химического элемента с одним значением Z , а состоят из атомов различных химических элементов — вводится понятие эффективного атомного номера Z_{eff} .

Следует учитывать, что при восстановлении трехмерной информации о линейном коэффициенте ослабления $\mu(x, y, z)$ в рентгеновской томографии, или при восстановлении $Z(x, y)$ в рентгеновских системах с двумя энергиями и, тем более, при совмещении этих двух методик, предъявляются существенно более высокие требования к стабильности параметров системы и статистике регистрируемых фотонов, чем при простом получении одной двумерной проекции $K(x, y)$.

Рентгеновское излучение также применимо для исследования приповерхностного слоя крупногабаритных объектов на предмет скрытых вложений в двойных стенках, методом так называемого обратного рассеяния [16, 17]. Существующие в настоящее время системы позволяют различать не только форму объектов, но и материалы, из которых они изготовлены [18, 19].

γ -источники давно и успешно применяются для дефектоскопии. Существуют как проекты досмотровых комплексов на основе источников $^{137}_{55}\text{Cs}$ или $^{60}_{27}\text{Co}$ [17, 20], так и уже действующие γ -сканеры [21]. Также некоторыми авторами было предложено анализируя двумерные проекции, полученные под несколькими разными углами, восстанавливать трёхмерную информацию о внутреннем содержимом объекта [22–24]. В нефтяной промышленности для контроля параметров смеси газа, нефти и воды применяется просвечивание γ -квантами от двух разных радиоактивных изотопов [25]. Обычно применяются изотопы, дающие γ -кванты небольших энергий. Рассматривается возможность использования

изотопов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$ для измерения Z объектов, расположенных в крупногабаритных контейнерах [26, 27].

Типовые активности источников, используемых в гамма-сканерах, составляют $^{137}_{55}\text{Cs} \sim 7.4 \cdot 10^{10}$ Бк, источника $^{60}_{27}\text{Co}$ до $18.5 \cdot 10^{10}$ Бк. Срок службы цезиевого источника рассчитан на 15 лет, кобальтового — на 5 лет, самого досмотрового комплекса — на 30 лет.

Радиоактивные изотопы при распаде могут испускать γ -кванты с энергиями до нескольких МэВ [28]. Что существенно больше максимальной энергии фотонов серийно выпускаемых рентгеновских трубок не превышающей 450 кэВ [29].

При энергиях фотонов от 150 кэВ до 3.7 МэВ полные сечения взаимодействия $\sigma(E)$ для всех Z монотонно убывают с увеличением энергии фотонов. Следовательно, поток фотонов с большей энергией меньше ослабляется при прохождении через поглотитель. Таким образом, по сравнению с рентгеновскими системами γ -кванты от радиоактивных источников могут проникать через поглотитель большей толщины.

По сравнению с ускорителями электронов, источники γ -излучения на основе радиоактивных изотопов устроены существенно проще, что снижает как стоимость самой системы, так и стоимость эксплуатации и обслуживания. Однако, следует учитывать сложности транспортировки, эксплуатации и хранения радиоактивных источников большой активности, а также опасность их хищения и нецелевого использования [30].

Ещё одним потенциальным преимуществом гамма-сканеров, по сравнению с ускорительными системами, работающими в импульсном режиме, является непрерывность потока фотонов. Т.е. коэффициент заполнения можно считать равным 100%, что позволяет, при среднем количестве попадающих за секунду на элемент детектора фотонов до 10^6 , регистрировать не суммарную дозу за импульс работы ускорителя, а энергию каждого γ -кванта с помощью γ -спектрометра. Благодаря этому, появляется дополнительная возможность при оценке прозрачности учитывать только прошедшие без взаимодействия фотоны и исключить из рассмотрения негативное влияние рассеянного и вторичного излучения. Также, вместо двух разных радиоактивных источников с двумя линейками детекторов, можно использовать одну линейку детекторов и один радиоактивный источник, дающий γ -кванты разных энергий.

Крупногабаритные объекты обладают большой поглощающей способностью, что делает невозможным применение рентгеновских трубок и радиоактивных источников из-за небольших энергий и малых интенсивностей излучения. Для того, чтобы исследовать массивные объекты, используют ускорители электронов с тормозной мишенью, которые позволяют получать интенсивные потоки тормозных фотонов больших энергий. Существуют системы, просвечивающие досматриваемый объём и дающие в качестве результата двумерное изображение прозрачности $K(x, y)$ [31–33]. Кроме стационарных, разработаны

мобильные комплексы [34]. Разработаны методы, позволяющие восстанавливать пространственное распределение плотности в инспектируемом объёме [22, 35, 36].

В работах С. Огородникова и В. Петрунина [37–41] был предложен метод распознавания веществ, основанный на анализе ослабления высокоэнергетического тормозного излучения с двумя граничными энергиями, позволяющий различать вещества по эффективному атомному номеру и получать двумерные изображения $Z(x, y)$ и $nD(x, y)$. Реализован полностью функционирующий досмотровый комплекс, основанный на этих работах [42]. Проекты аналогичных систем описаны рядом авторов в работах [43–46]. Типичные значения граничных энергий, в предлагаемых проектах, составляют 6-9 и 3-6 для большей и меньшей энергий соответственно. Метод трёх энергий, упомянутый в работе С. Огородникова и В. Петрунина [37] и описанный в работе [47], является следующим шагом в интроскопии, позволяющим улучшить точность распознавания атомного номера неизвестных объектов с большим атомным номером. Также, в [48] описан проект системы с четырьмя ускорителями разных энергий, а в [49] — на основе одного ускорителя с переключением четырёх энергий.

Следует учитывать, что спектр фотонов, получаемых с помощью ускорителя, не моноэнергетический, что является причиной значительных сложностей [50, 51] при измерении сечений различных процессов взаимодействия фотонов с атомами и атомными ядрами. Следовательно, те же проблемы возникнут и при решении другой обратной задачи — измерении атомного номера вещества исследуемого неизвестного объекта. Кроме того, для измерения Z необходима высокая стабильность от импульса к импульсу тока, энергии и положения электронного пучка, что приводит к увеличению стоимости как самого ускорителя, так и его обслуживания.

Важной характеристикой возможности просвечивать объекты является проникающая способность — максимальная толщина слоя железа, за которой инспекционная система может обнаружить наличие скрытого объекта. Для систем на основе ускорителей, обычно указывается величина проникающей способности ~ 40 см железа [31]. Для γ -сканеров проникающая способность указывается от 5 [21] до 19 [17] см железа. Проникающая способность зависит от активности источника, расстояния от источника до детектора, высоты и ширины элемента детектора, скорости движения досматриваемого объёма и, при изменении указанных параметров, может варьироваться в достаточно широких пределах. Однако, излучение существующих систем, даже на основе ускорителей, не в состоянии проникнуть сквозь толстые плотные объекты и многие конструкционные элементы транспортных средств.

Следует заметить, что, в случае использования импульсных источников фотонов с непрерывным энергетическим спектром, некоторый трудноустраняемый вклад в измеряе-

мый сигнал будут давать рассеянное и вторичное излучения, величины которых зависят от конструктивных особенностей конкретной реализации инспекционной системы. Для уменьшения влияния рассеянного и вторичного излучения на измерение полезного сигнала можно использовать щелевой или решетчатый коллиматор, устанавливаемый перед детектором. Применение радиоактивных источников позволяет использовать в качестве детекторов спектрометры и отделять друг от друга вклады рассеянного и прошедшего без взаимодействия излучений. Подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

Цели диссертационной работы

Основной целью данной работы является выявление оптимального числа и значений энергий монохроматических фотонов и тормозного излучения при которых достигается максимальная точность идентификации вещества объектов по зарядовому числу, определяемому посредством сравнения величин ослабления пучков фотонов.

Основные результаты, полученные в диссертации

- 1) В результате анализа поведения сечений фотоэффекта, когерентного и некогерентного рассеяния, эффекта рождения электрон-позитронных пар, а также полных сечений взаимодействия фотонов с энергиями от 0.5 до 10 МэВ с атомами и атомными ядрами в зависимости от энергии фотона E и от атомного номера Z химического элемента, вкладов сечений отдельных процессов в полные сечения было установлено, что для определения элементов с Z меньше железа необходимо, чтобы одна из энергий фотонов была >1.5 МэВ, а для определения элементов с Z больше вольфрама необходимо, чтобы одна из энергий фотонов была <1.5 МэВ.
- 2) Впервые показано, что в области энергий фотонов от 0.5 до 10 МэВ наиболее характерные особенности и отличия поведения полных сечений наблюдаются при энергиях 0.5, 1.5, 3.7 и 10 МэВ. Следовательно, для определения атомного номера Z вещества объектов, посредством сравнения величин ослабления пучков монохроматических фотонов, целесообразно использование не более четырёх значений энергии фотонов. Показана необходимость использования не менее трёх энергий фотонов для однозначного определения Z .
- 3) Показано, что при использовании радиоактивных изотопов Cs-137 и Co-60 в качестве источников монохроматических фотонов, отношение логарифмов прозрачностей для

различения веществ с $Z < 5$ необходимо измерять в 100 — 1000 раз точнее, чем для различения веществ с $Z > 40$.

- 4) Впервые проведено экспериментальное измерение атомного номера вещества тестовых образцов посредством сравнения величин ослабления пучков тормозного излучения при четырёх энергиях ускорителя электронов с перестраиваемой энергией — 7.3, 6.2, 5.5 и 3.5 МэВ. Согласие измеренных и ожидаемых значений Z подтверждает необходимость использования как минимум трёх энергий ускорителя электронов.
- 5) Впервые определены области атомных номеров Z и величин ослабления $1/K$ объектов, в пределах которых, при просвечивании тормозным излучением при двух энергиях ускорителя электронов, атомный номер измеряется однозначно. Определены величины отличий между измеренными и истинными значениями Z в области, в которой Z измеряется неоднозначно. Показано, что причиной возникновения неоднозначности является пересечение параметрических кривых, соответствующих различным Z в двухмерном пространстве прозрачностей K .
- 6) Впервые показана возможность однозначного измерения атомного номера объектов при просвечивании тормозным излучением при трёх энергиях ускорителя электронов. Проведено сравнение методов, использующих тормозное излучение с двумя и тремя энергиями. Показано, что использование трёх энергий позволяет в ряде случаев существенно улучшить результаты измерения Z .
- 7) Впервые получены оптимальные значения энергий ускорителя электронов, для методов с двумя и тремя энергиями, при которых достигается наилучшая точность измерения атомных номеров $Z > 74$, посредством сопоставления измеренных величин ослабления тормозного излучения. Впервые выполнено сравнение точностей методов измерения атомных номеров Z в широком диапазоне Z и радиоскопических прозрачностей K при различных параметрах пучков тормозного излучения. Показано преимущество метода использующего три энергии.

Научная новизна

Научная новизна представленной работы обусловлена тем, что на основе оценок повышения точности измерения атомного номера, полученных с использованием разработанного комплекса программ, впервые показаны принципиальные преимущества метода, использующего три и более энергий по сравнению с методом, использующим только две энергии. Сравнение результатов моделирования и проведённых экспериментов показы-

вает, что использование тормозного излучения с тремя и более граничными энергиями позволяет повысить точность измерения атомного номера вещества объектов.

Ценность научной работы

Проведено сравнение возможностей различных методов, а также получены оптимальные количества и значения энергий пучков монохроматических фотонов и пучков тормозного излучения, при которых достигается наилучшая точность идентификации различных веществ, в том числе с большим атомным номером. Научно обоснована, подтверждена теоретическими и экспериментальными исследованиями необходимость использования не менее трёх энергий монохроматических фотонов и тормозного излучения. Эти результаты являются важными и необходимы для проведения дальнейших научных исследований в области поиска новых физических основ для совершенствования возможностей распознавания веществ.

Практическая значимость

Практическая значимость данной работы, в первую очередь, связана с развитием метода исследования объектов посредством просвечивания пучками тормозного или гамма-излучения. Показаны области применимости методов измерения атомного номера Z и количества вещества nD объектов, как при использовании источников тормозных фотонов с несколькими граничными энергиями, так и при использовании изотопов Cs-137 и Co-60. Получены оптимальные значения граничных энергий тормозного излучения, при которых достигается наибольшая точность измерения атомного номера для методов, использующих две и три граничных энергии. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании, разработке или модернизации дефектоскопических, инспекционных и других интроскопических установок. Для исследования крупногабаритных транспортных средств и грузов следует ориентироваться на использование как минимум трёх энергий электронного ускорителя.

Аппробация работы

Статьи в реферируемых журналах

Основные результаты были опубликованы в следующих статьях в реферируемых журналах:

- Многопучковый метод сканирования объектов / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко и др. // Известия РАН. Серия физическая. — 2008. — Т. 72, No 6. — С. 908–911. [47]
- Измерения атомного номера неизвестных объектов на ускорителе электронов с перестраиваемой энергией / А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.С. Курилик и др. // Известия РАН. Серия физическая. — 2012. — Т. 76, No 11. — С. 1337–1339. [52]
- Измерения атомного номера и количества вещества объектов с помощью радиоактивных источников / С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Известия РАН. Серия физическая. — 2013. — Т. 77, No 7. — С. 1008–1011. [53]
- Определение выходов ядерных реакций на основе анализа цепочек распадов / С.С. Бельшев, К.А. Стопани, С.Ю. Трошиев и др. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2011. — No 4. — С. 42–47. [54]
- Studying photonuclear reactions using the activation technique / S. Belyshev, A. Ermakov, B. Ishkhanov et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. — 2014. — Vol. 745. — P. 133–137. [55]

Доклады на конференциях

Материалы диссертации доложены лично автором и опубликованы в трудах следующих конференций и совещаний:

- Курилик А., Руденко Д., Стопани К. Разработка эффективных методов сканирования объектов // Труды шестой Межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — Москва, 2005. — С. 102–106. [56]
- Курилик А., Руденко Д., Стопани К. Много-пучковый метод сканирования объектов // Труды VII межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — 2006. — С. 83–88. [57]
- Многопучковый метод определения атомного номера / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко и др. // Труды VIII межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — Издательство МГУ Москва, 2007. — С. 160–164. [58]

- Kurilik A., Rudenko D., Stopani K. Recognition of structure and composition of objects by scanning beams of gamma quanta // LVII International conference on nuclear physics "NUCLEUS 2007". Book of abstracts. — Saint-Petersburg, 2007. — P. 295. [59]
- Определение атомного номера методом многопучкового сканирования объектов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Тезисы докладов 58 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "ЯДРО 2008". — Saint-Petersburg, 2008. — С. 281. [60]
- Многопучковый метод определения структуры и состава объектов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Сборник тезисов, материалы Четырнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных "ВНКСФ-14". — Уфа, 2008. — С. 285. [61]
- Кузнецов А., Курилик А. Калибровка эффективности HPGe детектора по экспериментальным измерениям и моделированию Geant4 // Тезисы докладов 59 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2009". — СПбГУ Санкт-Петербург, 2009. — С. 314. [62]
- Methods of detection of hazardous materials using an electron accelerator / S.S. Belyshev, A.A. Kuznetsov, A.S. Kurilik, K.A. Stopani // LX International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS 2010 «Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies», July 6 – 9, 2010, Saint-Petersburg, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2010. — P. 418. [63]
- Kurilik A. Optimal photon energies to measure atomic numbers of objects // LXIII International Conference NUCLEUS 2013 "Fundamental Problems of Nuclear Physics and Atomic Power Engineering October 8 – 12, 2013, Moscow, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2013. — P. 254. [64]

Также материалы диссертации доложены и опубликованы в трудах следующего совещания:

- Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Тезисы докладов 58 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". — Санкт-Петербург, 2008. — С. 282. [65]

Материалы диссертации докладывались лично автором на научных конференциях "Ломоносовские чтения" в 2006, 2007, 2009, 2010, 2011 и 2013 годах, а также на выставке-конкурсе "Инновационный проект 2008".

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 15 печатных работах, 5 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Личный вклад автора

Автором был разработан комплекс программ, позволяющий моделировать, обрабатывать и анализировать процесс генерации, прохождения через объекты и регистрации фотонов тормозного и гамма-излучения. Автором были выполнены сравнение и анализ сечений различных процессов взаимодействия фотонов с атомами различных веществ. С помощью пакета программ GEANT4 автором было выполнено моделирование углового и энергетического распределения тормозного излучения при различных энергиях электронного пучка и толщины вольфрамовой мишени; моделирование отклика и эффективности линейки сцинтилляционных детекторов, дозиметра БДКС-96, HPGe-детектора Canberra GC3019. В рамках работ по калибровке HPGe-детектора Canberra GC3019, автором была создана модель этого детектора в GEANT4 и были получены оценки неизвестных параметров детектора. Автором был проведен эксперимент по просвечиванию тестовых объектов пучками тормозных фотонов при четырёх значениях граничной энергии. Автором было осуществлено планирование эксперимента, проведение измерений и обработка полученных данных. Автором был проведен эксперимент по просвечиванию тестовых объектов гамма-квантами от радиоактивных источников. Автором было осуществлено планирование эксперимента, проведение измерений и обработка полученных данных. С помощью разработанного автором комплекса программ, были показаны области применимости методов, использующих, как ускорители электронов с перестраиваемой энергией, так и различные радиоактивные источники. Автором показано преимущество использования как минимум трёх энергий ускорителя по сравнению с использованием только двух энергий. С помощью разработанного автором комплекса программ, были получены оценки значений энергий ускорителя, при которых достигается наибольшая возможная точность измерения атомного номера вещества объектов.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации 111 страниц текста с 70 рисунками и 12 таблицами. Список литературы содержит 106 наименований. Текст диссертации подготовлен с помощью системы ЛАТ_EX [66]. Список

литературы оформлен с помощью \LaTeX [67]. Использован стиль gost2008 [68], соответствующий ГОСТ Р 7.0.5-2008 введённому в действие 01.01.2009.

Содержание диссертации

Во введении даётся краткий обзор методов изучения внутренней структуры и состава неизвестных объектов. Описываются цели интроскопии вообще и цели применения досмотровых комплексов в частности. Обосновывается актуальность исследований в этой области. Приводится классификация различных технологий и методов, используемых в интроскопии, их возможности и особенности.

В последней части введения формулируются основные цели и задачи исследования, приводятся основные результаты, полученные в диссертации, обосновывается научная новизна и практическая значимость работы, приводится список публикаций и докладов на конференциях, на которых были представлены результаты выполненных исследований, описывается личный вклад автора работы, приводится структура и краткое содержание диссертации.

В первой главе рассматриваются основные процессы взаимодействия фотонов с энергией до 10 МэВ с атомами вещества, зависимости сечений от энергии фотона и от атомного номера вещества. Описывается ослабление пучка фотонов при прохождении через слой вещества, как в случае монохроматических пучков, так и пучков с непрерывным спектром. Обосновывается общий принцип измерения атомного номера и количества вещества, основанный на сравнении ослабления пучков фотонов разных энергий. Проводится анализ зависимостей сечений процессов взаимодействия от энергии фотонов E и атомного номера Z . Оцениваются отличия этих зависимостей при различных Z и E . Рассматриваются вклады сечений отдельных процессов в полное сечение и зависимости полного сечения от E и Z . Анализируются отличия зависимостей полных сечений от E и Z . Приводятся выводы и рекомендации.

Во второй главе описываются проведённые автором эксперименты по просвечиванию тестовых объектов фотонами от радиоактивных источников и от ускорителя электронов с перестраиваемой энергией. В первой части главы обосновывается выбор изотопов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$ в качестве источников гамма-квантов. Анализируется зависимость отношений сечений от Z при энергиях гамма-квантов, характерных для выбранных источников. Приводится описание эксперимента и его результаты. Делается вывод о возможностях данного метода. В следующей части главы описывается эксперимент с использованием ускорителя с перестраиваемой энергией. Приводятся его результаты и делаются выводы.

В третьей главе описывается проведённое автором моделирование отдельных элементов интроскопической системы, выполненное с использованием пакета программ GEANT4. Рассматривается схема установки типовой системы предназначенной для просвечивания крупногабаритных транспортных средств. Описывается моделирование генерации тормозного излучения. Обосновывается выбор оптимальной толщины тормозной мишени. Обосновывается выбор оптимального материала и размера элемента детектора. Описывается моделирование отклика детектора.

Четвёртая глава посвящена описанию методики оптимизации интроскопических систем. В качестве основных параметров системы, влияющих на точность измерения Z , выбраны количество и значения энергий монохроматических пучков фотонов или граничных энергий тормозного излучения. Показывается потенциальная возможность однозначного и устойчивого измерения Z с помощью трёх пучков монохроматических фотонов. Подробно рассматриваются возможности типовой инспекционной системы, использующей две энергии тормозного излучения. Показаны преимущества системы на основе трёх энергий тормозного излучения. Перечислены различные факторы влияющие на точность измерения Z . Проведено модельное сравнение точности измерения Z одинаковых объектов с помощью систем с двумя и тремя граничными энергиями тормозного излучения. Сформулирован критерий, на основе которого проводилась оптимизация значений граничных энергий тормозного излучения. Проведён выбор оптимальных значений энергий для случаев двух и трёх граничных энергий. Далее приводится описание модельного сравнения оптимизированных систем с двумя и с тремя граничными энергиями в широком динамическом диапазоне прозрачностей при равных средних мощностях электронного ускорителя. Показано преимущество систем с тремя энергиями.

В заключении приведены основные результаты и подведены итоги проделанной работы, содержатся выводы и рекомендации.

Глава 1.

Взаимодействие фотонов с веществом

1.1. Сечения процессов взаимодействия фотонов с веществом

Рассмотрим основные процессы взаимодействия фотонов с веществом и зависимости вероятностей этих процессов от энергии E налетающего фотона и атомного номера Z вещества, с которым происходит взаимодействие. Как известно [69–71], фотоны с энергией до 10 МэВ взаимодействуют с атомными ядрами и атомами вещества посредством трёх основных физических процессов: фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и образования пар. Кроме того, с меньшей вероятностью могут происходить релеевское рассеяние и фотоядерные взаимодействия.

Фотоэффект — поглощение фотона атомом, при котором один из атомных электронов покидает атом. Энергия фотона должна быть больше энергии связи электрона в атоме. Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера вещества Z и энергии фотона E , имеет вид:

$$\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5 / E^{7/2}.$$

Зависимости сечения фотоэффекта σ_{ph} от энергии фотона E и от атомного номера Z приведены на рис. 1. Скачки в сечениях возникают при превышении энергией фотона потенциалов ионизации атомных оболочек. При увеличении Z растёт энергия связи электронов К-оболочки — для фотоэффекта на этой оболочке нужны фотоны всё больших энергий.

Релеевское или когерентное рассеяние — упругое рассеяние фотона на атоме без ионизации и возбуждения. Энергия рассеянного фотона равна энергии первичного фотона. Зависимости сечения когерентного рассеяния σ_{R} от энергии фотона E и от атомного номера Z приведены на рис. 2.

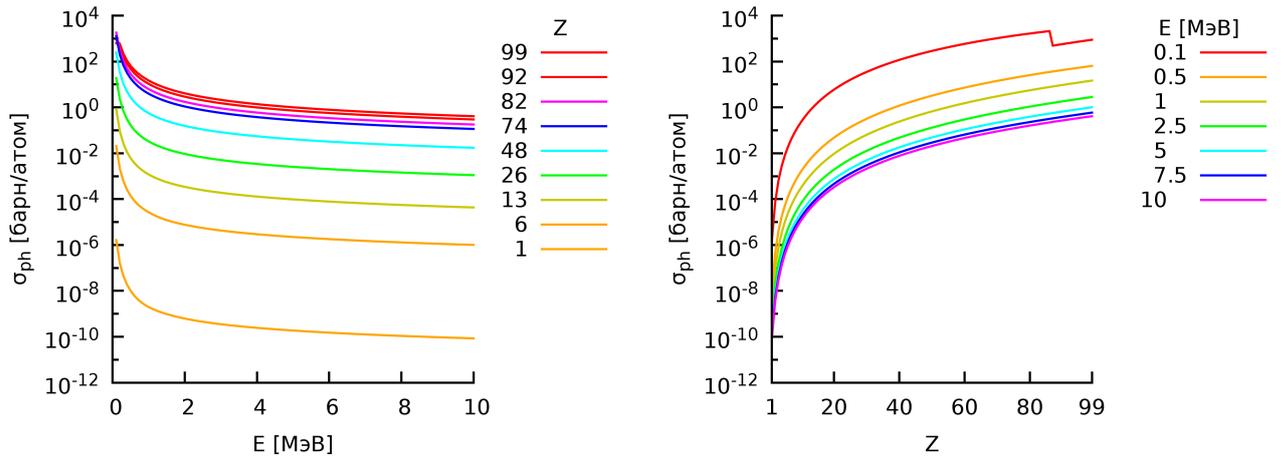


Рис. 1. Зависимости сечения фотоэффекта σ_{ph} от энергии фотона E для разных Z и от атомного номера Z при разных E . Видно, что вероятность фотоэффекта убывает с увеличением E и возрастает с увеличением Z , за исключением скачков в области малых E у веществ с большим Z , что связано с эффектами на соответствующих атомных оболочках. Все сечения в данной работе взяты из [72].

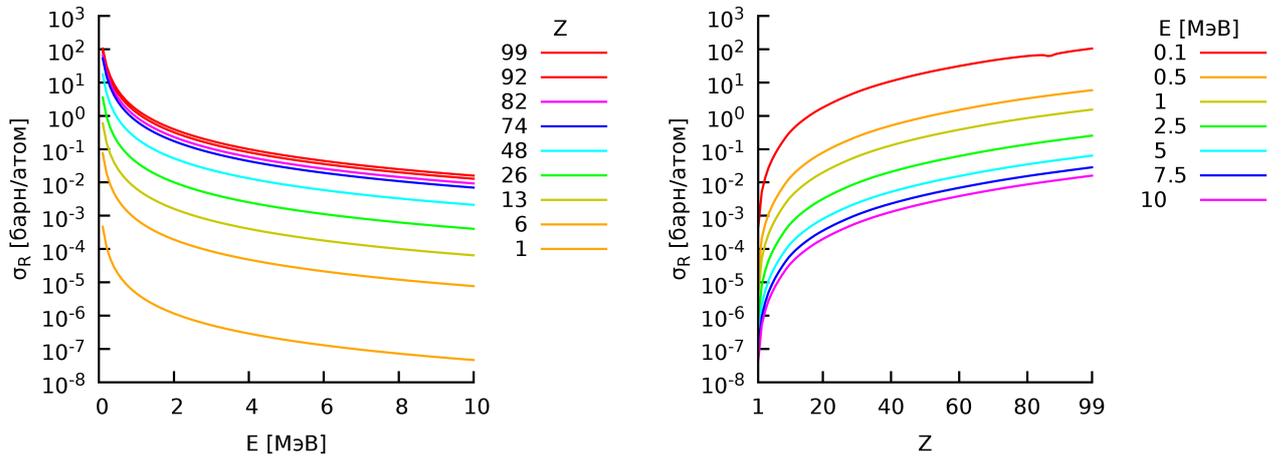


Рис. 2. Зависимости сечения релеевского рассеяния σ_R от энергии фотона E и атомного номера Z . Видно, что вероятность когерентного рассеяния убывает с увеличением E и возрастает с увеличением Z .

Эффект Комптона — некогерентное рассеяние фотона на атомном электро́не. Энергия рассеянного фотона меньше энергии первичного фотона. Электрон, на котором произошло рассеяние, покидает атом. Сечение эффекта Комптона зависит от атомного номера Z вещества и энергии фотона E как:

$$\sigma_C \sim Z/E.$$

Зависимости сечения некогерентного рассеяния σ_C от энергии фотона E и от атомного номера Z приведены на рис. 3.

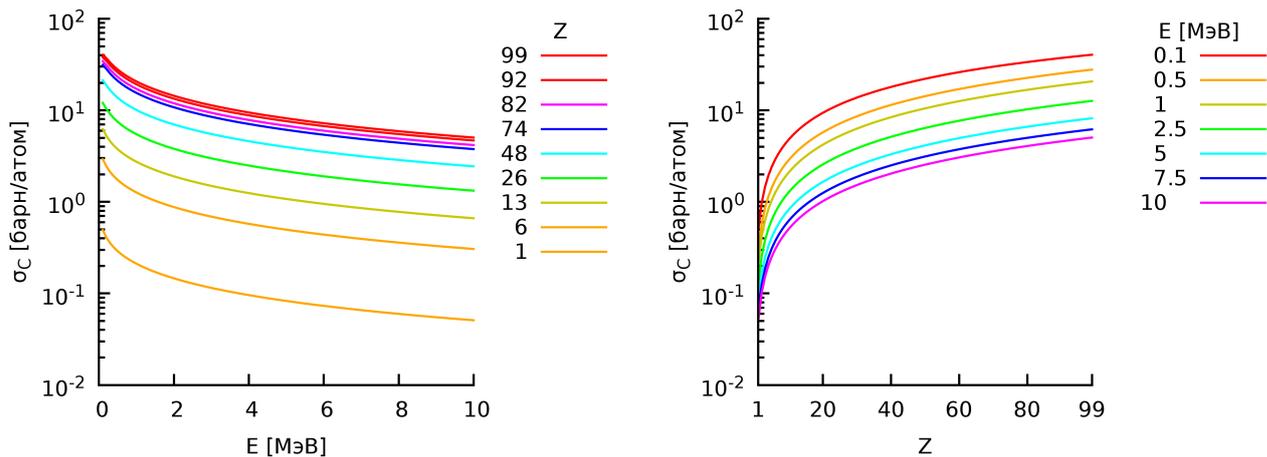


Рис. 3. Зависимости сечения комптоновского рассеяния σ_C от энергии фотона E и атомного номера Z . Видно что вероятность некогерентного рассеяния убывает с увеличением E и возрастает с увеличением Z .

Образование электрон-позитронных пар может происходить в поле атомного ядра (σ_{np}) и в поле атомных электронов (σ_{ep}). В процессе образования пар первичный фотон поглощается и его энергия переходит в массу и кинетическую энергию позитрона и электрона. Рождение пары возможно если энергия фотона больше $2m_e$. Сечение образования пар σ_{np} зависит от атомного номера Z вещества и энергии фотона E как:

$$\sigma_{np} \sim Z^2 \cdot \ln(E).$$

Зависимости суммы сечений рождения пар в поле ядра и атомных электронов σ_p от энергии фотона E и от атомного номера Z приведены на рис. 4.

Под действием фотонов могут также происходить фотоядерные взаимодействия (σ_{nuc}), вероятность которых, однако, относительно невелика [73].

Полная вероятность взаимодействия фотона с атомом вещества является суммой вероятностей отдельных процессов:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{ph} + \sigma_R + \sigma_C + \sigma_{np} + \sigma_{ep} + \sigma_{nuc}.$$

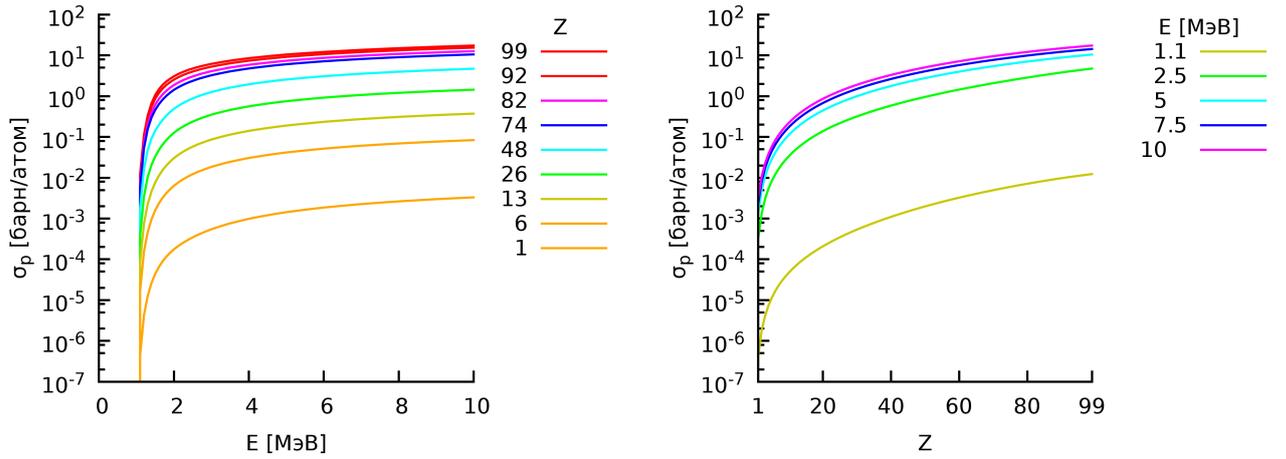


Рис. 4. Зависимости сечения образования пар σ_p от энергии фотона E и атомного номера Z . Приведены зависимости суммы сечений рождения пар в поле ядра и атомных электронов $\sigma_p = \sigma_{np} + \sigma_{ep}$. Видно что вероятность рождения пар возрастает с увеличением энергии фотона E и атомного номера Z .

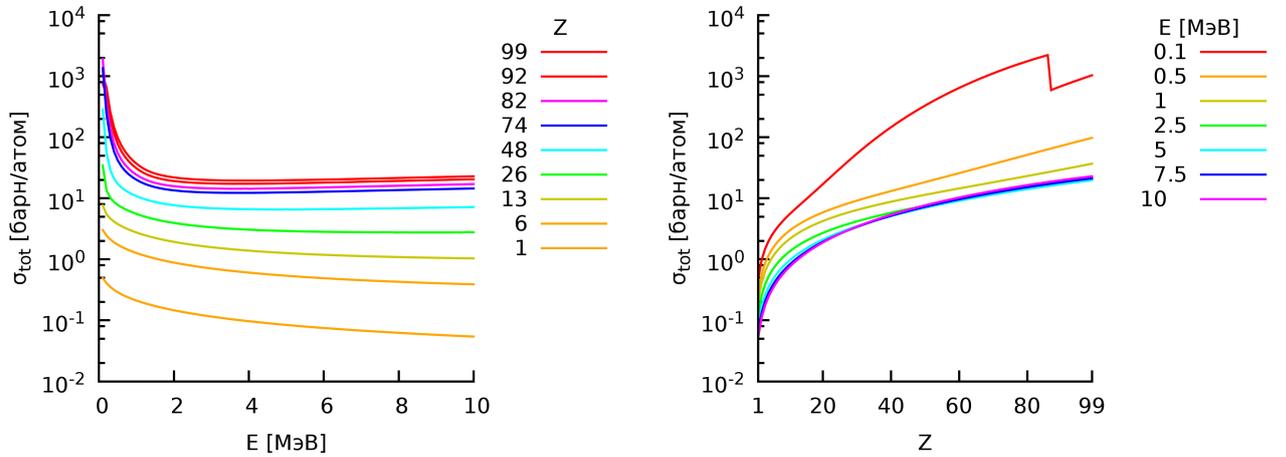


Рис. 5. Зависимости суммарного сечения σ_{tot} от энергии фотона E и атомного номера Z . При увеличении атомного номера сечение возрастает, за исключением скачков в области малых E у веществ с большим Z , что связано с эффектами на соответствующих атомных оболочках. В области энергий до 10 МэВ σ веществ с небольшим Z — монотонно спадает, σ веществ с большим Z сначала спадает, а затем начинает возрастать.

Соответствующие полные сечения для некоторых случаев приведены на рис. 5. Видно, что у веществ с малым Z минимум сечения расположен на верхней границе рассматриваемого диапазона энергий. Для веществ с большим Z минимум сечения смещается влево в область меньших энергий вплоть до значения ~ 3.7 МэВ. Т.е. в диапазоне энергий от нескольких сотен кэВ до ~ 3.7 МэВ все полные сечения взаимодействия монотонно убывают. Можно видеть, что полное сечение для каждого вещества имеет характерную, отличающуюся от других, энергетическую зависимость.

1.2. Ослабление потока фотонов

1.2.1. Монохроматические пучки фотонов

При прохождении через вещество фотоны могут либо поглощаться (фотоэффект, рождение пар), либо рассеиваться (релеевское и комптоновское рассеяние). В результате этих процессов фотоны выбывают из пучка. Количество остающихся в пучке фотонов уменьшается [73, 74].

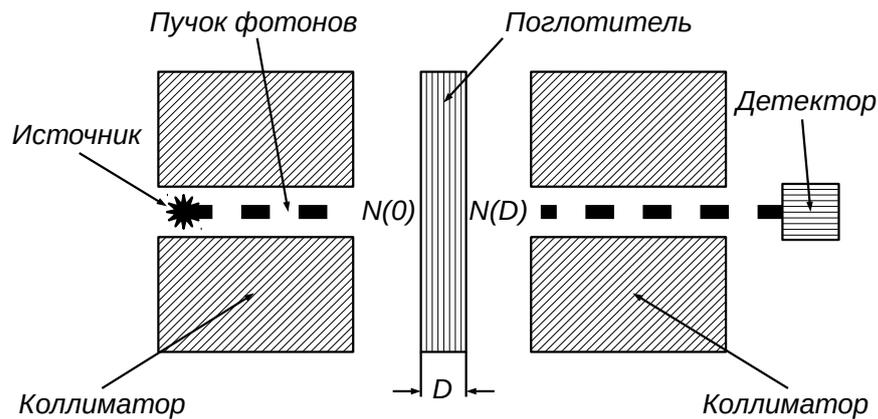


Рис. 6. Схема расположения источника фотонов, поглотителя, коллиматоров и детектора при измерении ослабления монохроматического пучка фотонов [73]. D — толщина поглотителя, $N(0)$ — число фотонов в пучке до поглотителя, $N(D)$ — число фотонов, оставшихся в пучке после поглотителя.

Ослабление узкого параллельного монохроматического пучка фотонов при прохождении через поглотитель (рис. 6) описывается формулой:

$$N(D) = N(0) \cdot e^{-\sigma(E,Z) \cdot n \cdot D}, \quad (1)$$

где $N(0)$ — количество фотонов в пучке до поглотителя, $N(D)$ — количество фотонов, прошедших через поглотитель без взаимодействия, т.е. оставшихся в пучке, D — толщина

поглотителя, $\sigma(E, Z)$ — здесь и далее, если не указано иное, под σ понимается σ_{tot} — полное эффективное сечение взаимодействия фотонов с веществом поглотителя, E — начальная энергия фотонов, Z — атомный номер вещества поглотителя, n — количество атомов вещества в см^3 . Произведение величин n и D представляет собой количество атомов вещества приходящееся на см^2 поперечного сечения поглотителя. В некоторых случаях это произведение удобно представлять в виде одной величины nD . Сечение σ в [барн/атом] зависит от энергии фотона E и атомного номера Z и не зависит от плотности вещества ρ . Количество атомов вещества n в единице объёма удобно вычислять следующим образом:

$$n = \frac{\rho}{M_{\text{ат}}} = \frac{\rho}{A \cdot M_{\text{а.е.м.}}},$$

где ρ — плотность вещества поглотителя [$\text{г}/\text{см}^3$], $M_{\text{ат}}$ — масса одного атома [г], A — атомная масса вещества поглотителя [а.е.м.]. Значения $M_{\text{а.е.м.}}$ [г] и других констант взяты из [75].

Прозрачность поглотителя K определяется как доля фотонов оставшихся в первичном пучке после прохождения поглотителя:

$$K(E, Z, nD) = \frac{N(D)}{N(0)} = e^{-\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D}. \quad (2)$$

Из определения прозрачности следует, что эта безразмерная величина меняется в пределах от 0 до 1. Следовательно величина ослабления:

$$\frac{1}{K(E, Z, nD)} = \frac{N(0)}{N(D)} = e^{\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D} \quad (3)$$

может меняться от 1 до, в пределе, ∞ . Величину ослабления также можно понимать как необходимое количество $N(0)$ фотонов до поглотителя для того, чтобы после поглотителя в среднем оставался один непрореагировавший фотон, т.е. при $N(D) = 1$.

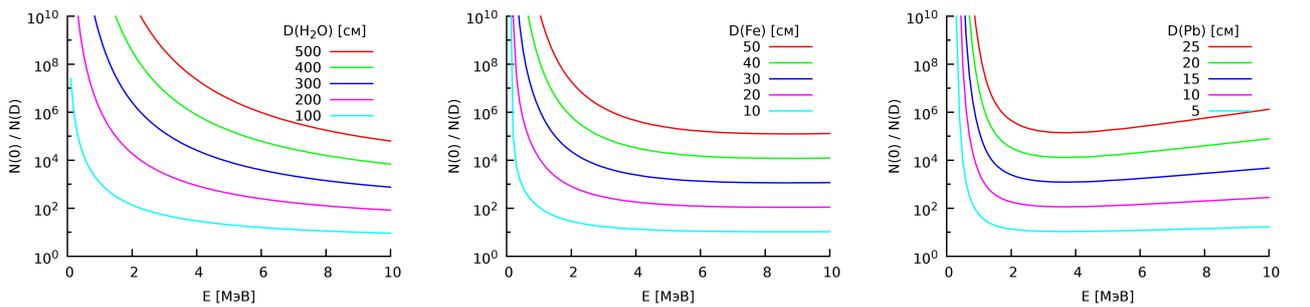


Рис. 7. Энергетические зависимости ослабления узкого монохроматического пучка фотонов поглотителями разной толщины из воды, железа и свинца. Величины ослабления получены согласно (3).

На рис. 7 приведены энергетические зависимости величин ослабления узкого монохроматического пучка фотонов при прохождении через различные поглотители. Видно, что

в области низких энергий величины ослабления существенно превышают значения при больших энергиях. Например, железный поглотитель толщиной 40 см ослабляет поток фотонов с энергией 10 МэВ в $\sim 10^4$ раз, а с энергией 1 МэВ в $\sim 10^8$ раз. Кроме того, чем больше толщина поглотителя, тем более выражено относительное отличие величин ослабления при разных энергиях фотонов.

1.2.2. Пучки фотонов с непрерывным спектром

В случае источника излучающего фотоны нескольких разных энергий, закон ослабления выглядит следующим образом:

$$N(D) = \sum_i N(E_i, D = 0) \cdot e^{-\sigma(E_i, Z) \cdot n \cdot D}. \quad (4)$$

Ослабление узкого коллимированного пучка фотонов с непрерывным энергетическим спектром при прохождении через слой поглотителя описывается соотношением (5), подобным (4):

$$N(D) = \int_0^{\infty} N(E, D = 0) \cdot e^{-\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D} dE, \quad (5)$$

где E — энергия фотонов, $N(E, D = 0)$ — количество фотонов с энергией E до поглотителя, $N(D)$ — суммарное количество фотонов прошедших без взаимодействия, $\sigma(E, Z)$ — полное сечение взаимодействия фотонов с веществом поглотителя, n — количество атомов вещества в единице объёма поглотителя, D — толщина слоя поглотителя.

Следует учесть, что реальные детекторы, которыми регистрируются фотоны, не являются ни идеальными счётчиками, ни идеальными калориметрами. Пучки тормозного излучения обычно получают с помощью электронных ускорителей, работающих в импульсном режиме, причём длительность отдельных сгустков электронного пучка весьма мала. Следовательно на детектор за короткое время попадает большое количество фотонов и невозможно получить информацию о результате взаимодействия с детектором каждого отдельного фотона. В связи с этим, в досмотровых комплексах на основе тормозного излучения обычно применяются сцинтилляторы с фотодиодами. Таким образом, информацией с детектора является величина, пропорциональная суммарной дозе C , зарегистрированной за импульс ускорителя:

$$C(D) = \int_0^T \int_0^T W(T, E) \cdot e^{-\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D} \cdot R(E, E_{\text{dep}}) \cdot E_{\text{dep}} dE dE_{\text{dep}}, \quad (6)$$

где $W(T, E)$ — энергетический спектр фотонов тормозного излучения до просвечиваемого объекта, T — верхняя граница спектра тормозного излучения, E_{dep} — энергия, выделяемая

фотоном при взаимодействии с детектором, $R(E, E_{\text{dep}})$ — отклик детектора — распределение вероятности того, что фотон с энергией E выделит в детекторе энергию E_{dep} при попадании в чувствительную область детектора.

В таком случае, прозрачность K объекта, при энергии ускорителя T , определяется как отношение зарегистрированной дозы прошедшего через объект излучения $C(T, Z, nD)$ к дозе измеренной без объекта $C(T, Z, 0)$:

$$K(T, Z, nD) = \frac{C(T, Z, nD)}{C(T, Z, 0)}, \quad (7)$$

где: nD - количество атомов вещества приходящееся на см^2 поперечного сечения просвечиваемого объекта.

1.3. Принцип измерения Z и nD

1.3.1. Монохроматические пучки фотонов

При просвечивании неизвестного объекта монохроматическим пучком фотонов с энергией E можно измерить величину прозрачности объекта K для фотонов с энергией E . Из (2) следует что:

$$\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D = -\ln(K). \quad (8)$$

Видно, что одинаковой прозрачностью K могут обладать объекты из разных веществ, с разными плотностями и толщинами. Необходимым условием равенства прозрачностей двух разных объектов $K_1 = K_2$ является равенство произведения $\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D$:

$$\sigma_1(E, Z_1) \cdot n_1 \cdot D_1 = \sigma_2(E, Z_2) \cdot n_2 \cdot D_2.$$

Таким образом, два объекта из разных веществ могут иметь одинаковую прозрачность и, соответственно, различить эти объекты и, тем более, определить атомный номер веществ, из которых они состоят, не представляется возможным.

Однако, некоторые оценки всё же получить можно. В левой части равенства (8) стоит произведение трёх величин σ , n и D . Как указывалось ранее, произведение величин n и D удобно представлять в виде одной величины nD . Это обусловлено тем, что одно и то же вещество может существовать в разных агрегатных состояниях. Кроме того, многие вещества и материалы могут иметь пористую структуру. Т.е. одно и то же вещество, имея один и тот же Z , может иметь разную плотность ρ которую, в общем случае, предсказать невозможно.

Таким образом в левой части (8) остаётся произведение двух величин σ и nD . Величина сечения, в свою очередь, зависит от известной энергии фотонов E и неизвестного значения

атомного номера Z . Табличные данные по сечениям различных процессов доступны для Z от 1 до 99. Следовательно, несмотря на то, что значение Z неизвестно, можно получить ограничения на значения nD :

$$\begin{aligned} nD_{\min} &= \frac{-\ln(K)}{\sigma(E, Z = 99)} \\ nD_{\max} &= \frac{-\ln(K)}{\sigma(E, Z = 1)} \end{aligned} \quad (9)$$

Как было замечено в п. 1.1 на рис. 5 сечения, при $E \gtrsim 150$ кэВ монотонно возрастают с увеличением Z . Поэтому подобная оценка ограничений на значения nD является правомерной. Однако оценка (9) является единственной полезной информацией, которую можно извлечь из одного измеренного значения прозрачности K . При этом одному измеренному значению K будут соответствовать 99 пар значений Z и nD .

Оценить значения двух неизвестных величин Z и nD можно, сопоставляя значения двух прозрачностей K_1 и K_2 , измеренных при двух различающихся энергиях фотонов E_1 и E_2 . В случае пучков монохроматических фотонов удобно использовать отношение логарифмов прозрачностей $R(E_1, E_2, Z)$:

$$R(E_1, E_2, Z) = \frac{\ln(K_2)}{\ln(K_1)} = \frac{-\sigma(E_2, Z) \cdot n \cdot D}{-\sigma(E_1, Z) \cdot n \cdot D} = \frac{\sigma(E_2, Z)}{\sigma(E_1, Z)}. \quad (10)$$

Это отношение зависит только от отношения сечений σ при двух энергиях E_1 и E_2 фотонов. Измерив экспериментально прозрачности K_1 и K_2 неизвестного объекта при энергиях фотонов E_1 и E_2 , можно получить измеренное значение отношения

$$R = \frac{\ln(K_2)}{\ln(K_1)}.$$

Теоретическая зависимость отношения (10) от атомного номера Z может быть получена как отношение известных полных сечений $\sigma_1(Z)$ и $\sigma_2(Z)$ при энергиях фотонов E_1 и E_2 в виде

$$R(E_1, E_2, Z) = \frac{\sigma_2(E_2, Z)}{\sigma_1(E_1, Z)}.$$

Сопоставляя измеренное значение R с заранее известной зависимостью $R(E_1, E_2, Z)$, можно оценить наиболее вероятное значение атомного номера Z неизвестного объекта.

Необходимым условием однозначности измерения Z является монотонность зависимости $R(Z)$. Иначе одному значению R будут соответствовать два или более значения Z . Более подробно, на примере изотопов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$, это вопрос рассмотрен в п. 2.1.2.

Имея оценку наиболее вероятного значения эффективного атомного номера Z вещества неизвестного объекта, можно получить оценку количества атомов этого предполагаемого вещества nD . Из (2) следует

$$nD = -\frac{\ln(K_1)}{\sigma(E_1, Z)} = -\frac{\ln(K_2)}{\sigma(E_2, Z)}. \quad (11)$$

Если величина Z измеряется с большой ошибкой и полученные значения Z не соответствуют истинным, то оценка nD лишается смысла. Поэтому эффективность и точность любого метода нужно оценивать, в первую очередь, по точности измерения атомного номера Z .

1.3.2. Тормозное излучение

Как и в случае монохроматических фотонов, просвечивание пучком тормозного излучения с одной верхней границей T позволяет получить только изображение прозрачности $K(x, y)$ содержимого исследуемого объекта. На рис. 8 приведён пример того, что объекты из совершенно разных веществ могут иметь одинаковую прозрачность. Т.е. по одной прозрачности нельзя сделать никакого вывода об атомном номере вещества объекта.

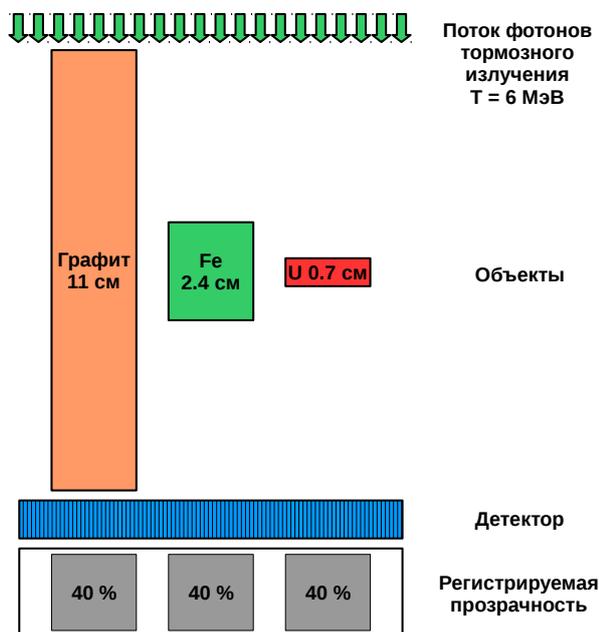


Рис. 8. Пример ситуации, когда объекты из разных веществ имеют одинаковую прозрачность при просвечивании пучком тормозного излучения.

В случае использования пучков с двумя разными верхними границами энергий появляется возможность разделять вещества по эффективному атомному номеру Z .

В работе [40] предлагается просвечивать объекты пучками тормозного излучения с двумя верхними границами 8 и 4 МэВ. Перед началом измерений составляется таблица соотношений логарифмов прозрачностей:

$$R = \frac{\ln(K(T = 8 \text{ МэВ}))}{\ln(K(T = 4 \text{ МэВ}))}, \quad (12)$$

с которой потом сравниваются значения отношений логарифмов измеренных прозрачностей. На основании сравнения делается вывод о наиболее вероятном значении Z неиз-

вестного объекта. Следует заметить, что соотношение (12), в отличие от (10), зависит от nD .

В работе [44] верхние границы энергии пучков тормозного излучения предлагается сделать равными 9 и 5 МэВ. Создаётся таблица, содержащая соотношения R энерговыделения $C(T = 9 \text{ МэВ})$ в детекторе после прохождения слоя поглотителя 9 МэВ спектром к $C(T = 5 \text{ МэВ})$ — энерговыделению 5 МэВ спектра, для различных веществ и разных толщин поглотителя.

$$R = \frac{C(T = 9 \text{ МэВ})}{C(T = 5 \text{ МэВ})} \quad (13)$$

имея измеренные $C(T = 9 \text{ МэВ})$ и $C(T = 5 \text{ МэВ})$, путём сравнения с табличными данными, можно оценить Z вещества поглотителя.

Однако, метод двух энергий имеет характерную особенность, заключающуюся в том, что в некоторых случаях Z объекта измеряется неоднозначно [40, 47].

1.4. Анализ сечений

При разработке или оптимизации интроскопических систем, в первую очередь, необходимо выбрать оптимальное количество и оптимальные значения энергий монохроматических пучков фотонов или граничных энергий пучков тормозного излучения. Для этого необходимо проанализировать зависимости вероятностей процессов взаимодействия фотонов с веществом от энергии фотона E и атомного номера Z вещества, вклады сечений отдельных процессов в полные сечения, а также зависимости самих полных сечений. Однако самым важным является не столько анализ сечений, сколько выявление отличий сечений, благодаря которым можно будет различать вещества.

1.4.1. Нормированные сечения

Для того, чтобы оценить различия характерного поведения энергетических зависимостей сечений фотоэффекта $\sigma(E)$ для разных веществ, разделим эти сечения на их значения при энергии фотонов 3.7 МэВ, т.е. проведём следующую нормировку:

$$\sigma'(E, Z) = \sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z). \quad (14)$$

Нормировка необходима, поскольку абсолютные значения сечений различных веществ отличаются. Кроме того, количество вещества nD в законе ослабления потока фотонов входит как масштабный коэффициент при сечении σ . Таким образом, эта нормировка позволяет исключить из рассмотрения масштабный фактор и сконцентрироваться на отличиях характерных особенностей сечений присущих различным веществам. Выбор энергии при

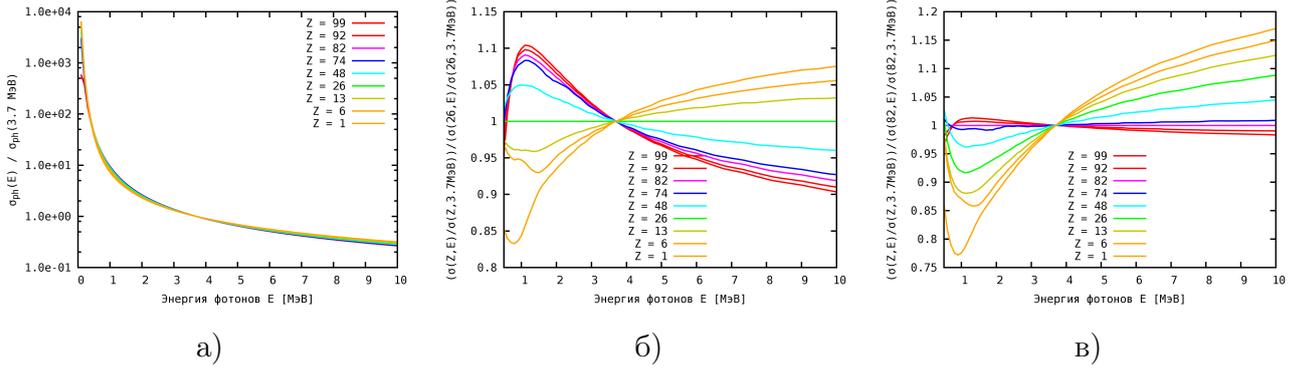


Рис. 9. Энергетические зависимости сечений фотоэффекта, отнормированные на их значения при энергии фотона $E = 3.7$ МэВ: $\sigma'(E, Z) = \sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для железа: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26)]$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для свинца: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82)]$ (в). Видно, что максимальные отличия (при сделанных нормировках) достигают $\sim 25\%$ при энергии ~ 1 МэВ и $\sim 20\%$ при энергии 10 МэВ. Наибольшее отличие наблюдается между зависимостями для $Z = 1$ и 99. Зависимости для больших Z отличаются друг от друга существенно слабее, чем зависимости для малых Z .

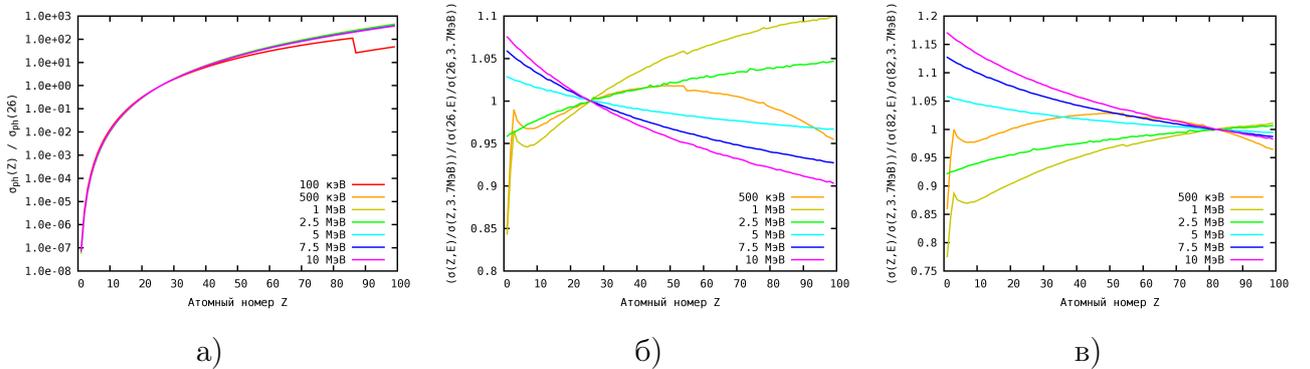


Рис. 10. Зависимости сечений фотоэффекта от атомного номера Z , отнормированные на их значения при $Z = 26$: $\sigma(E, Z)/\sigma(E, 26)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Видно, что при энергии 500 кэВ зависимости б) и в) не являются монотонными. Наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при энергиях ~ 1 МэВ и 10 МэВ, при этом зависимости можно считать монотонными.

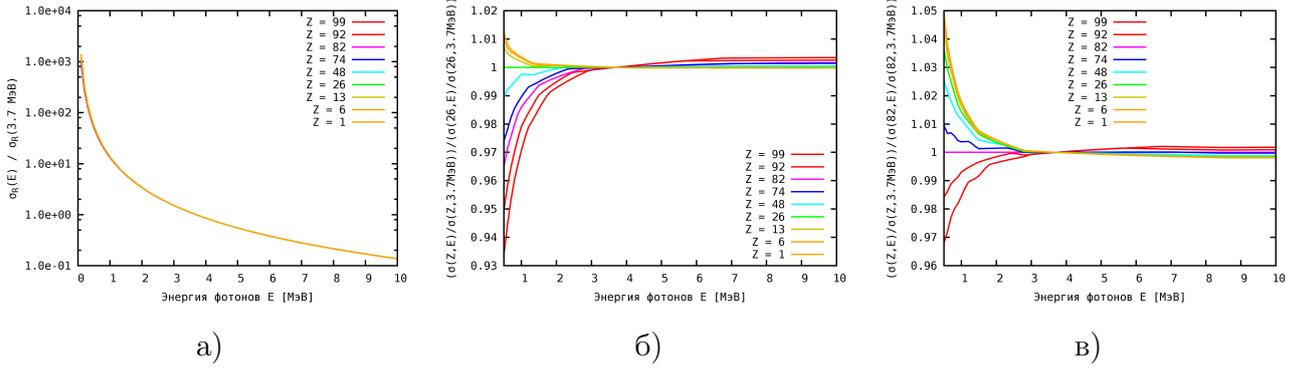


Рис. 11. Энергетические зависимости сечений релеевского рассеяния, отнормированные на их значения при энергии фотона 3.7 МэВ: $\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Видно, что максимальные отличия (при сделанных нормировках) достигают $\sim 8\%$ при энергии 0.5 МэВ и $< 1\%$ при энергии 10 МэВ. Наибольшее отличие наблюдается между зависимостями для $Z = 1$ и 99. Зависимости для больших Z отличаются друг от друга сильнее, чем зависимости для малых Z .

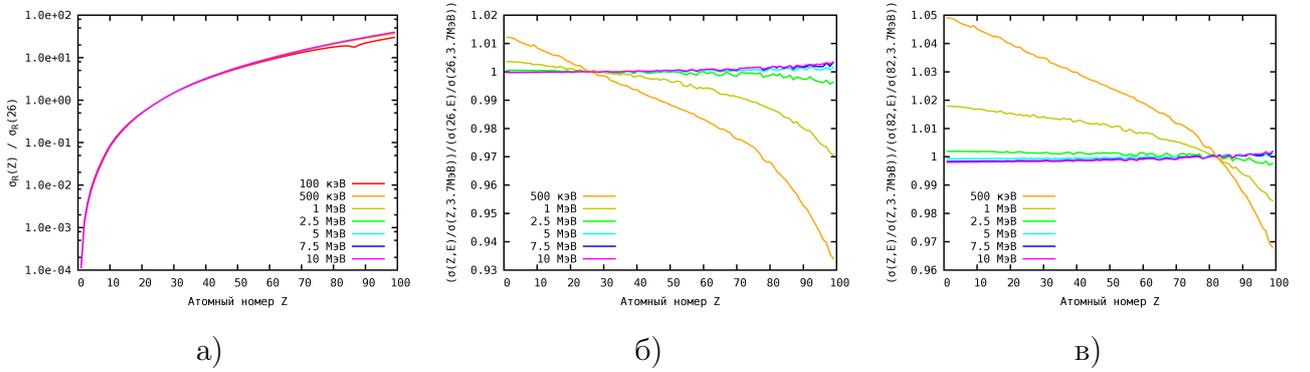


Рис. 12. Зависимости сечений релеевского рассеяния от атомного номера Z , отнормированные на их значения при $Z = 26$: $\sigma(E, Z)/\sigma(E, 26)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при энергиях ~ 0.5 МэВ и 1 МэВ, при этом зависимости можно считать монотонными. Зависимости при энергиях $\gtrsim 2.5$ МэВ отличаются друг от друга очень слабо.

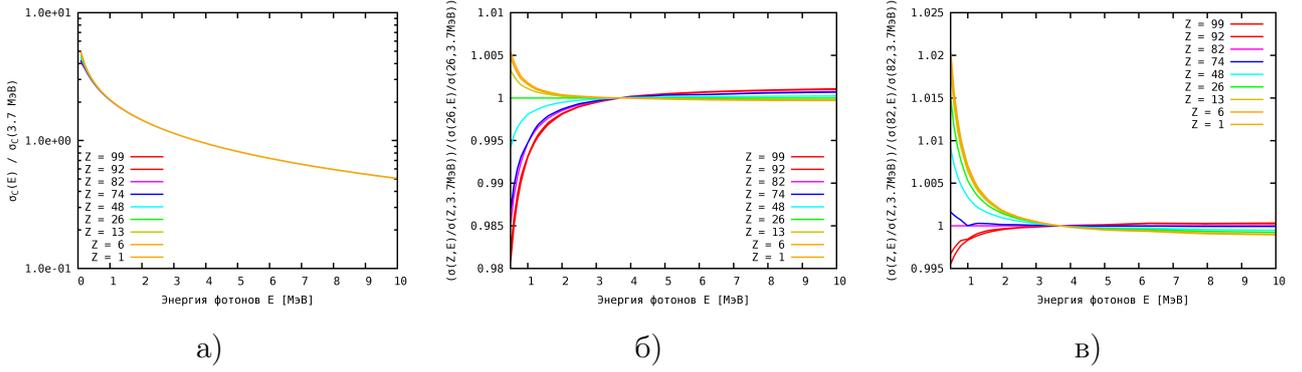


Рис. 13. Энергетические зависимости сечений комптон-эффекта, отнормированные на их значения при энергии фотона 3.7 МэВ: $\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Видно, что максимальные отличия (при сделанных нормировках) достигают $\sim 2\%$ при энергии 0.5 МэВ и $< 0.3\%$ при энергии 10 МэВ. Наибольшее отличие наблюдается между зависимостями для $Z = 1$ и 99.

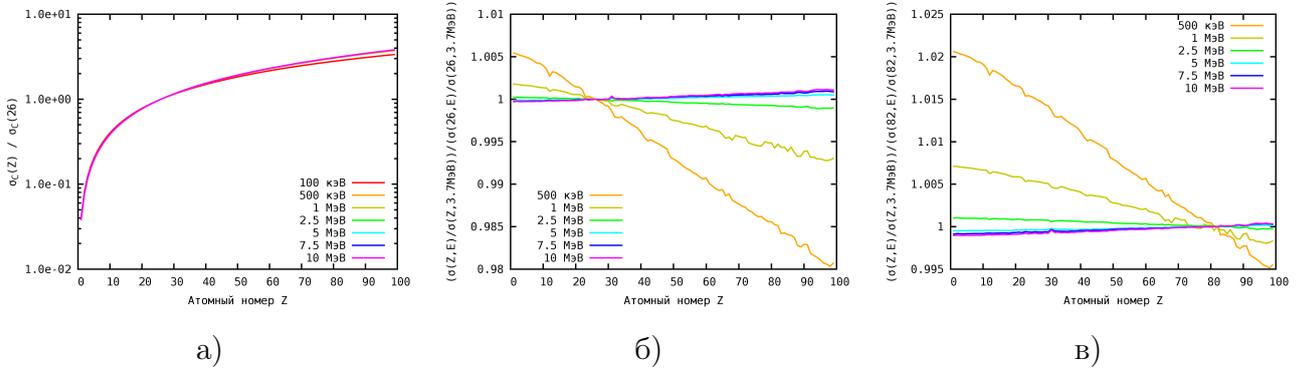


Рис. 14. Зависимости сечений комптон-эффекта от атомного номера Z , отнормированные на их значения при $Z = 26$: $\sigma(E, Z)/\sigma(E, 26)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при энергиях ~ 0.5 МэВ и 1 МэВ, при этом зависимости можно считать монотонными. Зависимости при энергиях $\gtrsim 2.5$ МэВ отличаются друг от друга очень слабо.

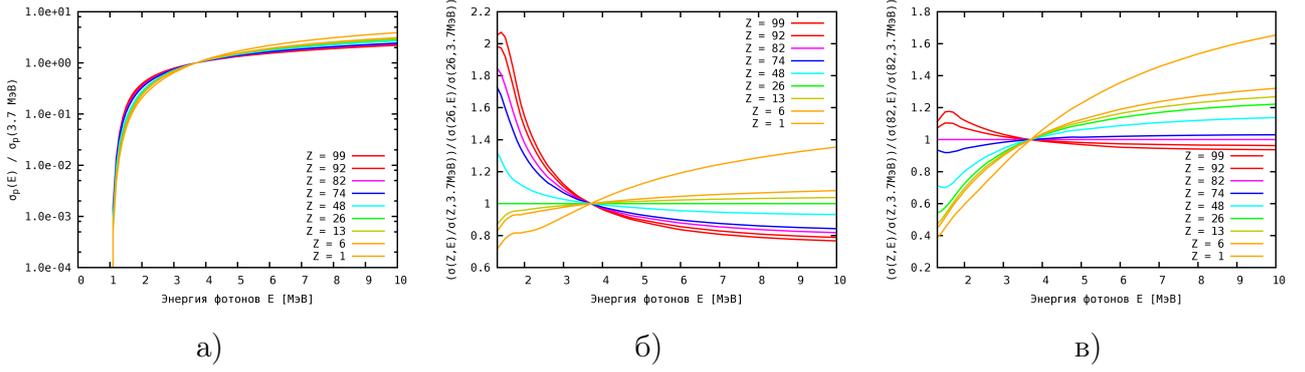


Рис. 15. Энергетические зависимости сечений рождения пар, отнормированные на их значения при энергии фотона 3.7 МэВ: $\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Видно, что максимальные отличия, в зависимости от нормировки, достигают 80-140% при энергии ~ 1.5 МэВ и 60-70% при энергии 10 МэВ. Наибольшее отличие наблюдается между зависимостями для $Z = 1$ и 99. Зависимости для больших Z отличаются друг от друга слабее, чем зависимости для малых Z .

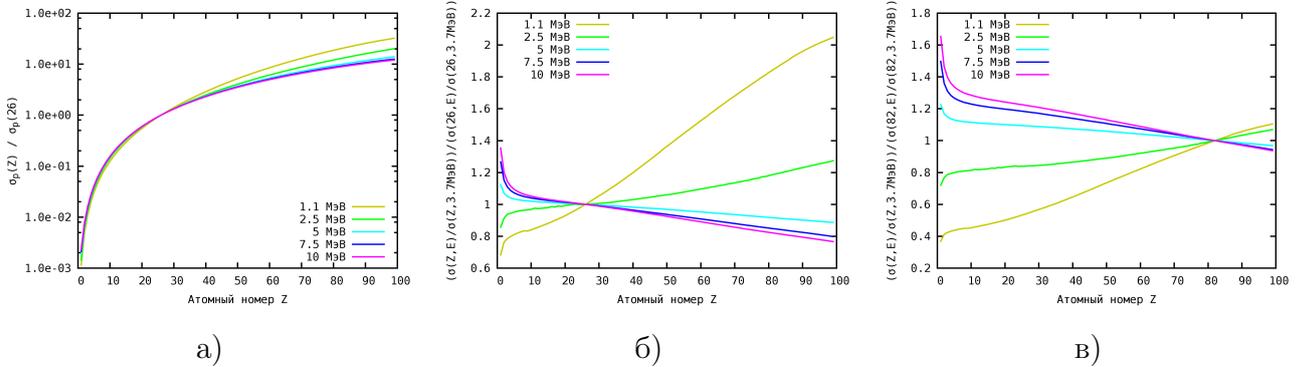


Рис. 16. Зависимости сечений рождения пар от атомного номера Z , отнормированные на их значения при $Z = 26$: $\sigma(E, Z)/\sigma(E, 26)$ (а). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 26$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26))$ (б). Сечения, отнормированные на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для $Z = 82$: $(\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z))/(\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82))$ (в). Наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при энергиях ~ 1.1 МэВ и 2.5 МэВ, при этом зависимости можно считать монотонными. Зависимости при энергиях $\gtrsim 5$ МэВ отличаются друг от друга слабо, за исключением диапазона малых Z .

которой осуществляется нормировка равной 3.7 МэВ обусловлен тем, что до этой энергии полные сечения для всех Z убывают. При энергии фотонов большей чем ~ 3.7 МэВ сечения для малых Z продолжают также убывать, а для больших Z , напротив, начинают возрастать. Т.е. при энергии ~ 3.7 МэВ имеется характерная особенность — сечения, соответствующие веществам с большим Z имеют минимум при этой энергии. Результат проделанной нормировки показан на рис. 9 а. Видно что отличия незначительны.

Далее, для того чтобы оценить отличия характерного поведения зависимостей сечений фотоэффекта от атомного номера $\sigma(Z)$ при разных энергиях фотона E , разделим эти зависимости на их значения при $Z = 26$:

$$\sigma'(E, Z) = \sigma(E, Z)/\sigma(E, 26). \quad (15)$$

Выбор значения атомного номера, при котором происходит нормировка равным 26 обусловлен тем, что железо является наиболее распространённым конструкционным материалом. Результат нормировки приведен на рис. 10 а. Такая нормировка показывает характерные отличия сечений для разных веществ от сечения для железа. Видно, что отличия также незначительны, за исключением области малых энергий.

Проведём двойную нормировку. Сначала разделим все сечения на их значения при энергии фотонов 3.7 МэВ. Затем разделим их на сечения для железа ($Z = 26$):

$$\sigma'(E, Z) = \frac{\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)}{\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26)}. \quad (16)$$

Полученные зависимости (рис. 9 б и рис. 10 б) показывают отличия характерного поведения сечений взаимодействия для разных веществ от характерного поведения сечения для железа.

На рис. 9 в и рис. 10 в показаны сечения, отнормированные при энергии фотонов 3.7 МэВ приведённые по отношению к сечению свинца ($Z = 82$):

$$\sigma'(E, Z) = \frac{\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)}{\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82)}. \quad (17)$$

Выбор свинца для нормировки обусловлен тем, что свинец является распространённым материалом с большим атомным номером. Видно, что характерное поведение сечений фотоэффекта для веществ с большим Z отличается слабо.

На рис. 11 и 12 показаны аналогичные зависимости нормированных сечений когерентного рассеяния, на рис. 13 и 14 — некогерентного рассеяния, на рис. 15 и 16 — рождения электрон-позитронных пар.

Из всех рассмотренных процессов наибольшие относительные отличия в диапазоне энергий фотонов E от 500 кэВ до 10 МэВ наблюдаются между сечениями рождения пар и, при сделанных нормировках, достигают 140 – 210%. Несколько меньшие относительные

отличия наблюдаются между сечениями фотоэффекта $\sim 45\%$. Максимальные относительные отличия сечений релеевского рассеяния существенно меньше $\sim 8\%$. Относительными отличиями сечений эффекта Комптона можно пренебречь из-за малой величины этих отличий $\sim 2\%$.

1.4.2. Вклады сечений основных процессов в полное сечение

Рассмотрим совместно сечения основных процессов и их вклад в полное сечение. На рис. 17 приведены энергетические зависимости сечений для некоторых атомных номеров Z . На рис. 18 приведены зависимости этих же процессов от атомного номера Z при некоторых энергиях фотонов E . Графики сечений выполнены в разных масштабах, т.к. абсолютные значения сечений сильно отличаются у разных веществ. На рис. 19 и рис. 20 приведены вклады различных процессов в полное сечение взаимодействия. Все графики вкладов выполнены в одинаковом масштабе для удобства сравнения.

При анализе зависимостей сечений от атомного номера Z можно заметить следующее:

- Для веществ с малым атомным номером основным процессом взаимодействия в рассматриваемом диапазоне энергий является эффект Комптона.
- С увеличением атомного номера Z в области низких энергий наибольший вклад в полное сечение начинает давать фотоэффект. Это приводит к тому, что энергетическая зависимость полного сечения у веществ с большим Z спадает быстрее чем у веществ с малым Z .
- В области больших энергий с увеличением атомного номера Z всё больший вклад в полное сечение даёт процесс рождения пар. В отличие от прочих процессов, вероятность рождения пар возрастает при увеличении энергии фотона. Эти два фактора приводят к тому, что энергетическая зависимость суммарного сечения в области больших энергий спадает всё медленнее при увеличении Z , а затем для больших Z начинает возрастать.
- В области энергий от ~ 1 до ~ 4 МэВ наибольший вклад в полное сечение взаимодействия продолжает давать эффект Комптона.

При рассмотрении зависимостей сечений от атомного номера можно заметить следующее:

- В области низких энергий у веществ с малым Z доминирующим процессом является эффект Комптона, а у веществ с большим Z — фотоэффект.
- В средней области энергий для всех Z основным процессом является некогерентное рассеяние.
- С ростом энергии у малых Z основным процессом взаимодействия остаётся некогерентное рассеяние, а для больших Z на первое место выходит образование электрон-позитронных пар.

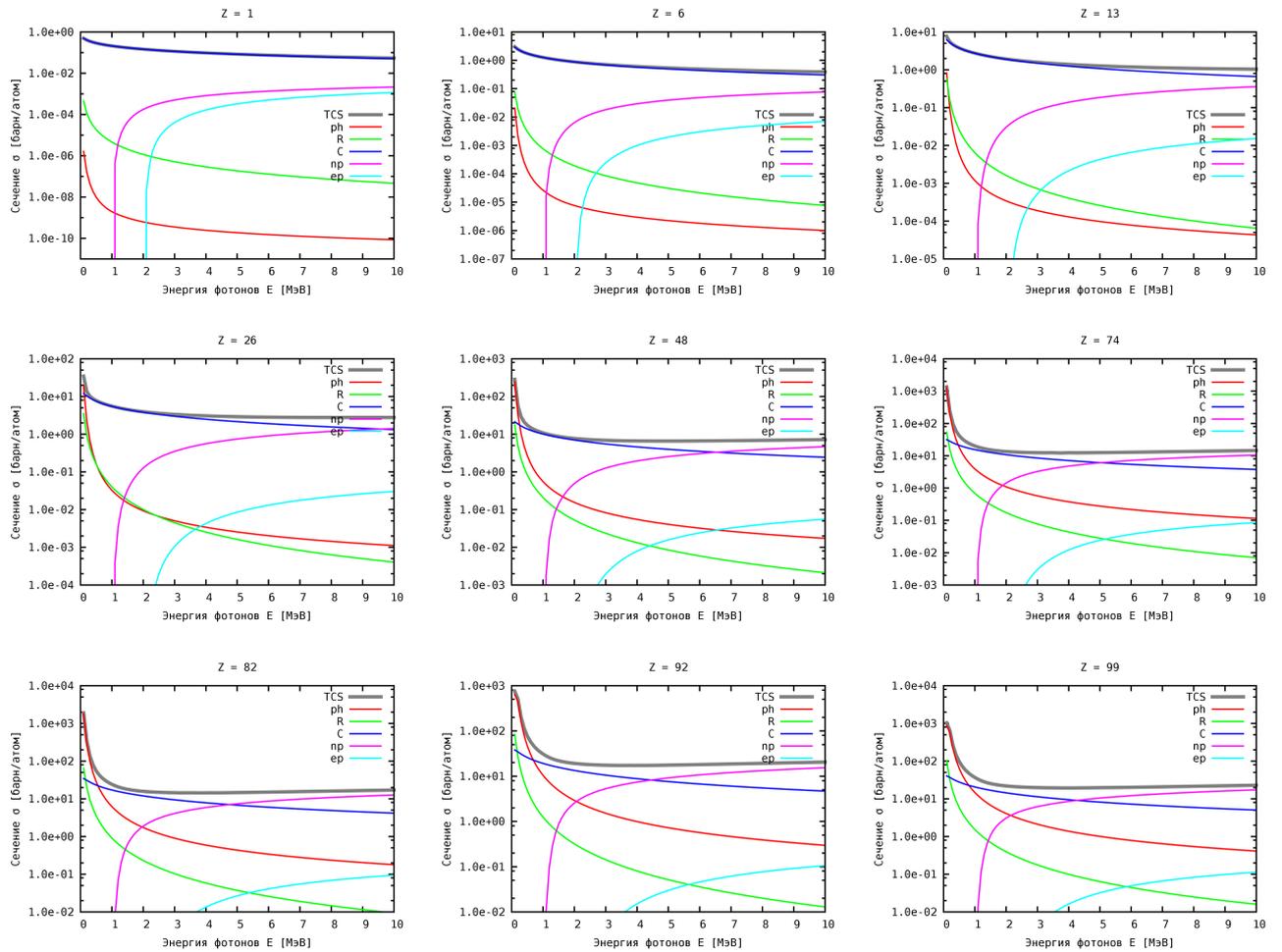


Рис. 17. Зависимости сечений основных процессов и полного сечения от энергии фотона E для некоторых Z . Зависимости вкладов основных процессов в полное сечение взаимодействия от энергии фотона E для некоторых Z , выполненные в одинаковом масштабе, приведены на рис. 19.

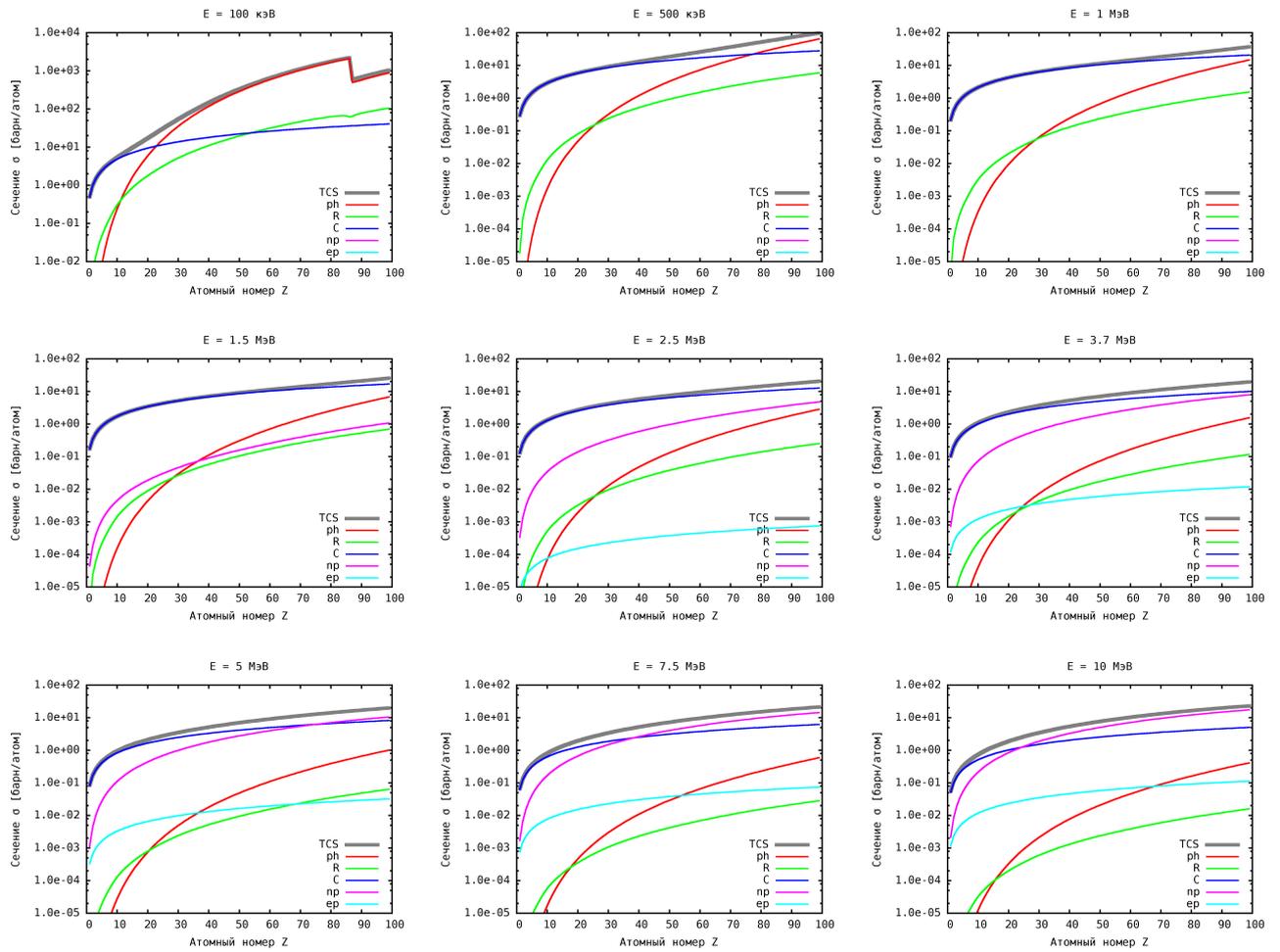


Рис. 18. Зависимости сечений основных процессов и полного сечения от атомного номера Z при некоторых энергиях фотона E . Зависимости вкладов основных процессов в полное сечение взаимодействия от атомного номера Z при некоторых энергиях фотона E , выполненные в одинаковом масштабе, приведены на рис. 20.

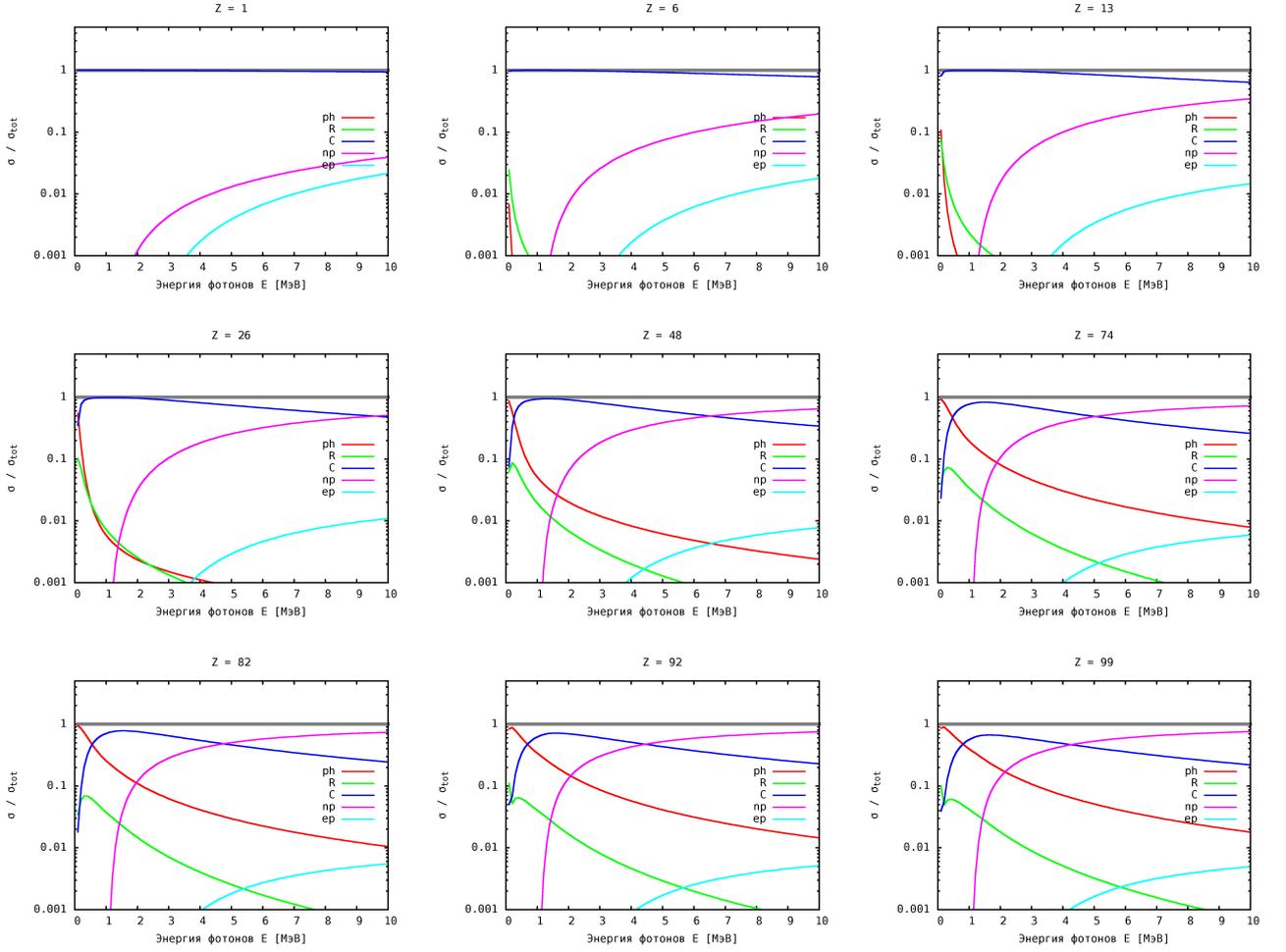


Рис. 19. Зависимости вкладов сечений основных процессов в полное сечение от энергии фотона E для разных Z . Видно следующее:

- У веществ с малым атомным номером во всём рассматриваемом диапазоне энергий основным доминирующим эффектом является некогерентное рассеяние.
- При увеличении атомного номера до $Z \sim 26$ всё более существенный вклад в области больших энергий даёт рождение пар, а в области малых энергий существенных изменений не наблюдается. Таким образом для того чтобы отличать между собой вещества с $Z \lesssim 26$ необходимо просвечивать объекты фотонами с энергиями $E \gtrsim 2$ МэВ.
- Для веществ с $Z \gtrsim 74$ величина вклада рождения пар при $E \gtrsim 5$ МэВ меняется очень слабо.

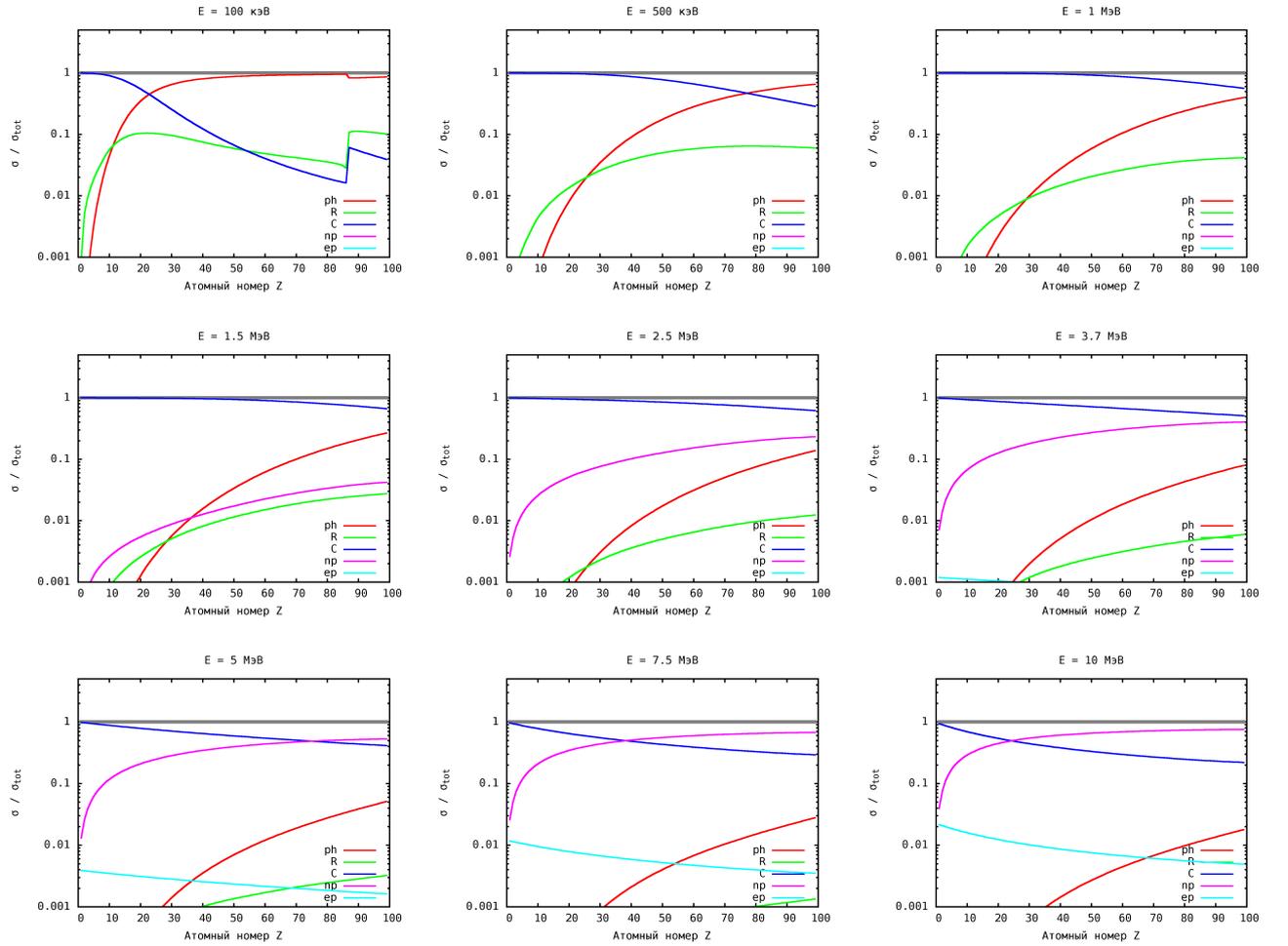


Рис. 20. Зависимости вкладов сечений основных процессов в полное сечение от атомного номера Z при некоторых энергиях фотона E . Видно следующее:

- При низких энергиях у веществ с небольшим Z доминирует некогерентное рассеяние, а у веществ с большим Z доминирует фотоэффект.
- При увеличении энергии до $E \sim 1.5$ МэВ для веществ с небольшим Z ничего принципиально не меняется — доминирующим эффектом остаётся некогерентное рассеяние. У веществ с большим Z вклад фотоэффекта уменьшается, уступая место некогерентному рассеянию. Т.е. для того чтобы отличать между собой вещества с большим Z необходимо просвечивать фотонами с энергиями $E \lesssim 1.5$ МэВ.
- При дальнейшем увеличении энергии всё возрастающую конкуренцию некогерентному рассеянию составляет рождение пар. Наиболее сильно это проявляется для веществ с небольшим атомным номером Z .

1.4.3. Полные сечения

Рассмотрим отличия характерного вида суммарных сечений различных веществ. Аналогично проделанному в п. 1.4.1, разделим зависимости полных сечений на значения этих сечений при энергии фотонов 3.7 МэВ (14). Графики полученных отношений приведены на рис. 21 а. Далее разделим зависимости сечений от Z на их значения при $Z = 26$ (15). Полученные зависимости приведены на рис. 22 а. На рис. 21 б, в и рис. 22 б, в полные сечения приведены относительно сечений для железа (16) и свинца (17) соответственно.

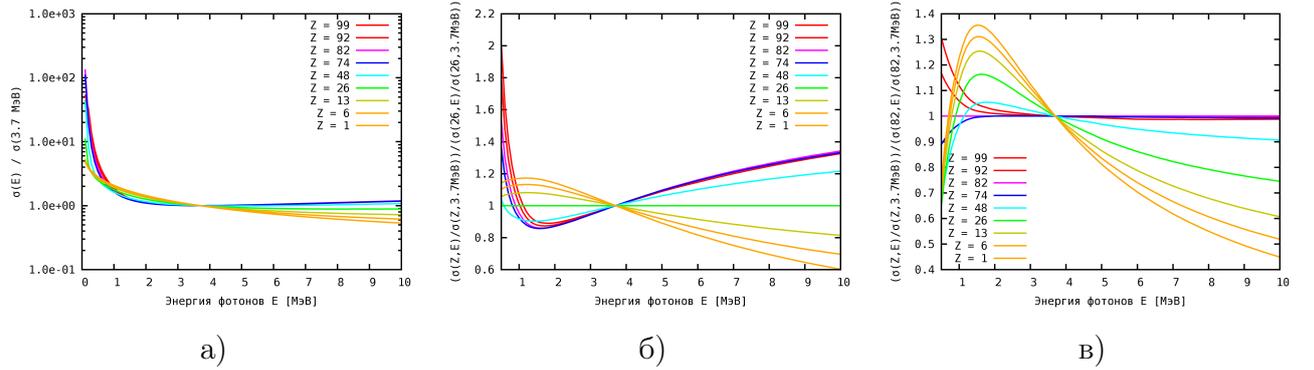


Рис. 21. Энергетические зависимости полных сечений делённые на их значения при энергии фотона $E = 3.7$ МэВ: $\sigma'(E) = \sigma(E)/\sigma(3.7)$ (а). Сечения делённые на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечение для железа: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26)]$ (б). Сечения делённые на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечение для свинца: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82)]$ (в). Видно, что максимальные отличия, в рассмотренных случаях, достигают 60-100% при энергии фотонов 0.5 МэВ, $\sim 40\%$ при энергии ~ 1.5 МэВ и 60-80% при энергии 10 МэВ. Сечения у веществ с большим Z отличаются друг от друга значительно слабее, чем у веществ с малым Z . Причём в области энергий $\lesssim 2$ МэВ сечения для больших Z отличаются друг от друга сильнее чем в области $\gtrsim 2$ МэВ.

1.4.4. Выводы

В результате проведённого анализа сечений можно сделать следующие выводы:

- Рассматриваемую область энергий 0.5 – 10 МэВ можно условно разбить на несколько диапазонов, в которых характерное поведение зависимостей полных сечений для разных Z заметно отличается.
- В области энергий от 0.5 до ~ 1.5 МэВ полные сечения для всех Z убывают. Причём, чем больше Z — тем быстрее убывает сечение, по причине возрастания вклада фотоэффекта при увеличении Z . Сечения для малых Z ведут себя одинаково т.к. вклад фотоэффекта и рождения пар очень мал и полные сечения представляют собой сечение эффекта Комп-

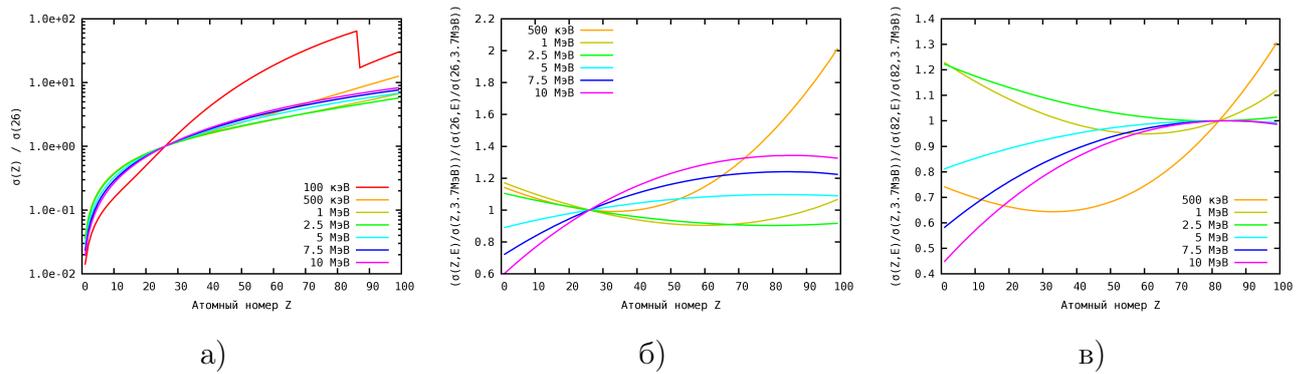


Рис. 22. Зависимости полных сечений взаимодействия фотонов с веществом от атомного номера Z делённые на их значения при $Z = 26$: $\sigma'(Z) = \sigma(Z)/\sigma(26)$ (а). Сечения делённые на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для железа: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 26)/\sigma(3.7, 26)]$ (б). Сечения делённые на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечения для свинца: $\sigma'(E, Z) = [\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)]/[\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82)]$ (в). Видно, что в области малых Z наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при больших энергиях 7.5 и 10 МэВ. В области больших Z наибольшая крутизна зависимостей наблюдается при энергиях 0.5 и 1 МэВ, а при энергиях $\gtrsim 2.5$ МэВ зависимости отличаются друг от друга слабо. Кроме того, видно, что полученные зависимости б) и в) не являются монотонными.

тона с масштабным коэффициентом $\sim Z$.

- В области энергий от ~ 1 до ~ 3.7 МэВ основным процессом для всех Z является эффект Комптона. Наблюдается уменьшение влияния эффекта Комптона и возрастание влияния рождения пар. Убывание влияния эффекта Комптона сказывается, в основном, на сечениях для больших Z . Это приводит к уменьшению отличий поведений зависимостей полных сечений друг от друга для больших Z . Увеличение влияния рождения пар сказывается на сечениях для всех Z . Это приводит к тому, что энергетические зависимости сечений для малых Z начинают отличаться друг от друга.
- В области энергий $\gtrsim 3.7$ МэВ для больших Z основным процессом является рождение пар. Это имеет два следствия. Первое — сечения для больших Z возрастают в этой области энергий. Второе — характерное поведение полных сечений для больших Z является почти одинаковым. Влияние рождения пар на сечения для малых Z приводит к тому, что энергетические зависимости сечений убывают при увеличении E по разному.

1.4.5. Рекомендации

На основе выполненного исследования были выработаны следующие рекомендации:

- Для того, чтобы отличать друг от друга различные вещества необходимо как минимум две разных энергии фотонов.

- Для того, чтобы отличать друг от друга вещества с малым Z необходимо, чтобы одна из энергий была больше, чем ~ 2 МэВ. Для того, чтобы отличать друг от друга вещества с большим Z необходимо, чтобы одна из энергий была меньше, чем ~ 1.5 МэВ. Причём, наибольшее отличие наблюдается при энергии 0.5 МэВ. При энергии ~ 1.5 МэВ характерное поведение полных сечений для всех Z оказывается практически одинаковым. Локальный минимум в сечениях для малых Z расположен при энергии 10 МэВ, а для больших Z при энергии ~ 3.7 МэВ.
- Необходимо отметить, что на точность получаемых результатов будет оказывать влияние как минимум, статистическая погрешность, возникающая из за того, что число первичных фотонов является конечным числом. И при недостаточном их количестве никакой возможности различать атомный номер не будет.
- Наиболее оптимальными значениями энергий фотонов можно считать 0.5, 1.5, 3.7 и 10 МэВ. Использование большего числа энергий нецелесообразно, т.к., при наличии ограничивающих факторов (суммарной средней мощности ускорителя, предельной активности источников, времени просвечивания, предельной мощности дозы и т.п.) затраты на промежуточные области энергии, уменьшат число фотонов в областях энергий, соответствующих наиболее характерным изменениям сечений.
- Кроме того, следует учесть, что сечения возрастают при уменьшении энергии фотонов. Следовательно, возрастает ослабление и снижается проникающая способность. Как было отмечено ранее, наибольшее относительное отличие полных сечений для веществ с большими Z наблюдается как раз в области малых энергий. Т.е. возможность различать между собой вещества с большими Z существует только для небольших объектов, сквозь которые могут проникнуть фотоны небольших энергий.

1.4.6. Соотношение вероятностей процессов рассеяния и поглощения фотонов

Отдельно следует рассмотреть соотношение вероятностей процессов рассеяния и поглощения фотонов. Процессами рассеяния являются когерентное (релеевское) и некогерентное (эффект Комптона) рассеяние. К процессам поглощения фотонов, кроме фотоэффекта, можно причислить и эффект образования электрон-позитронной пары.

Построим зависимости от энергии фотона E и атомного номера вещества Z величин вкладов сечений процессов рассеяния и поглощения в суммарные сечения (рис. 23), т.е. отнормируем сечения рассеяния и поглощения на полное сечение:

$$\begin{aligned}\sigma'_{\text{scatter}} &= \frac{\sigma_{\text{R}} + \sigma_{\text{C}}}{\sigma_{\text{tot}}}, \\ \sigma'_{\text{absorb}} &= \frac{\sigma_{\text{ph}} + \sigma_{\text{np}} + \sigma_{\text{ep}}}{\sigma_{\text{tot}}}.\end{aligned}\tag{18}$$

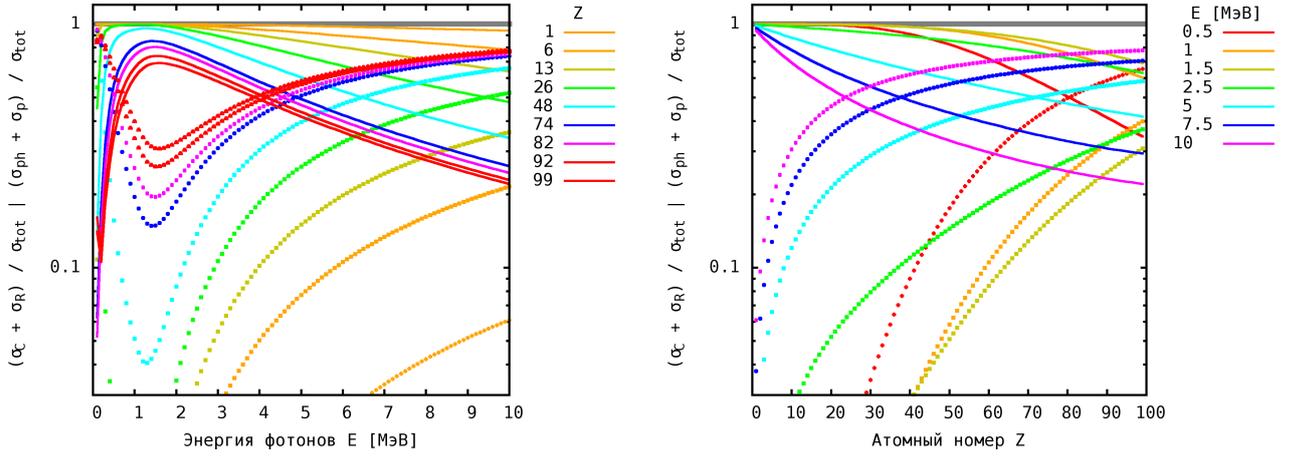


Рис. 23. Вклады сечений процессов рассеяния и поглощения в суммарное сечение взаимодействия фотонов с веществом рассчитаны по формулам (18). Вклады процессов рассеяния изображены сплошными линиями. Вклады процессов поглощения изображены точками. Видно что при энергии ~ 1.5 МэВ для всех Z , фотоны в основном будут рассеиваться. А при энергиях $\lesssim 0.5$ МэВ и $\gtrsim 5$ МэВ всё большее количество фотонов будет поглощаться.

Таким образом, если некие неизвестные объекты облучать фотонами с энергиями E , например, 0.5 и 1.5 МэВ, то появляется возможность различать вещества, сравнивая количество поглощённых и рассеявшихся фотонов. Эта возможность довольно давно реализована для улучшения точности распознавания содержимого небольшой ручной клади и обнаружения запрещённых вложений в двойных стенках контейнеров, грузовиков и автомобилей [16]. Также, рядом авторов предлагается использование этой методики для обнаружения мин [18], [19]. Использование больших энергий представляется нецелесообразным, т.к. проникающая способность такого излучения больше, чем у фотонов с небольшой энергией и, следовательно, рассеявшиеся фотоны будут возникать на разной глубине что приведёт к неопределённостям и затруднениям при сопоставлении и анализе величин рассеянного излучения.

Глава 2.

Экспериментальные измерения атомного номера объектов

2.1. Радиоактивные источники Cs-137 и Co-60

2.1.1. Выбор источников гамма-квантов

При выборе изотопов важно учитывать следующие характеристики — число и значения энергий испускаемых γ -квантов, период полураспада, доступность изотопа, химические и механические свойства изотопа.

Если энергии γ -квантов меньше нескольких сотен кэВ — то требуется большое количество такого изотопа т.к. полное сечение в этой области энергий возрастает при уменьшении энергии фотона E . Если в процессе распада испускаются γ -кванты нескольких энергий, причём в разных энергетических диапазонах — теряется одно из преимуществ радиоактивных источников — моноэнергетичность испускаемых γ -квантов. Применение такого источника возможно при использовании γ -спектрометра в качестве детектора.

Предположим, что $T_{1/2} = 1$ год, а требуемый срок эксплуатации источника до плановой замены — 10 лет - тогда за эти 10 лет активность такого источника уменьшится в $\sim 10^3$ раз, что вряд ли является приемлемым. Если период полураспада большой - то требуется большое количество изотопа. Следствием чего будет самопоглощение в самом источнике. Например, для получения одной и той же активности, количества вещества изотопа с $T_{1/2} = 100$ лет потребуется в 10 раз больше, чем количества вещества изотопа с $T_{1/2} = 10$ лет.

В табл. 1 приведены некоторые из широко применяемых и производимых в существенных количествах радиоактивных изотопов. Более полную информацию о доступности различных изотопов можно найти в [77, 78]. Видно, что без применения γ -спектрометров возможно использование изотопов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$, а также в некоторой степени $^{133}_{56}\text{Ba}$.

Таблица 1. Радиоактивные изотопы — кандидаты для использования в досмотровых комплексах. Приведены изотопы с периодами полураспада $3 \lesssim T_{1/2} \lesssim 100$ лет, энергиями γ -квантов $E > 100$ кэВ и вероятностями испускания γ -квантов $I_\gamma > 15\%$. Характеристики изотопов взяты из [28, 76].

Источник	$T_{1/2}$, лет	E , кэВ; (I_γ , %)
Ti-44	63	511 ($\lesssim 200$), 1157 (99.9)
Co-60	5.3	1173.2 (100), 1332.5 (100)
Ba-133	10.5	302.9 (18.3), 356 (62.1)
Cs-137	30.1	661.7 (85.1)
Eu-152	13.5	121.8 (28.6), 344.3 (26.5), 1408 (21)
Bi-207	31.6	569.7 (97.7), 1063.7 (74.5)

2.1.2. Соотношение R в случае Cs-137 и Co-60

Если в качестве источников γ -квантов используются изотопы $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$, тогда

$$R(Z) = \frac{\sigma_{\text{Co}}(Z)}{\sigma_{\text{Cs}}(Z)}. \quad (19)$$

где σ_{Cs} — полное сечение взаимодействия с веществом фотонов с энергией $E = 662$ кэВ, σ_{Co} — среднее значение сечений при энергиях 1173 и 1333 кэВ,

$$\sigma_{\text{Co}} = \frac{\sigma(E = 1173 \text{ кэВ}) + \sigma(E = 1333 \text{ кэВ})}{2}.$$

Можно считать, что энергии 1173 и 1333 кэВ расположены близко друг к другу, по сравнению с энергией 662 кэВ. На рис. 24а показана зависимость отношения $R(Z)$, полученная согласно (19). В области $Z \lesssim 30$ значения величины R почти не зависят от атомного номера Z . В области больших Z наблюдается заметное отличие значений R для разных Z .

Однозначность и устойчивость измерения Z определяются отличием R для разных веществ. Если нескольким разным Z соответствует одно и тоже значение R , то нет никакой возможности выбрать из них наиболее вероятное. Возникает неоднозначность. На рис. 24б показано с какой точностью должна быть измерена величина R для того, чтобы можно было различить Z двух образцов различающиеся по Z на 5 единиц. Видно, что при прочих равных условиях, вещества с большим Z различаются на два порядка лучше, чем вещества с малым Z .

На рис. 25 видно, что при используемых энергиях в области малых Z доминирует эффект Комптона. Сечение Комптоновского рассеяния линейно зависит от Z . Следствием этих двух причин является близость зависимости $R(Z)$ к константе в области малых Z . С

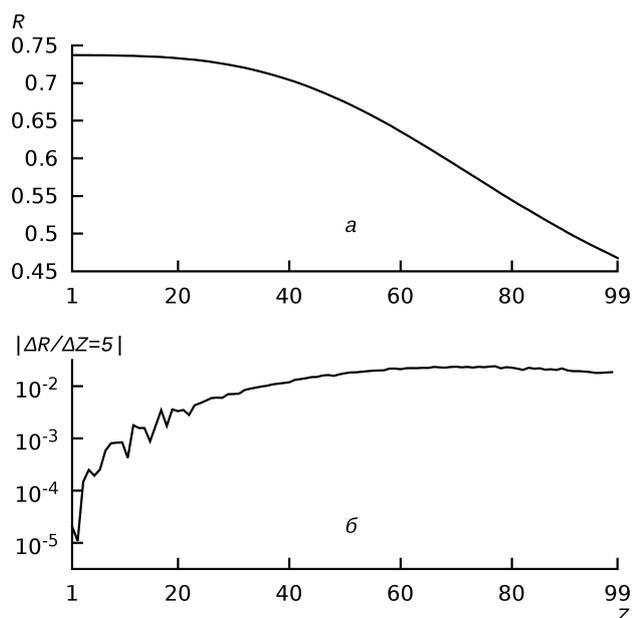


Рис. 24. а) — отношение $R(Z)$ полных сечений взаимодействия фотонов с веществом при энергиях, соответствующих испускаемым источниками $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$. Значения величины R получены согласно (19). Значения сечений взяты из [72]. б) — ΔR для веществ, отличающихся на $\Delta Z = 5$.

увеличением Z всё более существенный вклад вносит фотоэффект и при энергии γ -квантов 662 кэВ начинает доминировать у веществ с $Z \gtrsim 87$. Влияние фотоэффекта проявляется в выраженном монотонном уменьшении значения отношения $R(Z)$.

Для того, чтобы уменьшить неопределённости в области малых Z необходимо использовать γ -источник с энергиями меньшими, чем у $^{137}_{55}\text{Cs}$ что позволит воспользоваться тем, что при меньших энергиях вклад фотоэффекта будет более существенным. Однако, полное сечение также будет расти с уменьшением энергии γ -квантов. Это потребует использования источника с большей активностью чем, у источника $^{137}_{55}\text{Cs}$. Однако, источник большей активности неизбежно имеет большую массу и размер. При достаточно больших размерах начинает сказываться самопоглощение и рассеяние в самом источнике. Количество вылетающих из источника γ -квантов перестаёт линейно зависеть от количества вещества источника, кроме того, источник начинает греться.

2.1.3. Описание эксперимента

Для оценки возможности применения радиоактивных источников для измерения атомного номера неизвестных объектов был проведён эксперимент [53] по просвечиванию тестовых образцов пучками γ -квантов. Использовались калиброванные радиоактивные источники: $^{137}_{55}\text{Cs}$ с активностью 92 кБк испускающий γ -кванты с одной энергией $E \approx 662$ кэВ

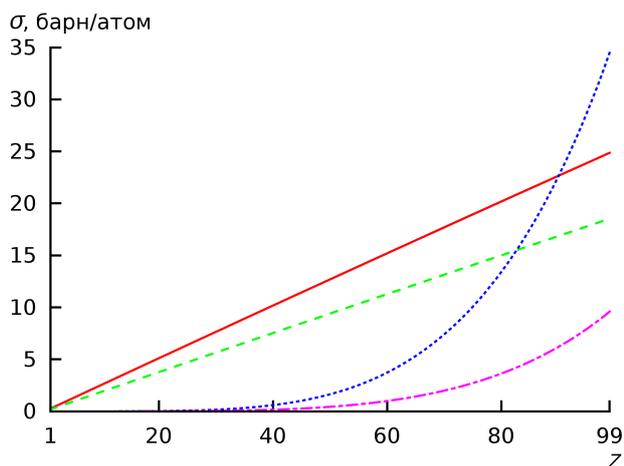


Рис. 25. Зависимости сечений фотоэффекта и эффекта Комптона от атомного номера Z для γ -квантов испускаемых, $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$. Значения сечений взяты из [72]. Сплошная и пунктирная линии — сечения эффекта Комптона и фотоэффекта при энергии 662 кэВ, штриховая — среднее значение сечений эффекта Комптона при энергиях 1173 и 1333 кэВ, штрих-пунктирная — среднее значение сечений фотоэффекта при энергиях 1173 и 1333 кэВ.

и $^{60}_{27}\text{Co}$ с активностью 39 кБк испускающий за один акт распада два γ -кванта с энергиями $E \approx 1173$ и 1333 кэВ. В ходе эксперимента просвечивались образцы разной толщины из разных веществ. Параметры образцов приведены в табл. 2.

Таблица 2. Образцы использовавшиеся в эксперименте. Z - атомный номер, D - толщина.

Вещество	Z	D , см
Свинец	82	0.4, 1, 2, 4
Кадмий	48	0.6, 1.2, 2.4, 4.2
Сталь	~ 26	0.4, 0.8, 1.2, 4.8
Алюминий	13	4
Дюраль	~ 13	1, 4.6
Оргстекло	~ 4	3, 6

Для измерений в качестве детектор γ -квантов использовался γ -спектрометр из сверхчистого германия Canberra GC3019 [79]. С целью уменьшения фона детектор располагается в свинцовой защите показанной на рис. 26 в которой предусмотрена камера для исследуемых образцов. Внутри этой камеры (рис. 28) были помещены держатель для калиброванных источников и свинцовый коллиматор. Схема расположения показана на рис. 27. Схема устройства детектора показана на рис. 29. Для каждого источника проводились из-



Рис. 26. Детектор γ -излучения Canberra GC3019 с криостатом в свинцовой защите, установленный в НИИЯФ МГУ.

мерения без образцов для получения величины $N(0)$ и с каждым образцом для получения величин $N(D)$. Время одного измерения составляло 10 мин.

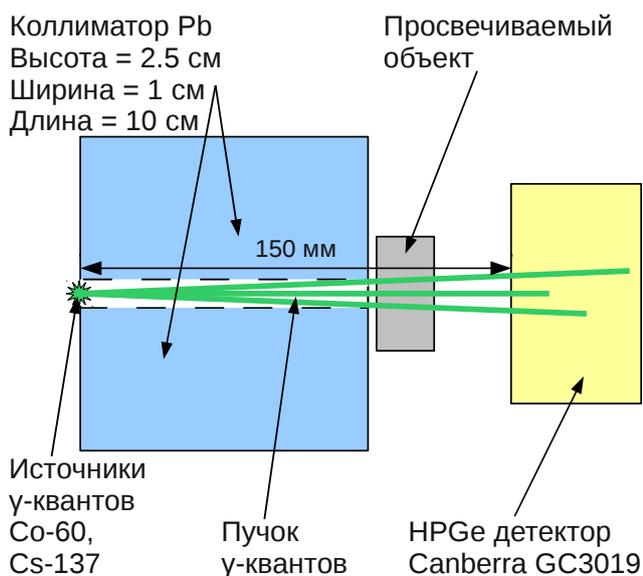


Рис. 27. Схема расположения источника γ -квантов, свинцового коллиматора, просвечиваемого объекта и детектора γ -излучения.

2.1.4. Результаты эксперимента и выводы

В результате проведённой серии измерений был получен набор спектров γ -квантов, зарегистрированных детектором. Анализ спектров, определение площадей пиков полного поглощения P и подложки B проводились на основе методики и с помощью программного

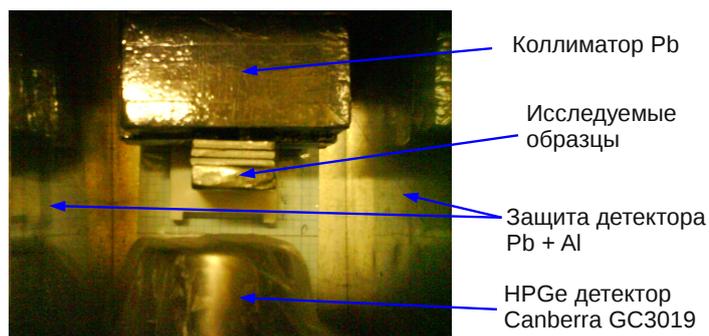


Рис. 28. На фотографии изображены свинцовый коллиматор, просвечиваемый образец и детектор γ -квантов Canberra GC3019 расположенные в измерительной камере (вид сверху).

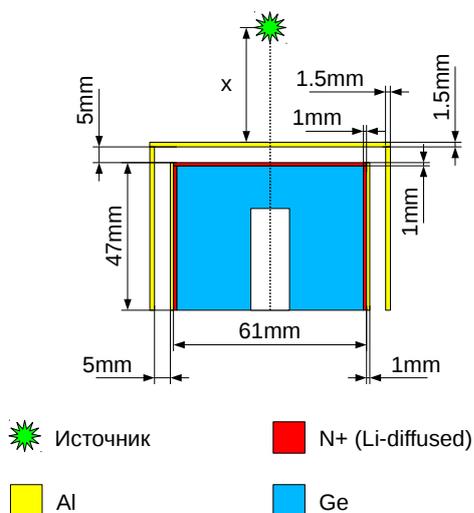


Рис. 29. Схема устройства детектора γ -излучения Canberra GC3019 [79]. Приведены оценённые значения характерных размеров кристалла, $N+$ контакта, конструктивных элементов. Производитель приводит далеко не все важные параметры детектора. Оценка параметров проводилась в процессе калибровки эффективности детектора [62].

обеспечения, разработанных в НИИЯФ МГУ [54, 55, 65]. На рис. 30 приведены спектры, полученные на источниках $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$ в отсутствие образцов.

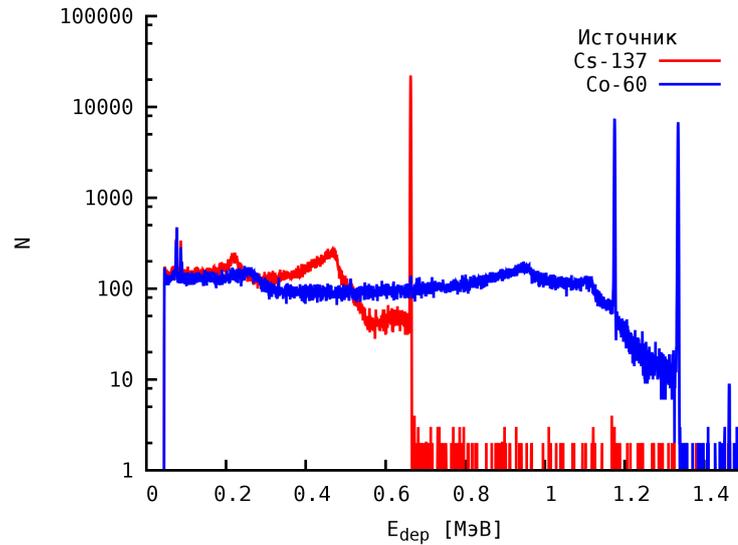


Рис. 30. Спектр зарегистрированных энергий γ -квантов провзаимодействовавших с детектором. Источники — $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$. E_{dep} — зарегистрированное значение энергии выделившейся в детекторе. N — число событий.

Рассмотрим процесс формирования спектра зарегистрированных энергий γ -квантов [80]. При попадании γ -кванта в область детектора возможны три варианта:

- γ -квант проходит сквозь детектор, не провзаимодействовав с ним \Rightarrow никакого сигнала детектор не формирует,
- γ -квант взаимодействует с детектором, вся энергия γ -кванта и вторичных частиц передаётся на ионизацию чувствительной области детектора ($E_{\text{dep}} = E_{\gamma}$) \Rightarrow формируется сигнал, соответствующий пику полного поглощения \Rightarrow на единицу увеличивается площадь пика полного поглощения P ,
- γ -квант взаимодействует с детектором, однако он рассеявшись и/или вторичные частицы покидают детектор, унося часть энергии ($0 < E_{\text{dep}} < E_{\gamma}$) \Rightarrow формируется сигнал, дающий вклад в подложку спектра \Rightarrow на единицу увеличивается площадь подложки B .

При расчёте прозрачности объекта учитывались только площади пиков полного поглощения P . Прозрачность для источника $^{137}_{55}\text{Cs}$ вычисляется как $K_{\text{Cs}} = P_{\text{Cs}}(D)/P_{\text{Cs}}(0)$. Для источника $^{60}_{27}\text{Co}$ учитывалась сумма обоих пиков $P_{\text{Co}} = P(1173 \text{ кэВ}) + P(1333 \text{ кэВ})$. Тогда $K_{\text{Co}} = P_{\text{Co}}(D)/P_{\text{Co}}(0)$. Без образцов количество регистрируемых за 10 мин γ -квантов в пике полного поглощения составляло $8.5 \cdot 10^4$ для источника $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $6.5 \cdot 10^4$ для источника $^{60}_{27}\text{Co}$.

Экспериментальное значение отношения R логарифмов измеренных прозрачностей K для источников $^{137}_{55}\text{Cs}$ и $^{60}_{27}\text{Co}$ можно получить следующим образом

$$R = \frac{\ln(K_{\text{Co}})}{\ln(K_{\text{Cs}})}. \quad (20)$$

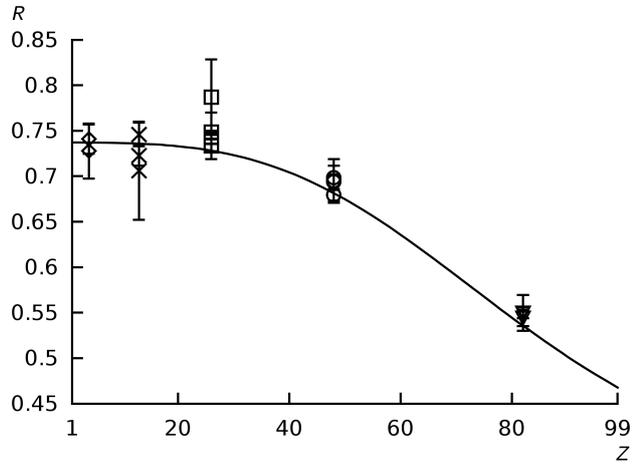


Рис. 31. Отношения R логарифмов экспериментально измеренных прозрачностей K объектов (табл. 2), полученных согласно (20): \diamond — оргстекло, \times — алюминий и дюраль, \square — железо, \circ — кадмий, ∇ — свинец. Сплошная линия — зависимость R отношения полных сечений взаимодействия от атомного номера Z , полученная согласно (19). Значения сечений взяты из [72].

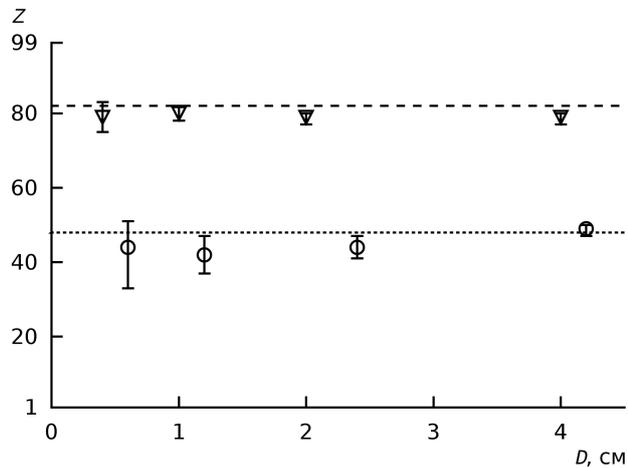


Рис. 32. Измеренные значения атомного номера Z образцов из свинца ∇ и кадмия \circ . D — известная толщина тестовых образцов. Штриховая линия — ожидаемое значение Z для свинца, пунктирная — для кадмия.

На рис. 31 показаны отношения логарифмов измеренных прозрачностей тестовых объектов в сравнении с зависимостью отношений сечений от атомного номера Z . Видно что

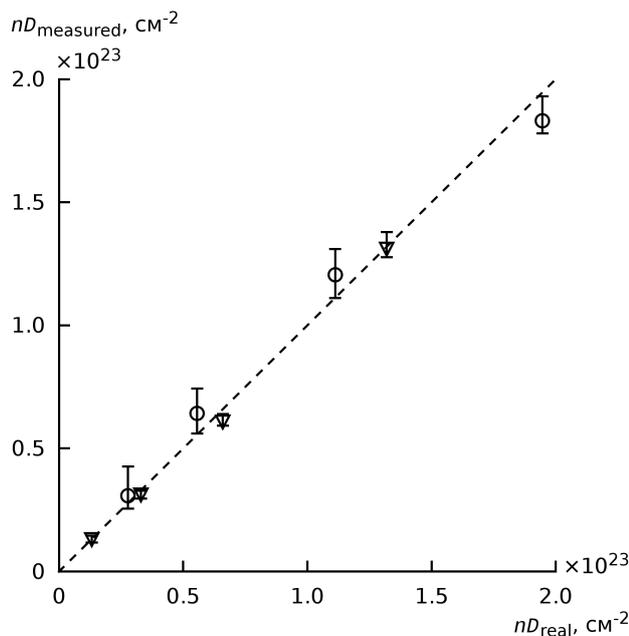


Рис. 33. Ожидаемые и измеренные значения количества вещества nD образцов из свинца ▽ и кадмия ○. Штриховая линия — соответствует случаю $nD_{\text{msr}} = nD_{\text{real}}$.

значения отношения R соответствующие образцам из оргстекла, алюминия, железа и кадмия в пределах статистической погрешности практически неотличимы друг от друга. Следовательно различить эти образцы по атомному номеру Z не представляется возможным. Можно только сделать вывод что $Z \leq 50$. Значения R для образцов из свинца заметно отличается от значений R для остальных образцов. Можно уверенно сделать вывод что $75 \leq Z \leq 83$. В целом наблюдается согласие измеренных значений R с теоретической зависимостью.

Сопоставив измеренные R с известной зависимостью, можно оценить наиболее вероятные значения атомных номеров Z . Затем, по измеренным прозрачностям K и атомным номерам Z объектов согласно (11), можно оценить количество вещества nD . Соответствующие результаты для образцов из кадмия и свинца приведены на рис. 32 и 33.

Хорошее согласие измеренных и ожидаемых значений атомного номера Z и количества вещества nD свидетельствует о потенциальной возможности, при использовании изотопов Cs-137 и Co-60, относительно просто измерять атомный номер Z и количество вещества nD объектов с $Z > 40$. Для определения атомного номера объектов с $Z < 40$ необходимо существенно увеличить активность источников.

2.2. Тормозное излучение

2.2.1. Описание эксперимента

Общая схема эксперимента [52] и расположение основных элементов показана на рис. 34. Линейный ускоритель электронов [81] работает в режиме импульсного переключения энергии пучка. Длительность импульса составляет 3 мкс, расстояние между импульсами 10 мс. Значение энергии электронного пучка может изменяться от 3 до 8 МэВ. Ускоренный пучок электронов падает на вольфрамовую тормозную мишень толщиной 1.5 мм. В тормозной мишени происходит образование тормозного излучения с максимальной энергией, равной энергии ускоренных электронов.

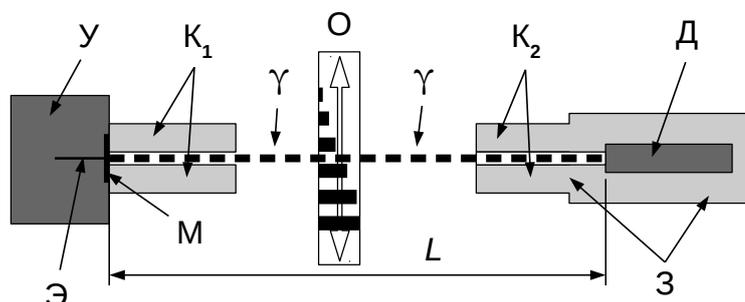


Рис. 34. Общая схема эксперимента и расположение основных элементов установки. У - электронный ускоритель, Э - пучок ускоренных электронов, М - тормозная мишень из вольфрама, K_1 - свинцовый коллиматор с размерами $38 \times 0.5 \times 2$ см³, γ - пучок фотонов, О - исследуемые образцы на подвижной платформе, K_2 - свинцовый коллиматор с размерами $82 \times 2 \times 2.5$ см³, Д - детектор, З - свинцовая защита детектора, L - расстояние между тормозной мишенью и детектором 768 ± 1 см.

При помощи коллиматора, установленного сразу после тормозной мишени, вырезается тонкий пучок. За коллиматором расположена подвижная платформа с закреплёнными на ней тестовыми образцами из различных материалов (рис. 35).

Для эксперимента были изготовлены тестовые образцы из разных материалов (табл. 3). Поперечный размер всех образцов был одинаковым и составлял 4×4 см.

На расстоянии ~ 768 см от тормозной мишени располагался детектор излучения, прошедшего через образцы, с помощью которого измерялась суммарная доза C в мЗв за 10 с. В качестве детектора использовался “Блок детектирования БДКС-96 (дозиметр - радиометр ДКС-96г)” производства ООО НПП “Доза” [82]. Детектирующий элемент - тканеэквивалентный пластмассовый скintиллятор, $\varnothing 45 \times 20$ мм. Диапазон энергии регистрируемого излучения $0,015 \div 10$ МэВ. Для уменьшения влияния рассеянного излучения, перед детектором расположен ещё один коллиматор, а сам детектор окружён свинцовой защитой.

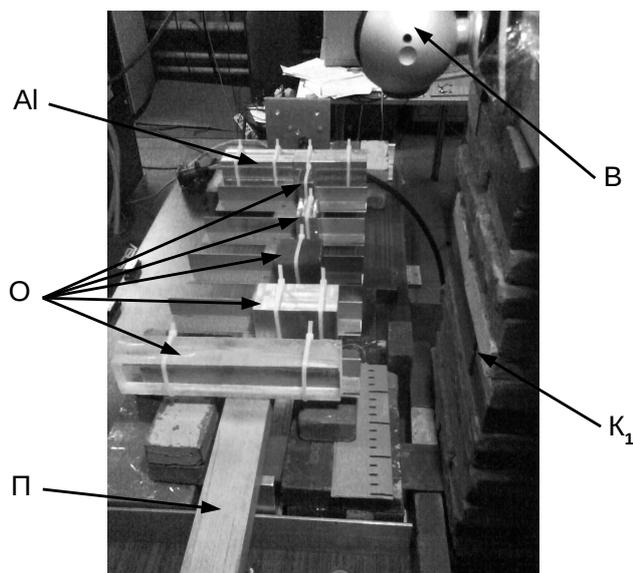


Рис. 35. Тестовые образцы на подвижной платформе. Ал - эталонный образец из алюминия толщиной 20 см, О - “неизвестные” образцы, П - подвижная платформа, В - видеокамера для контроля положения образцов, К₁ - выходное отверстие коллиматора.

Таблица 3. Таблица. Тестовые образцы. Z - атомный номер, D - толщина образца.

Вещество	Z	D , см				
Свинец	82	8	4	2	1	0.4
Кадмий	48	2	1	0.5		
Чугун	~26	20	10	5	0.8	0.4
Дюраль	~13	16	8	4	0.8	
Оргстекло	~4	30	20	5		

Измерения проводились при четырёх разных значениях энергии ускорителя $T \approx 7.3, 6.2, 5.5, 3.5$ МэВ. При оценке эффективного атомного номера тестового образца Z_{msr} учитывались все четыре значения прозрачностей K полученные при четырёх разных энергиях ускорителя.

Контроль стабильности дозы осуществлялся при отсутствии образцов на пути пучка. Подвижная платформа позиционировалась таким образом, чтобы пучок проходил через заранее предусмотренные промежутки между образцами.

Предварительно, с использованием пакета GEANT4 [83], было выполнено моделирование характеристик тормозного излучения при разных энергиях электронного пучка. Также было выполнено моделирование отклика детектора. Результаты моделирования использовались при построения таблицы прозрачностей $K(T, Z, nD)$, со значениями которой проводится сравнение [40] экспериментально измеренных прозрачностей и для построе-

ния зависимости прозрачности образца из алюминия толщиной 20 см от значения верхней границы тормозного спектра (рис. 36), при помощи которой, по измеренному значению прозрачности, методом ослабления [84], оценивалось значение энергии ускорителя.

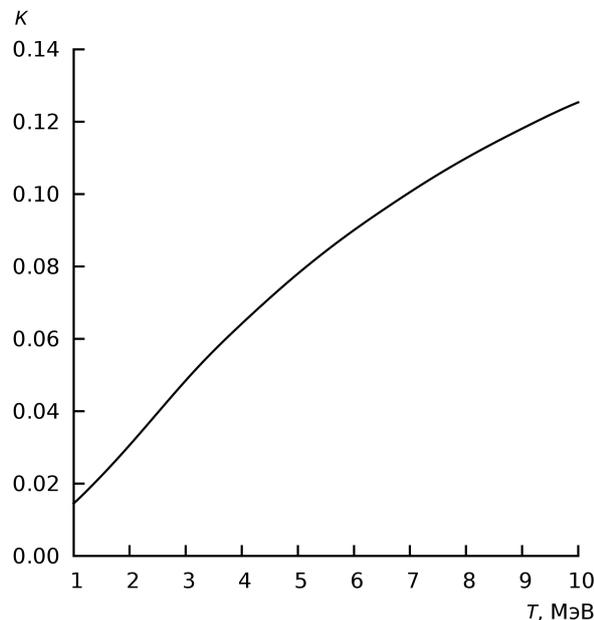


Рис. 36. Зависимость прозрачности K поглотителя из алюминия толщиной 20 см от энергии T ускорителя.

2.2.2. Результаты эксперимента и выводы

В результате эксперимента для каждого объекта при четырёх фиксированных энергиях ускорителя T измерялось значение дозы C излучения, прошедшего через исследуемый объект. Далее вычислялась прозрачность объекта $K(T, Z, nD) = C(T, Z, nD)/C(T, Z, 0)$. Затем набор прозрачностей, полученных при всех четырёх энергиях, используя МНК-подобный алгоритм сопоставлялся, с предварительно полученной таблицей прозрачностей, в результате чего получалось наиболее вероятное значение атомного номера исследуемого объекта. На рис. 37 приведены результаты измерения атомного номера тестовых объектов при различных значениях прозрачности K , рассчитанной для энергии фотонов 3.7 МэВ. Выбор этой энергии обусловлен тем, что сечения взаимодействия для веществ с большим Z имеют минимум при энергии фотонов ~ 3.7 МэВ.

Наблюдаемые отклонения измеренных значений атомных номеров от ожидаемых и величины погрешностей обусловлены не только флуктуациями тока, но и дрейфом энергии ускорителя. При проведении измерений доза контролировалась между измерениями образцов, а значение энергии оценивалось только в начале каждой серии измерений.

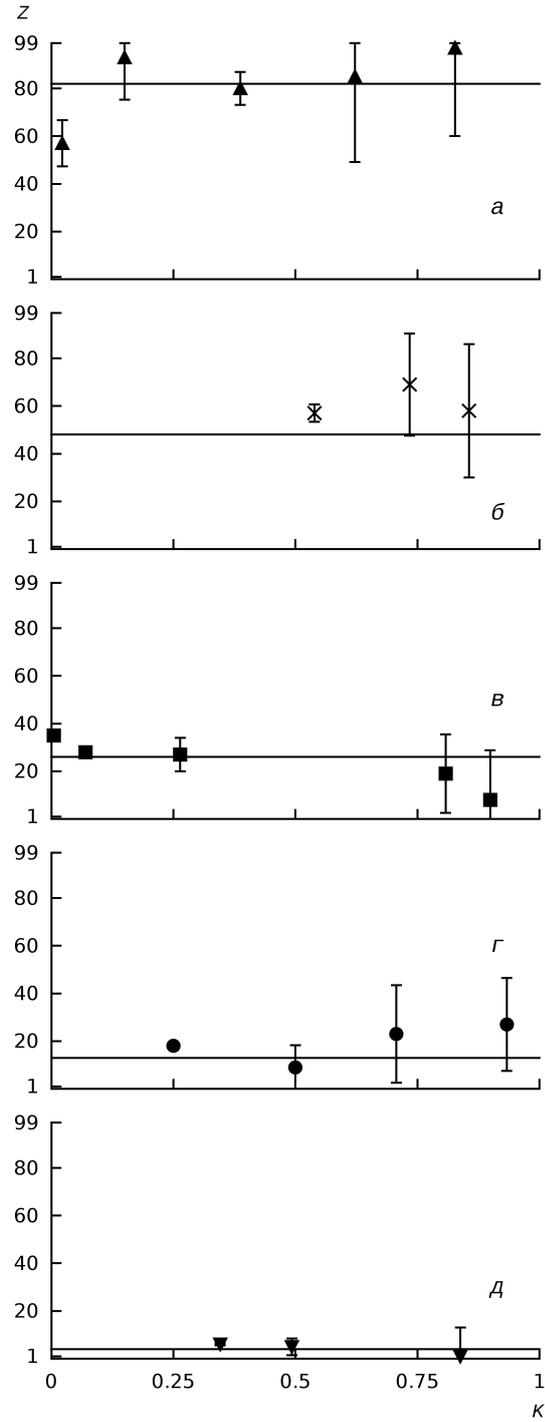


Рис. 37. Измеренные значения атомного номера Z и ожидаемые значения Z (прямые линии) тестовых образцов: ▲ — свинец, $Z = 82$; × — кадмий, $Z = 48$; ■ — чугун, $Z \approx 26$; ● — дюраль, $Z \approx 13$; ▼ — оргстекло, $Z \approx 4$ при различных значениях прозрачности K , рассчитанной для энергии фотонов 3.7 МэВ. Параметры образцов приведены в табл. 3. Видно, что измеренные значения Z в целом совпадают с ожидаемыми.

Соответственно ток и энергия ускорителя в момент измерения конкретного образца были известны с недостаточной точностью, что и привело к указанным отклонениям. Для уменьшения влияния этих факторов, при подобных измерениях необходимо непрерывно контролировать ток, энергию и положение пучка ускорителя.

Глава 3.

Моделирование на GEANT4

Моделирование тормозного излучения, прохождения частиц через вещество и отклика детектора проводились с помощью GEANT4 [83, 85], представляющего собой пакет программ для моделирования прохождения частиц через вещество на основе методов Монте-Карло. Включает в себя инструменты для описания геометрии, используемых веществ и материалов, силовых полей. Содержит множество физических моделей процессов взаимодействия частиц с веществом.

3.1. Схема установки для интроскопии крупногабаритных объектов

Поперечные размеры области, в которой осуществляется перемещение исследуемых объектов, определяются их максимальными шириной и высотой. Длина объекта определяет объём обрабатываемой информации. Толщина и материал стенок определяют минимальную требуемую проникающую способность тормозного излучения. Наибольшие сложности возникают при осмотре грузовиков, контейнеров и железнодорожных вагонов. Поэтому в данной работе, в качестве предельного случая, будет рассмотрен вопрос исследования содержимого крупногабаритных транспортных средств.

Перечислим некоторые характеристики грузовых вагонов и контейнеров. Максимальная длина у наиболее распространённых железнодорожных вагонов не превышает 25 м. Максимальная высота < 5.4 м, ширина < 3.6 м. У контейнеров-цистерн толщина стенки из нержавеющей стали может достигать 25 мм. Соответственно суммарная толщина стальных стенок может достигать 5 см.

Типовая схема установки изображена на рис. 38. Пучок электронов из ускорителя падает на тормозную мишень из вольфрама, в которой происходит генерация тормозного излучения. С помощью щелевого коллиматора формируются тонкий веерообразный пу-

чок тормозного излучения. Далее этот пучок проходит через исследуемое транспортное средство и попадает на детектор. В досмотровых комплексах линейка детекторов обычно имеет Г-образную форму из-за простоты изготовления и размещения. В медицинских системах линейка детекторов имеет обычно круговую форму. В данной работе, для упрощения расчётов при моделировании, форма детекторной линейки выбрана в виде дуги окружности с углом 60° и с центром, совпадающим с тормозной мишенью ускорителя. Сигнал от детектора идёт на ЭВМ для обработки и анализа.

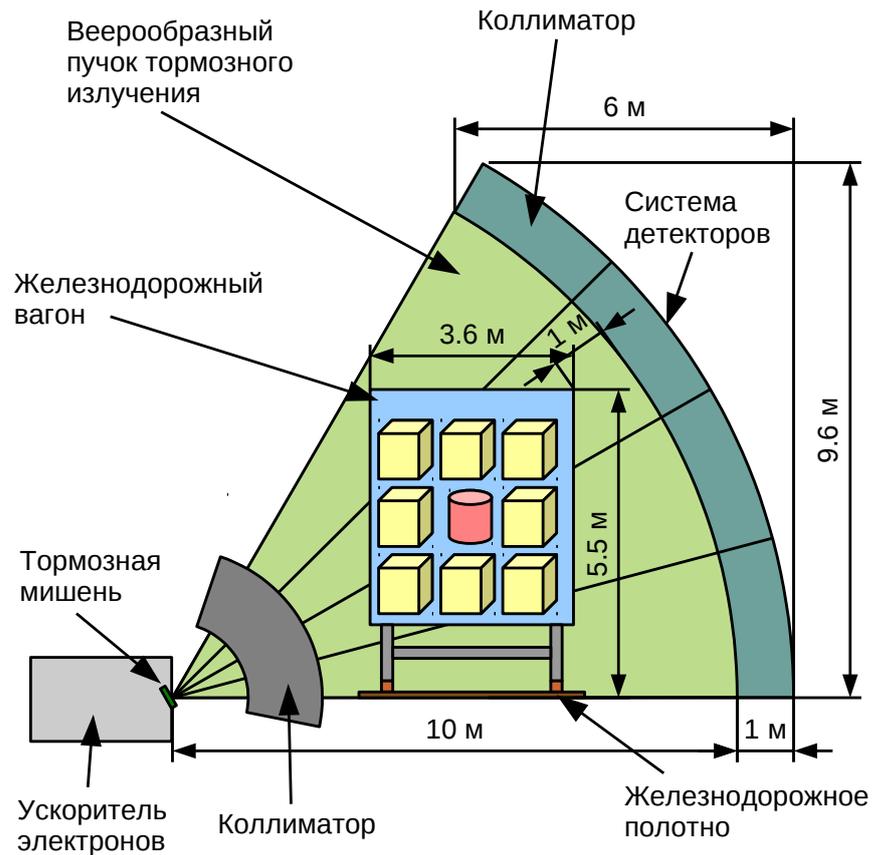


Рис. 38. Схема установки для интроскопии крупногабаритных объектов, используемая для моделирования.

3.2. Тормозное излучение

3.2.1. Взаимодействие электронов с веществом

Как известно, при взаимодействии с веществом электронов с энергиями ($T_e \lesssim 1$ МэВ) основными являются ионизационные потери [69, 70] — возбуждение и ионизация атомов. Траектории электронов являются извилистыми и имеют хаотический характер. При боль-

ших энергиях увеличиваются радиационные потери. Электрон, испытывающий ускорение a в поле ядра, излучает энергию. Мощность излучения пропорциональна Z^2 . По этой причине, для изготовления тормозных мишеней-конверторов используют материалы с большим Z .

3.2.2. Моделирование тормозного излучения

Для оценки энергетического и пространственного распределения тормозного излучения [86, 87] было проведено численное моделирование процесса облучения тормозной мишени потоком электронов с энергией T 1–10 МэВ. В качестве материала мишени использовался вольфрам. На рис. 39 изображён фрагмент тормозной мишени, траектории частиц в мишени и за её пределами.

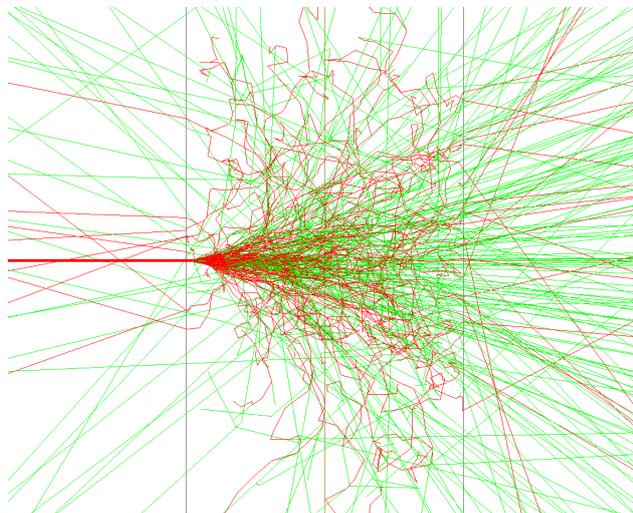


Рис. 39. Генерация тормозного излучения в вольфрамовой мишени-конвертере. Толщина вольфрамовой мишени 1.5 мм, энергия налетающих первичных электронов 10 МэВ, количество налетающих первичных электронов 100. Красными линиями показаны траектории электронов, зелёными — фотонов, синими — позитронов.

На рис. 40 показана общая схема моделирования тормозного излучения. Энергия фотонов регистрировалась в диапазоне 0–10 МэВ с шагом 100 кэВ. Угол вылета фотонов, отсчитываемый от направления первичного электронного пучка, регистрировался в пределах 0–180° с шагом 1 градус.

Было проведено моделирование для энергий электронов 1–10 МэВ с шагом 1 МэВ. Толщина мишени 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 мм. Количество первичных электронов во всех случаях составляло 10^7 .

В результате были получены пространственные и энергетические распределения тормозного излучения для разных энергий электронов T и разных толщин мишени. На рис. 41

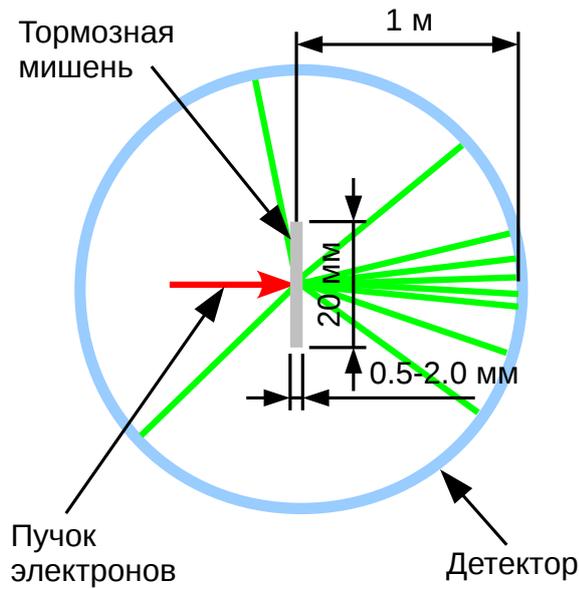
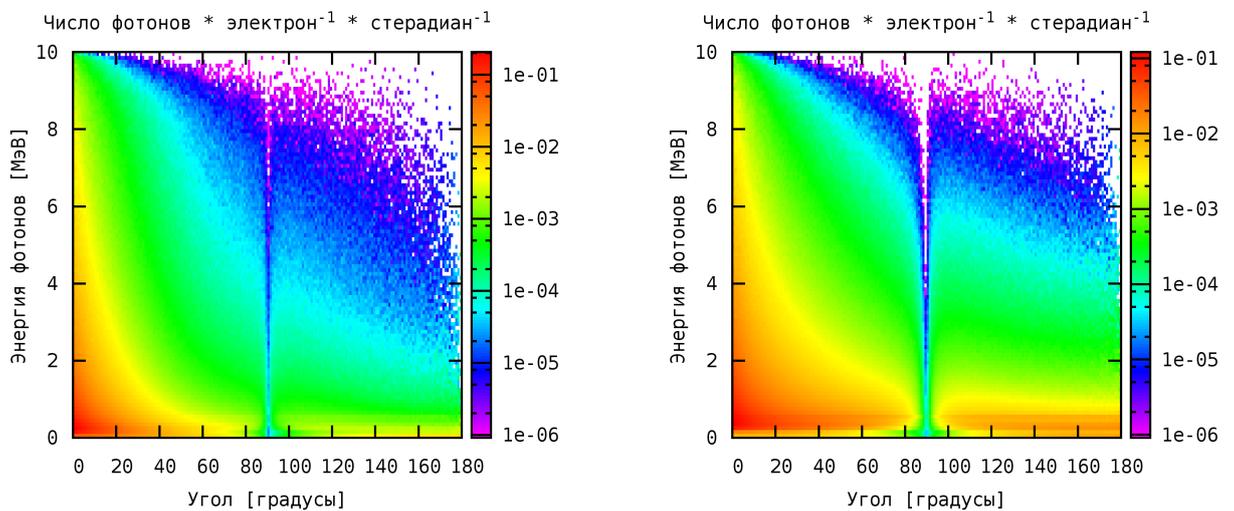


Рис. 40. Схема моделирования тормозного излучения. диаметр вольфрамовой мишени 2 см, толщины мишени 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 мм. Радиус детектора 1 м.

показаны соответствующие распределения для энергии электронов 10 МэВ и толщин мишени 0.5 и 2 мм.



Толщина мишени 0.5 мм

Толщина мишени 2.0 мм

Рис. 41. Угловое и энергетическое распределение тормозного излучения. Энергия электронов 10 МэВ. Материал мишени — вольфрам. Данные нормированы на количество первичных электронов и площадь соответствующего сферического пояса.

3.2.3. Выбор оптимальной толщины тормозной мишени

На рис. 42 изображены энергетические зависимости тормозного излучения с верхней границей 3 МэВ для двух углов вылета фотонов. Видно, что интенсивность в области 1.5-3 МэВ снижается при увеличении угла. В заданных пределах зависимость формы спектров от толщины тормозной мишени незначительна. Однако, видно, что толщина 2 мм и более является нецелесообразной, т.к. начинает уменьшаться интенсивность спектра в области верхней границы при углах вылета $\sim 30^\circ$.

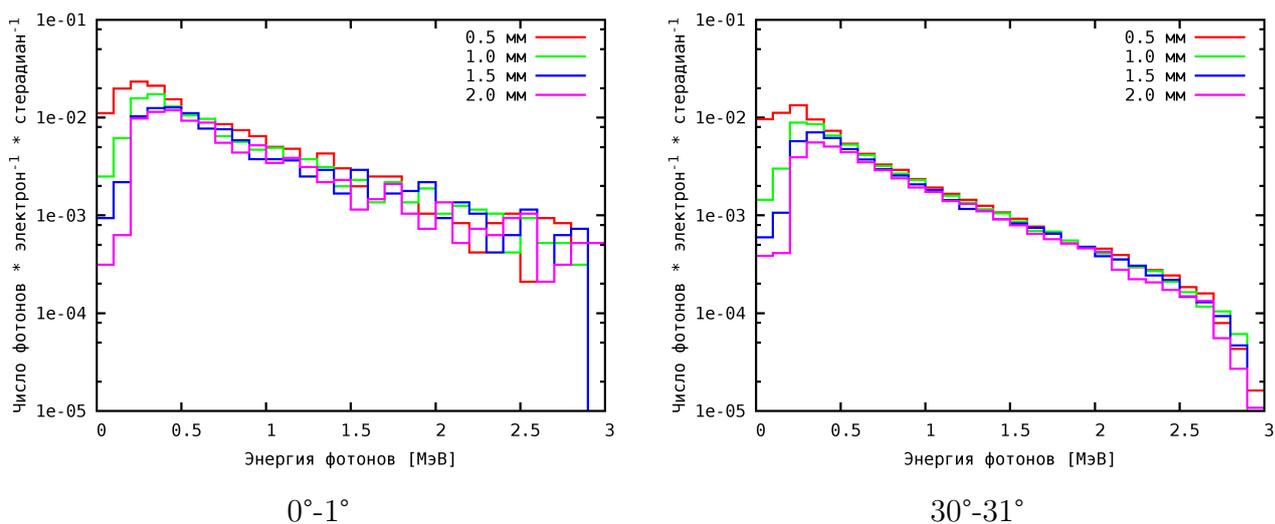


Рис. 42. Энергетические спектры тормозного излучения, полученные при разных толщинах тормозной мишени из вольфрама при двух углах вылета. $T = 3$ МэВ.

На рис. 43 изображены энергетические зависимости тормозного излучения с верхней границей 10 МэВ для некоторых направлений. Видно, что интенсивность существенно уменьшается при увеличении угла вылета. Особенно это заметно для 0.5 мм мишени, т.е. использование мишени толщиной 0.5 мм и менее нецелесообразно. Таким образом, можно сделать вывод, что оптимальная толщина тормозной мишени из вольфрама составляет 1-1.5 мм.

3.3. Выбор типа и размера детектора

Для регистрации фотонов применяются различные типы детекторов [73,88,89]. Для регистрации фотонов в диапазоне до 10 МэВ можно использовать полупроводниковые [90,91] и неорганические сцинтилляционные детекторы. Однако, для регистрации тормозного излучения, получаемого с помощью импульсных электронных ускорителей применение полупроводниковых детекторов не оправдано, т.к. отсутствует возможность измерять энергии отдельных фотонов. Оптимальным является использование неорганических сцинтил-

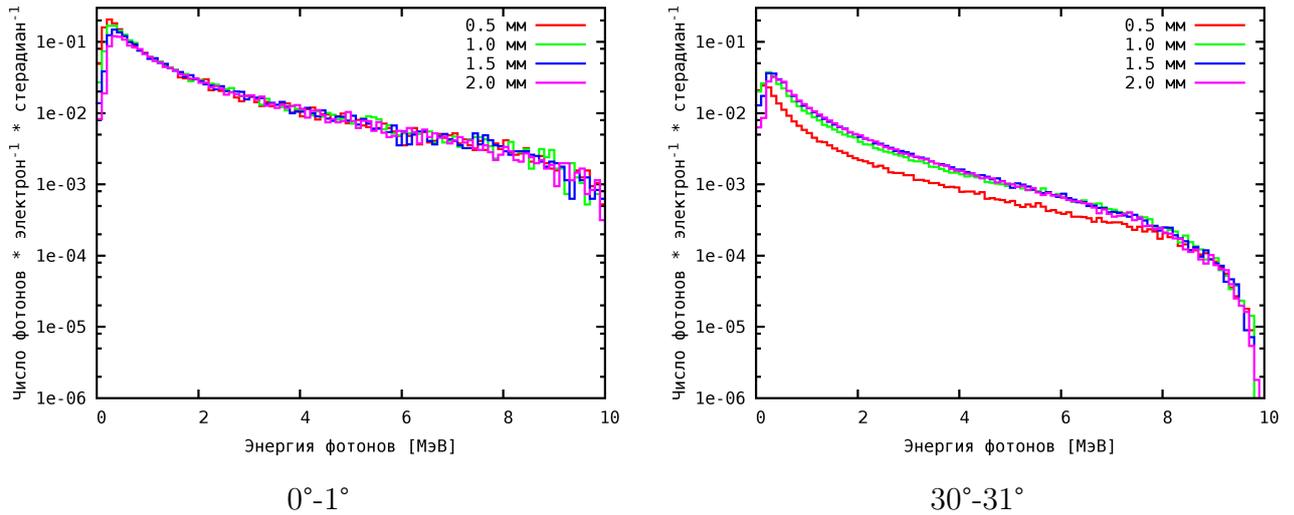


Рис. 43. Энергетические спектры тормозного излучения полученные при разных толщинах тормозной мишени из вольфрама при двух углах вылета. $T = 10$ МэВ.

ляторов соединённых с фотодиодами. В инспекционных системах обычно используются кристаллы CdWO_4 размером $3 \times 3 \times 20$ мм³ [40], $5 \times 5 \times 30$ мм³ [45].

Неорганические сцинтилляторы [92] представляют собой кристаллы неорганических солей. При взаимодействии фотона с веществом происходит ионизация и возбуждение атомов вещества. При переходах с возбуждённых на нижележащие уровни происходит излучение фотонов, в том числе световых, которые регистрируются с помощью ФЭУ или фотодиодов. В табл. 4 приведены основные свойства широко применяемых в ядерной физике сцинтилляторов: ортогерманата висмута $\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$ (BGO), вольфрамата кадмия CdWO_4 (CWO), вольфрамата свинца PbWO_4 (PWO), силиката гадолиния Gd_2SiO_5 (GSO) и ортосиликата лютеция Lu_2SiO_5 (LSO).

При выборе вещества детектора для инспекционных систем, работающих по принципу просвечивания пучками фотонов, необходимо повысить вероятность регистрации прошедшего излучения. При выборе оптимального размера единичного детектирующего элемента необходимо стремиться к улучшению геометрической разрешающей способности, т.е. к уменьшению поперечного размера единичного детектирующего элемента. Ограничивающим фактором является попадание рассеянного и вторичного излучения из соседних детектирующих элементов. Также необходимо определить максимально возможную глубину детектирующего элемента. В данном случае основным ограничивающим фактором является поглощение фотонов люминесценции в длинном кристалле сцинтиллятора.

Для определения оптимального размера детектирующего элемента было проведено моделирование энерговыделения в объёме вещества детектора. В качестве основных кандидатов рассматривались негигроскопичные неорганические сцинтилляторы перечисленные в табл. 4.

Таблица 4. Основные свойства неорганических сцинтилляторов [93–96]. Радиационная длина X_0 — средняя толщина вещества, при прохождении которой энергия электрона уменьшается в e раз. Радиус Мольера R_M — радиус цилиндра, в котором выделяется 90% энергии электромагнитного ливня. Время высвечивания τ — время, за которое интенсивность свечения сцинтиллятора уменьшается в e раз. Радиационная стойкость D — поглощенная доза ионизирующего излучения, приводящая к уменьшению световыхода в 2 раза.

Сцинтиллятор	BGO	CWO	PWO	GSO	LSO
	$\text{Bi}_3\text{Ge}_4\text{O}_{12}$	CdWO_4	PbWO_4	Gd_2SiO_5	Lu_2SiO_5
Плотность $[\text{г}/\text{см}^3]$	7.13	7.9	8.28	6.71	7.41
Гигро- скопичность	нет	нет	нет	нет	нет
Радиационная длина X_0 [см]	1.13	1.06	0.89	1.38	1.22
Радиус Мольера R_M [см]	2.26	1.99	1.96	2.24	2.07
Радиационная стойкость D [рад]	10^3-10^7	10^5-10^7	10^6	10^8-10^9	10^8
Световой выход [фотон/МэВ], для $E=662$ кэВ	$8-10 \cdot 10^3$	$1.2-2 \cdot 10^4$	11–200	10^4	$2.5-3 \cdot 10^4$
Показатель преломления	2.15	2.2–2.3	2.16–2.2	1.85	1.81
λ_{max} спектра излучения [нм]	480–505	470–540	420–530	430–440	390–440
Время высвечивания τ [нс]	300–340	5–5000	6–40	60–600	25–42
Размеры кристаллов $D \times \text{Ш}$ [мм]	400*130	200*100	180*22	100*40	32*30

Полупространство ($z \geq 0$) заполнялось исследуемым веществом. Фотоны направлялись перпендикулярно к поверхности детектора, т.е. в направлении $(0.0, 0.0, 1.0)$. Энергия фотонов $E = 10$ МэВ была выбрана как верхняя граница используемого энергетического диапазона, т.к. чем больше энергия первичного фотона — тем больше размер электромагнитного ливня. Регистрировалось пространственное распределение энерговыделения т.е. $C(x, y, z)$. В качестве координаты события использовалась “PostStepPoint”, которая в результате даёт завышенную (пессимистическую) оценку положения события от оси “z” и плоскости “oxy”.

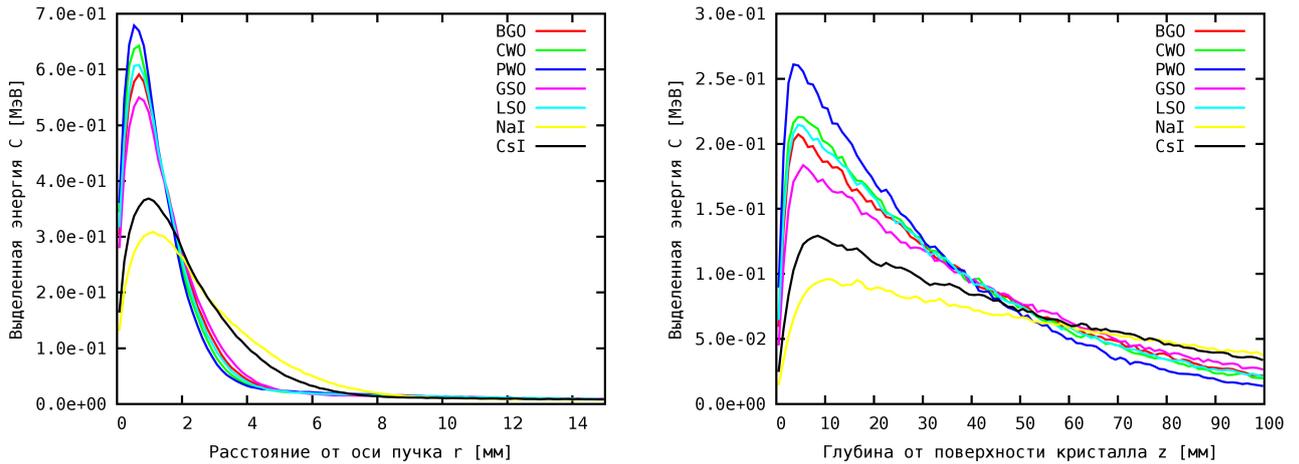


Рис. 44. Зависимость энерговыделения от радиуса и глубины детектирующего элемента. Энергия фотонов 10 МэВ. Видно, что наилучшее пространственное разрешение и наибольшая вероятность регистрации фотонов наблюдается у кристаллов вольфрамата свинца $PbWO_4$.

Затем по этим данным были построены зависимость регистрируемой энергии от предполагаемого радиуса детектирующего элемента при большой глубине и зависимость регистрируемой энергии от предполагаемой глубины детектирующего элемента, при большом поперечном размере. Полученные зависимости приведены на рис. 44.

Сравнение параметров сцинтилляторов приведённых в табл. 4 и результатов моделирования с использованием пакета GEANT4 показывает что: наибольшей вероятностью регистрации, благодаря наименьшей из рассмотренных стинтилляторов радиационной длине, обладает $PbWO_4$; этот же сцинтиллятор, благодаря наименьшему радиусу Мольера, имеет самые компактные поперечные размеры области энерговыделения. Обычно в интроскопических системах использовались кристаллы $CdWO_4$, обладающего большим световым выходом при близких прочих характеристиках. Однако, в связи с созданием детекторов Большого Адронного Коллайдера, технология производства $PbWO_4$ в больших количествах была существенно улучшена, что привело одновременно к улучшению характери-

стик и снижению стоимости. Если выбрать поперечный размер детектирующего элемента равным ~ 5 мм, полезный сигнал “расползается” только по двум соседним пикселям. Оптимальной глубиной кристалла PbWO_4 можно считать величину 30-70 мм. При меньшей глубине - значительная часть фотонов будет пролетать сквозь кристалл. Большая глубина кристалла не целесообразна, т.к. часть кристалла сверх оптимальной толщины почти не увеличивает вероятность регистрации фотонов.

3.4. Отклик детектора

После выбора оптимального вещества детектора и оптимального размера детектирующего элемента, для целей дальнейшей оптимизации интроскопической системы, необходимо промоделировать эффективность и отклик детектора. В настоящей работе моделирование отклика детектора [80] будет проводиться для детекторов из PWO размером $5 \times 5 \times 50$ мм³. Кристаллы предполагается размещать с шагом 5 мм. Для оценки сигнала, получаемого на детекторе, было проведено моделирование взаимодействия фотонов с детектором.

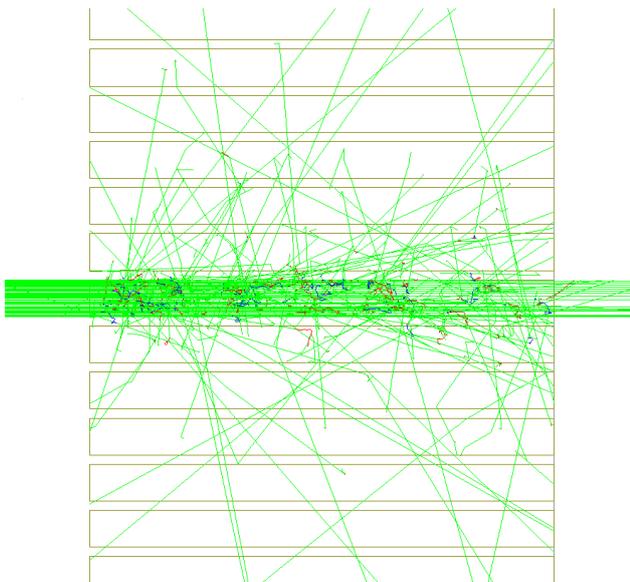


Рис. 45. Траектории частиц при взаимодействии фотонов с детектором. Зелёными линиями показаны фотоны, красными — электроны, синими — позитроны. Поперечное сечение пучка фотонов 5×5 мм². Пучок первичных фотонов изображён на рисунке слева от детектора. Справа видны покидающие область детектора непрореагировавшие с ним фотоны. Видно, что часть рассеянных и вторичных частиц взаимодействуют с соседними элементами детектора.

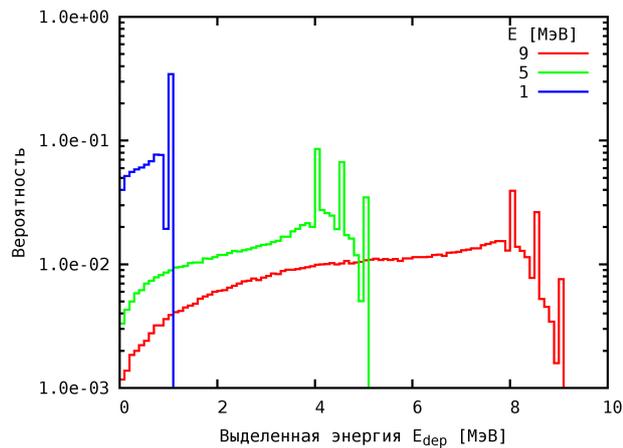


Рис. 46. Отклик детектора при некоторых энергиях фотона. Детектор - PWO размером $5 \times 5 \times 50 \text{ мм}^3$. Видны пики полного поглощения, одиночного и двойного вылета, а также т.н. комптоновская подложка.

Энергия, выделенная в кристалле детектора, преобразуется в большое количество световых фотонов, которые попадают на рабочую поверхность PiN-диода. Электрический сигнал оцифровывается и попадает в вычислительное устройство для дальнейшей обработки. Т.к. учёт точности работы АЦП, нелинейности аналоговых электрических схем, эффективности преобразования светового потока в PiN-диоде, плотности потока световых фотонов в окне PiN-диода, преломления и поглощение света на границе кристалла и PiN-диода, поглощения света в кристалле, отражения световых фотонов от стенок кристалла, зависимости световых выходов от температуры — является отдельной самостоятельной задачей, в данной работе в качестве подходящей характеристики используется выделенная в объёме детектора энергия C .

На рис. 45 изображены траектории фотонов при их взаимодействии с детектором. Энергия первичных фотонов 10 МэВ. Количество первичных фотонов 100. Видно что основная часть первичных фотонов взаимодействует с детектором и пролетает без взаимодействия только малая часть. Кроме того, часть рассеянных фотонов и вторичных частиц попадает в соседние элементы, что приводит к некоторому "размазыванию" сигнала. Для учёта влияния этого эффекта необходимо проводить операцию деконволюции изображений с функцией рассеяния, однако рассмотрение этого вопроса связано с областью обработки изображений и выходит за рамки данной работы.

На рис. 46 показан отклик детектора (т.е. распределение вероятности выделенной энергии) для различных энергий фотонов. Моделирование выполнялось для $N = 5 \cdot 10^5$ фотонов с энергиями в диапазоне 0-10 МэВ с шагом 100 кэВ. Знание отклика детектора

необходимо для того, чтобы корректно моделировать спектр возможных значений энерговыделения при получении методом Монте-Карло оценок точности измерения Z .

Глава 4.

Сравнение методов и оптимизация их параметров

4.1. Пучки монохроматических фотонов трёх энергий

Как было отмечено в работах [37, 40] и показано в работах [47, 53], использование двух энергий может быть недостаточно для однозначного определения среднего атомного номера Z вещества неизвестного объекта. Рассмотрим возможность использования монохроматических фотонов трёх энергий. Согласно выводам, сделанным в п. 1.4.5 настоящей работы, выберем из четырёх три меньших, как наиболее простых при практической реализации, значения энергии:

$$E_1 = 0.5 \text{ МэВ}, E_2 = 1.5 \text{ МэВ}, E_3 = 3.7 \text{ МэВ}.$$

Зависимости полных сечений от атомного номера Z при выбранных энергиях фотонов показаны на рис. 47.

Количества фотонов прошедших без взаимодействия через слой поглотителя:

$$N_i(D) = N_i(0) \cdot e^{-\sigma(E_i, Z) \cdot n \cdot D}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Прозрачности поглотителя:

$$K_i = \frac{N_i(D)}{N_i(0)} = e^{-\sigma(E_i, Z) \cdot n \cdot D}, \quad i = 1, 2, 3.$$

Для монохроматических фотонов справедливо следующее:

$$\ln(K_i) = -\sigma(E_i, Z) \cdot n \cdot D, \quad i = 1, 2, 3.$$

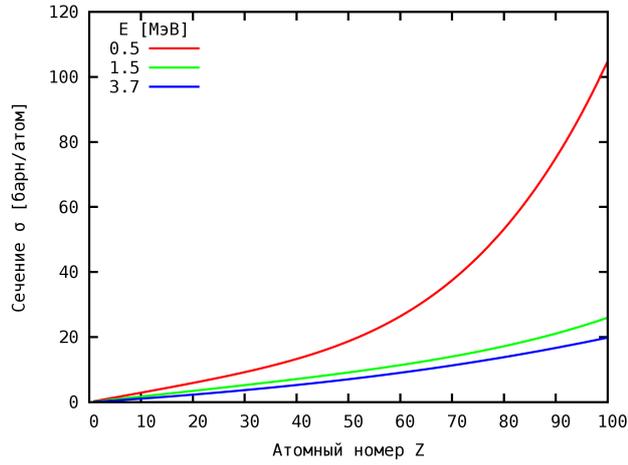


Рис. 47. Зависимости полных сечений от атомного номера при трёх энергиях фотонов: 0.5, 1.5, 3.7 МэВ.

Построим возможные соотношения полных сечений при трёх энергиях фотонов $E = 0.5, 1.5, 3.7$ МэВ:

$$R_{21} = \frac{\ln(K_2)}{\ln(K_1)} = \frac{-\sigma(E_2, Z) \cdot n \cdot D}{-\sigma(E_1, Z) \cdot n \cdot D} = \frac{\sigma(E_2, Z)}{\sigma(E_1, Z)}$$

$$R_{32} = \frac{\ln(K_3)}{\ln(K_2)} = \frac{-\sigma(E_3, Z) \cdot n \cdot D}{-\sigma(E_2, Z) \cdot n \cdot D} = \frac{\sigma(E_3, Z)}{\sigma(E_2, Z)}$$

$$R_{31} = \frac{\ln(K_3)}{\ln(K_1)} = \frac{-\sigma(E_3, Z) \cdot n \cdot D}{-\sigma(E_1, Z) \cdot n \cdot D} = \frac{\sigma(E_3, Z)}{\sigma(E_1, Z)}.$$

Графики полученных зависимостей показаны на рис. 48. Видно, что ни по одной зави-

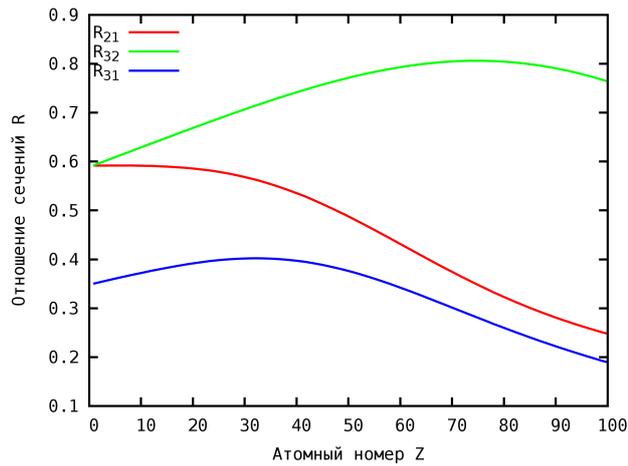


Рис. 48. Зависимости R_{21} , R_{32} и R_{31} от атомного номера Z .

симости нельзя поставить в однозначное соответствие величину соотношения R и атомный номер Z .

Однако, если построить отношение следующего вида:

$$\frac{R_{32}}{R_{21}} = \frac{\left(\frac{\ln(K_3)}{\ln(K_2)}\right)}{\left(\frac{\ln(K_2)}{\ln(K_1)}\right)} = \frac{\ln(K_3) \cdot \ln(K_1)}{\ln^2(K_2)} = \frac{\left(\frac{\sigma(E_3, Z)}{\sigma(E_2, Z)}\right)}{\left(\frac{\sigma(E_2, Z)}{\sigma(E_1, Z)}\right)} = \frac{\sigma(E_3, Z) \cdot \sigma(E_1, Z)}{\sigma^2(E_2, Z)},$$

— то получится зависимость, изображённая на рис. 49. Наблюдается однозначное соот-

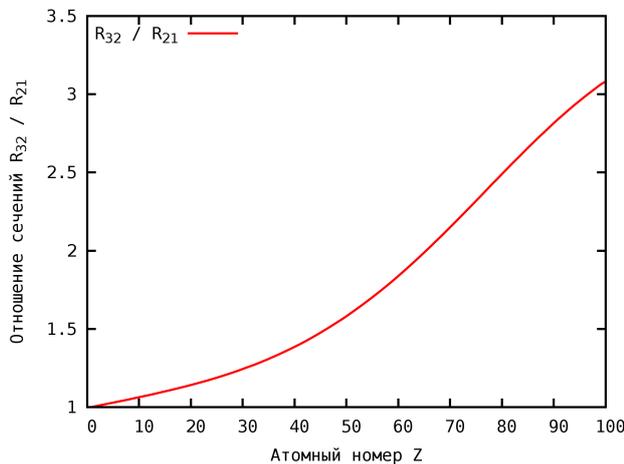


Рис. 49. Зависимость отношения R_{32}/R_{21} от атомного номера Z .

ветствие величины соотношения R и атомного номера Z . Таким образом, вычислив такое соотношение трёх измеренных прозрачностей K можно однозначно восстановить атомный номер Z неизвестного объекта.

4.2. Тормозное излучение с двумя граничными энергиями

Рассмотрим подробно возможность измерения Z объектов при просвечивании тормозным излучением с двумя разными верхними границами на примере системы описанной в работе [45]. Граничные энергии тормозного излучения в указанной работе равны 9 и 5 МэВ. Спектры тормозного излучения при этих энергиях электронов изображены на рис. 50.

Вместо построения отношения доз (13), предлагаемого в работе [44], или отношения логарифмов прозрачностей (12), предлагаемого в работе [40], более наглядным представляется описание совокупности всех возможных комбинаций прозрачностей $K(T, Z, nD)$ в виде семейства параметрических кривых, которые удобнее представлять в виде набора точек соединённых отрезками прямых. На рис. 51 показаны кривые для случая двух энергий

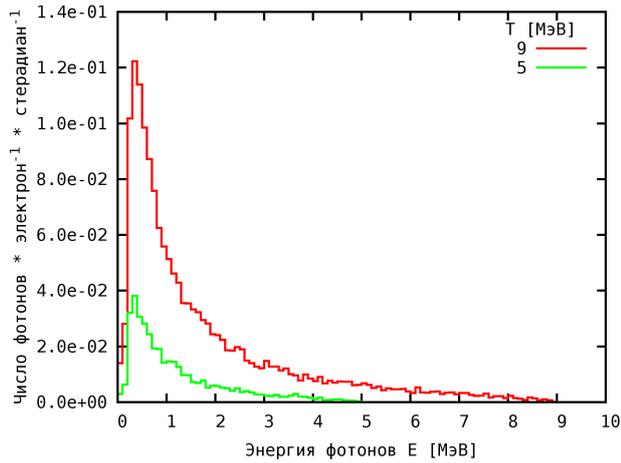


Рис. 50. Энергетические спектры тормозного излучения. Энергии электронного пучка T равны 9 и 5 МэВ, число первичных электронов при моделировании составляет 10^7 , тормозная мишень — вольфрам толщиной 1.5 мм, диапазон углов регистрации фотонов составляет 0° - 1° .

9 и 5 МэВ. Моделирование тормозного излучения описано в п. 3.2, отклика детектора — в п. 3.4. Видно что линии соответствующие разным Z могут пересекаться и накладываться

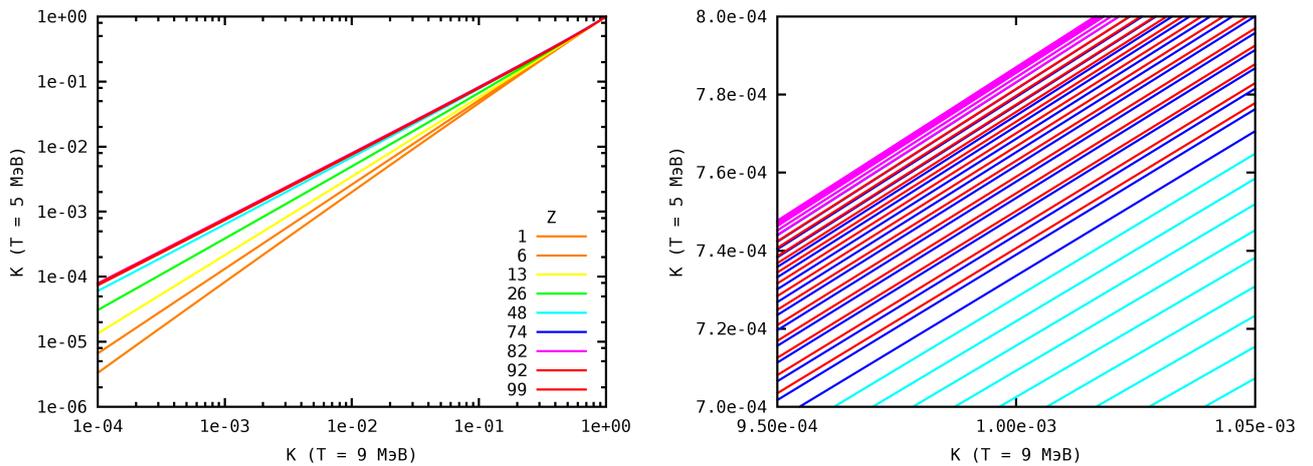


Рис. 51. Зависимости $K(T, Z, nD)$. Верхние границы T спектров энергий тормозного излучения определяются характеристиками конкретной установки и в данном случае равны 9 и 5 МэВ. Атомный номер Z меняется в пределах от 1 до 99. При изменении параметра nD одновременно изменяются обе прозрачности. Слева показаны линии соответствующие некоторым Z . Справа показан увеличенный фрагмент в области $K(T = 9 \text{ МэВ}) = 10^{-3}$, соответствующей тысячекратному ослаблению, на котором видно, что линии соответствующие $Z \leq 61$ следуют одна за другой без пересечений и наложений, а линии соответствующие $Z \geq 62$ накладываются и пересекаются с линиями из другого диапазона Z .

ся друг на друга. Следовательно для линии соответствующей определённому Z соседней

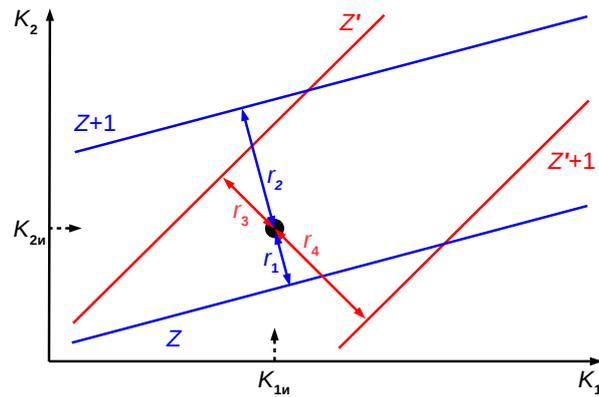


Рис. 52. Поиск наилучшего соответствия измеренной пары значений прозрачностей при двух различных энергиях определённому атомному номеру. K_1 и K_2 прозрачности при двух различных энергиях. $K_{1и}$ и $K_{2и}$ — измеренные значения прозрачности объекта. Z и Z' — параметрические кривые, соответствующие веществам из различных диапазонов. $r_1 - r_4$ — вычисляемые расстояния от точки до кривых. Наиболее вероятным считается, то значение атомного номера, которое соответствует ближайшей параметрической кривой. Видно, что в случае наложения и пересечения кривых, соответствующих различным диапазонам веществ, может возникать неоднозначность.

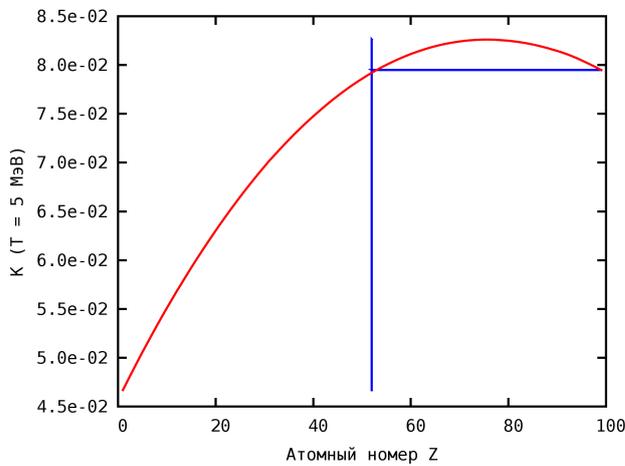
ближайшей линией будет соответствующая не $Z \pm 1$, а соответствующая веществу из другого диапазона. В некоторых случаях величина отлчия по Z у соседних линий может достигать 98. Это приводит к тому, что ближайшими к измеренной точке будут линии соответствующие различным диапазонам атомных номеров Z (рис. 52). Назовём область в которой линии соответствующие разным Z пересекаются и накладываются областью неоднозначности.

Соответствие прозрачности $K(T = 9 \text{ МэВ}) = 10^{-4}$ и толщин поглотителей из некоторых веществ приведено в табл. 5. Прозрачность понимается в смысле (7).

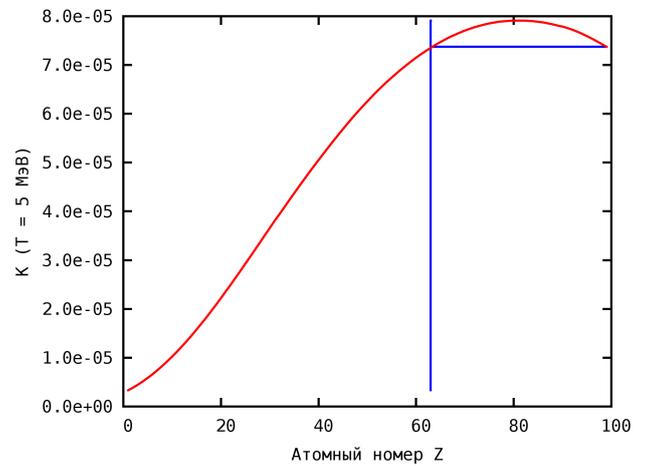
Рассмотрим зависимости $K(T = 5 \text{ МэВ})$ от атомного номера Z при некоторых фиксированных $K(T = 9 \text{ МэВ})$ (рис. 53). Видно, что в одной части графика одной паре прозрачностей соответствует единственное значение атомного номера, а в другой — два разных значения. Например, предположим, что исследуемый объект изготовлен из вещества с эффективным атомным номером 63 и при энергии тормозного пучка 9 МэВ имеет прозрачность 10^{-4} . Тогда при сопоставлении измеренных прозрачностей с заранее рассчитанными зависимостями возникнет неоднозначность. Измеренное значение Z может равновероятно соответствовать как истинному значению 63, так и ошибочному 99.

Таблица 5. Толщины D поглотителей, ослабляющих узкий пучок тормозного излучения с энергией $T = 9$ МэВ в 10^4 раз. Диапазон углов вылета тормозных фотонов $0^\circ\text{--}1^\circ$.

Материал	Z	Толщина D [см]
Графит	6	201.5
Алюминий	13	116.3
Железо	26	34.68
Кадмий	48	28.09
Вольфрам	74	11.03
Свинец	82	18.03
Уран	92	10.30



$$K(T = 9 \text{ МэВ}) = 10^{-1}$$



$$K(T = 9 \text{ МэВ}) = 10^{-4}$$

Рис. 53. Зависимости $K(T = 5 \text{ МэВ})$ от атомного номера Z при некоторых фиксированных $K(T = 9 \text{ МэВ})$. Граница области неоднозначности обозначена вертикальной синей линией. Видно, что справа от неё одному значению $K(T = 5 \text{ МэВ})$ соответствуют два разных Z .

Границы области неоднозначности в диапазоне прозрачностей $10^{-4} < K(T = 9 \text{ МэВ}) < 1$ показаны на рис. 54. Видно, что области неоднозначности соответствует существенная

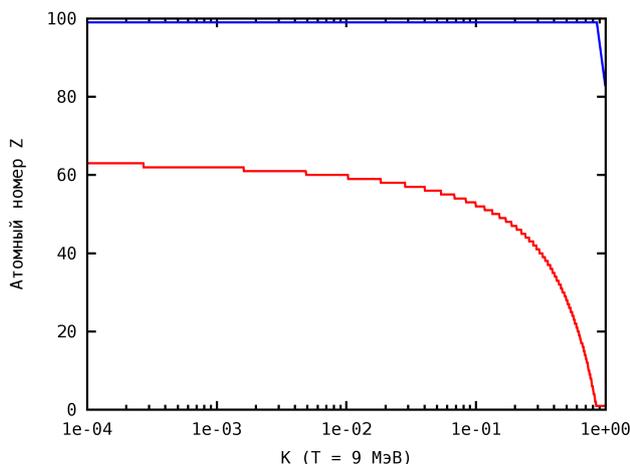


Рис. 54. Области в которых атомный номер определяется однозначно расположены справа сверху и слева внизу, т.е. над синей и под красной кривыми. Область неоднозначности расположена между кривыми и составляет 46% площади графика. Энергии электронного пучка T равны 9 и 5 МэВ.

часть всех возможных комбинаций $K(T, Z, nD)$. Таким образом можно утверждать, что в 54% всех возможных веществ и толщин атомный номер можно измерить однозначно, в пределах статистической погрешности. В 46% случаев измеренное значение Z с вероятностью 50% будет близко к истинному и с вероятностью 50% будет соответствовать совершенно другому значению из другого диапазона веществ.

Величины максимальных возможных ошибок, возникающих из-за неоднозначности при измерении атомного номера для всех возможных веществ и толщин изображены на рис. 55. При значениях прозрачности $K(T = 9 \text{ МэВ})$ близких к 1 наблюдаются наибольшие значения ошибок. Величины ошибок составляют от 0 до 98. С уменьшением прозрачности величина ошибки уменьшается. При $K(T = 9 \text{ МэВ}) = 10^{-4}$ величины возможных ошибок составляют от 0 до 36.

Для энергий 8 и 4 МэВ получаются аналогичные результаты. Область неоднозначности соответствует 49% всех возможных веществ и прозрачностей. Неопределённость для поглотителей с прозрачностью близкой к 1 в работе [40] предлагается частично уменьшить при помощи предварительной фильтрации низкоэнергетической части тормозного спектра свинцовым фильтром толщиной 4 мм. После фильтрации область неоднозначности незначительно уменьшается с 49% до 47%. Столь малое улучшение связано с тем, что установка пластины приводит всего лишь к исключению из рассмотрения области прозрачностей, близких к 1.

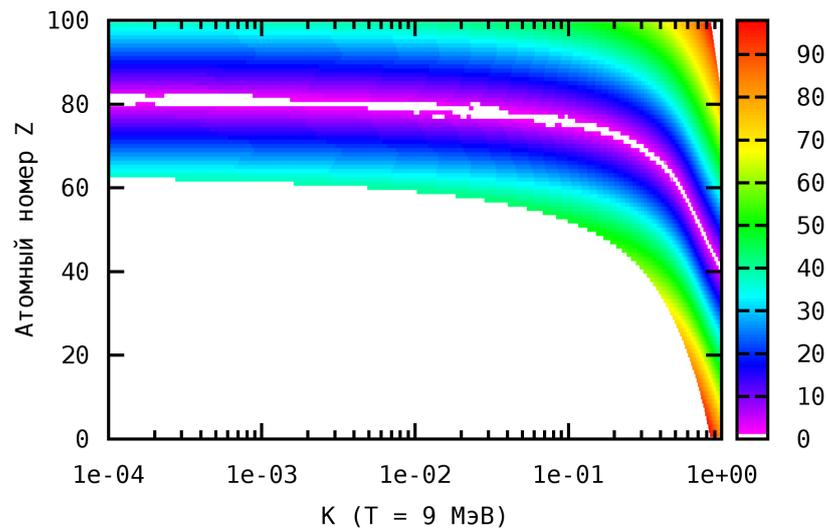


Рис. 55. Зависимость абсолютной величины максимальной возможной ошибки измерения атомного номера в диапазоне прозрачностей $10^{-4} < K(T = 9 \text{ МэВ}) < 1$ для $1 \leq Z \leq 99$. Области, в которых имеется возможность однозначно измерять атомный номер, оставлены белыми. В областях, выделенных цветом, атомный номер измеряется принципиально неоднозначно. Величина возможной ошибки, возникающей с вероятностью 50%, обозначена цветом. Видно, что величина вероятной ошибки может достигать значения 98. Энергии электронного пучка T равны 9 и 5 МэВ.

Применение метода разности фотонов [50,97] приводит лишь к незначительному уменьшению области неоднозначности с 46% до 45% всех возможных случаев. Незначительность улучшения связана с тем, что непосредственно измеряемых независимых величин две $K(T = 9 \text{ МэВ})$ и $K(T = 5 \text{ МэВ})$, неизвестных величин также две Z и nD , а энергетические зависимости полных сечений взаимодействия являются монотонными при $150 \text{ кэВ} < E < < 10 \text{ МэВ}$ только для $Z \leq 22$. Также следует помнить, что применение метода разности фотонов приводит к накоплению ошибок [51,98].

Расширение этого метода — использование квазимонохроматических фотонов, получаемых при аннигиляции позитронов на лету [99–101]. Однако площадь аннигиляционного пика существенно меньше тормозной части спектра. Поэтому применение данного метода может дать лишь малозаметное преимущество, при значительном усложнении конструкции интроскопической установки.

4.3. Тормозное излучение с тремя граничными энергиями

Рассмотрим возможность измерения атомного номера неизвестных объектов при просвечивании тормозным излучением с тремя разными верхними границами. Наибольшую энергию возьмём равной 9 МэВ для удобства сравнения с методом, описанным в [45]. Наименьшую энергию выберем равной 3 МэВ, как обладающую достаточной проникающей способностью и при этом меньшую, чем 3.7 МэВ. Промежуточную энергию возьмём равной 6 МэВ, как среднюю между 3 и 9 МэВ. Соответствующие спектры приведены на рис. 56.

Построим зависимости, аналогичные изображённым на рис. 51 для тормозных спектров с верхними границами 9, 6 и 3 МэВ. Для трёх энергий, совокупность всех возможных комбинаций $K(T, Z, nD)$ в пределах $10^{-4} < K(T = 9 \text{ МэВ}) < 1$ и $1 \leq Z \leq 99$ представляет собой семейство параметрических кривых в трёхмерном пространстве прозрачностей. Результат показан на рис. 57. Каждая линия соответствует определённому атомному номеру. Три измеренных значения прозрачностей описывают точку в трёхмерном пространстве. Для каждой измеренной точки осуществляется поиск ближайшей линии. Значение атомного номера, соответствующее этой линии, рассматривается как наиболее вероятное значение эффективного атомного номера исследуемого объекта.

На рис. 58 показаны значения прозрачностей $K(T = 3 \text{ МэВ})$ и $K(T = 6 \text{ МэВ})$ при некоторых фиксированных $K(T = 9 \text{ МэВ})$. Можно видеть, что при использовании трёх энергий линии, соответствующие разным Z не накладываются и не пересекаются. Две “конкурирующих” группы кривых, которые, при использовании только двух энергий, на-

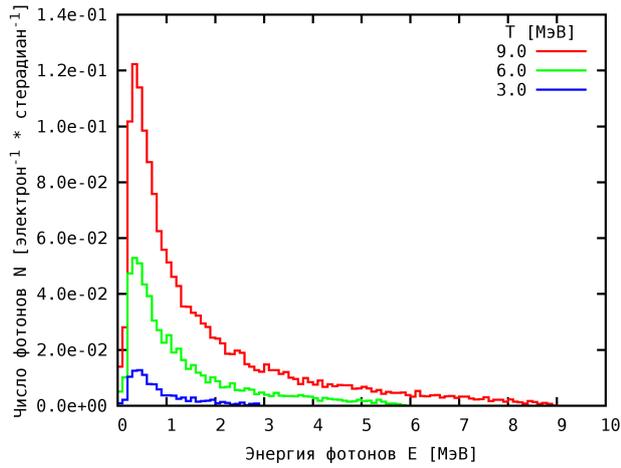


Рис. 56. Энергетические спектры тормозного излучения. Энергии электронного пучка T равны 9, 6 и 3 МэВ, число первичных электронов при моделировании составляет 10^7 , тормозная мишень — вольфрам толщиной 1.5 мм, диапазон углов регистрации фотонов составляет 0° - 1° .

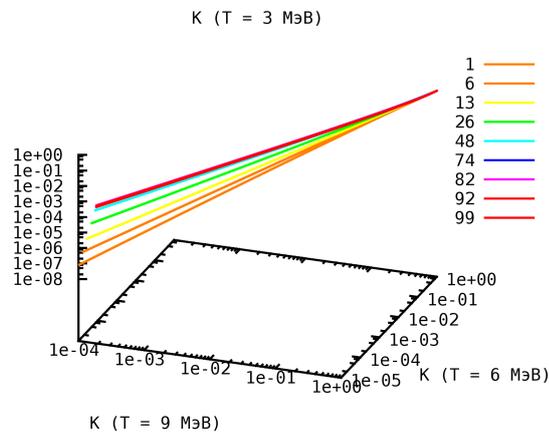


Рис. 57. Семейство параметрических кривых описывающих изменение трёх прозрачностей объектов из различных веществ (H, C, Al, Fe, Cd, W, Pb, U, Es). Параметром задающим совместное изменение всех трёх прозрачностей K является количество вещества nD . Верхние границы тормозного излучения T равны 9, 6 и 3 МэВ.

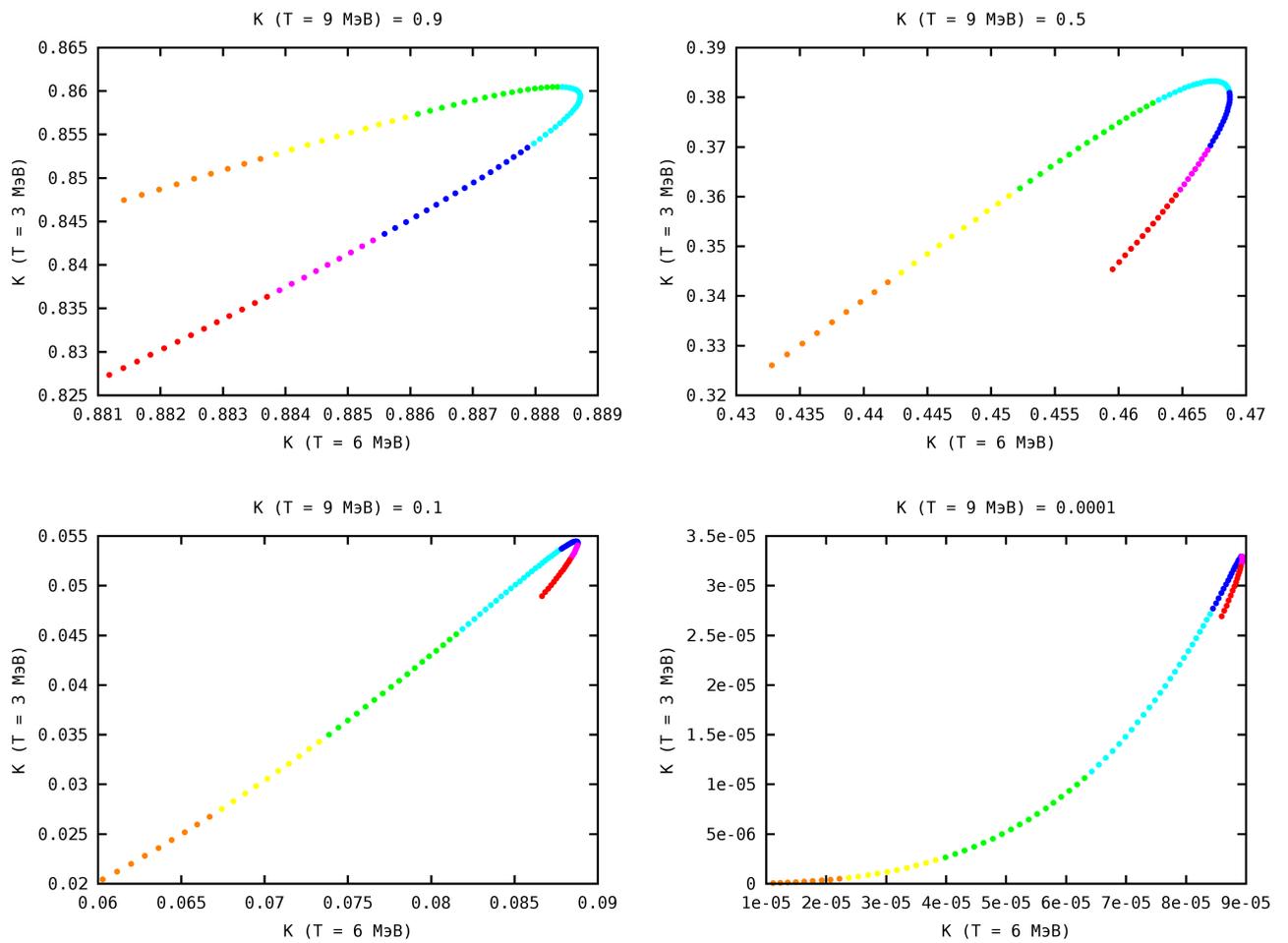


Рис. 58. Прозрачности $K(T = 3 \text{ МэВ})$ и $K(T = 6 \text{ МэВ})$ при некоторых фиксированных $K(T = 9 \text{ МэВ})$. Различными цветами обозначены различные группы веществ.

кладываются одна на другую в двухмерном пространстве прозрачностей, при использовании трёх энергий отстоят друг от друга на некотором расстоянии в трёхмерном пространстве прозрачностей. Это позволяет, при низком уровне статистического разброса значений измеренных прозрачностей, избежать неоднозначности при измерении атомного номера.

4.4. Статистические флуктуации

Ошибки при измерении атомного номера Z неизвестных объектов возможны по нескольким причинам:

- Неоднозначность методов основанных на просвечивании объектов тормозным излучением с двумя разными верхними границами.
- Существенные искажения могут возникать из-за нестабильности параметров ускорителя (энергия, ток, положение пучка) и детектирующей системы. Изменения температуры и влажности, скачки напряжения, электромагнитные помехи могут приводить к подобным изменениям. Следовательно, эти важные параметры необходимо в процессе просвечивания непрерывно контролировать и учитывать влияние их изменения.
- Вклад рассеянного излучения зависит от конструктивных особенностей конкретной инспекционной системы. Применение коллиматоров позволяет уменьшить влияние излучения рассеянного от окружающих предметов. Ослабление рассеянного под малыми углами излучения зависит от расстояния между объектом, в котором происходит рассеяние, и детектором. Это расстояние заранее не известно и ограничивается поперечными размерами контейнера или вагона, а также расстоянием от внешней стенки до линейки детекторов.
- Таким образом, основным фактором влияющим на точность измерения Z и поддающимся предварительной оценке в рамках данной работы, являются статистические флуктуации.

Чтобы оценить возможные отклонения при измерении Z , возникающие из-за статистической природы физических процессов, необходимо большое количество раз повторить процедуру измерения Z , используя наборы экспериментальных или полученных в результате моделирования данных. Моделирование с использованием GEANT4 позволяет получать результат с большой точностью соответствующий экспериментальным измерениям. Имеется возможность проследить за каждой частицей и разделить вклады от различных процессов. Однако иногда необходимое расчётное время для набора достаточной статистики настолько велико, что подобное моделирование теряет смысл.

Возникла необходимость разработать быстрый алгоритм, дающий результаты, совпадающие с результатами работы GEANT4. Была написана программа, генерирующая возможные значения энергий, выделяющихся в детекторе. В качестве базового использует

ся генератор случайных чисел из библиотеки GNU Scientific Library [102, 103], алгоритм MT19937 [104]. Результатом работы программы является серия значений дозы в детекторе после прохождения слоя поглотителя. Распределение значений совпадает с таковым полученным в результате моделирования на GEANT4. Следовательно, генерируемые программой значения можно использовать для имитации возможных сигналов с детектора.

Таким образом, оставляя в рассмотрении только регистрацию излучения, прошедшего без взаимодействия через поглотитель, и, пренебрегая рассеянными и вторичными частицами, а также прочими сложноучитываемыми факторами, достигается существенное, на три и более порядков, сокращение расчётного времени. Следует однако учесть, что оценки точности измерения Z , основанные на сгенерированных подобным образом значениях, являются оценками «сверху», т.е. весьма оптимистичными. Полученные оценки показывают предельные возможности того или иного метода. В реальных условиях, разброс измеренных значений прозрачностей K будет больше и, следовательно, точность измерения Z будет хуже.

4.5. Измерение Z в каждом пикселе

Рассмотрим возможность измерения атомного номера Z независимо в каждом пикселе, т.е. без применения алгоритмов обработки изображения. Для сравнения возможностей методов, просвечивающих неизвестные объекты двумя ($T = 9$ и 5 МэВ) и тремя ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) пучками тормозного излучения, была проведена серия численных экспериментов. Тормозные спектры получены для вольфрамовой мишени толщиной 1.5 мм (п. 3.2). Направление регистрации тормозных фотонов 0° - 1° . Средняя суммарная мощность пучка электронов для всех энергий выбрана равной 5 кВт, что эквивалентно среднему току 500 мкА электронов с кинетической энергией 10 МэВ. Такие значения тока и мощности являются слишком большими для практического применения в досмотровых комплексах, однако, при рассмотрении общей задачи интроскопии, позволяют выявить отличия в возможностях различных методов. Количество первичных электронов обратно пропорционально их энергии. Частота переключения энергий ускорителя - 200 и 300 Гц соответственно. Расстояние от тормозной мишени до линейки детекторов - 11 м (п. 3.1). Детектор — линейка PbWO_4 размером $5 \times 4 \times 50$ мм³ установленных с шагом 5 мм (п. 3.4). Таким образом все сравниваемые методы находятся в равных условиях — табл. 6. Число испытаний 10000 .

В качестве критерия точности используем среднеквадратичное отклонение Z_{err} измеренных значений Z_i от истинного атомного номера Z_{real} вещества, из которого изготовлен

просвечиваемый объект:

$$Z_{\text{err}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^m (Z_i - Z_{\text{real}})^2}{m - 1}},$$

где: m - количество испытаний. Чем меньше Z_{err} тем лучше.

Таблица 6. Количество фотонов, попадающих на один детектирующий элемент (пиксель) площадью $0.5 \times 0.4 \text{ см}^2$ в отсутствие поглотителя за одно измерение для методов $T = 9, 5 \text{ МэВ}$ и $T = 9, 6, 3 \text{ МэВ}$

Энергия (Метод) [МэВ]	N
$T = 9 (9, 5)$	$4.58 \cdot 10^6$
$T = 5 (9, 5)$	$1.96 \cdot 10^6$
$T = 9 (9, 6, 3)$	$3.05 \cdot 10^6$
$T = 6 (9, 6, 3)$	$1.75 \cdot 10^6$
$T = 3 (9, 6, 3)$	$6.10 \cdot 10^5$

Железо толщиной 1 см

Рассмотрим подробно измерение Z в каждом пикселе поглотителя из железа толщиной 1 см. На рис. 59 чёрными точками изображены сгенерированные значения прозрачностей для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ). Цветными линиями изображены теоретические значения прозрачностей. Хорошо видно, что в данной области линии соответствующие веществам в области железа накладываются и пересекаются с линиями, соответствующими совершенно другим Z . Даже при увеличении среднего тока пучка или времени измерения неоднозначность будет сохраняться. Кроме того, линии соответствующие веществам в области $Z \sim 77$, расположены плотнее, чем линии соответствующие веществам в области $Z \sim 26$, вследствие чего вероятность ошибочного измерения Z будет более 50%. Это хорошо видно на рис. 60.

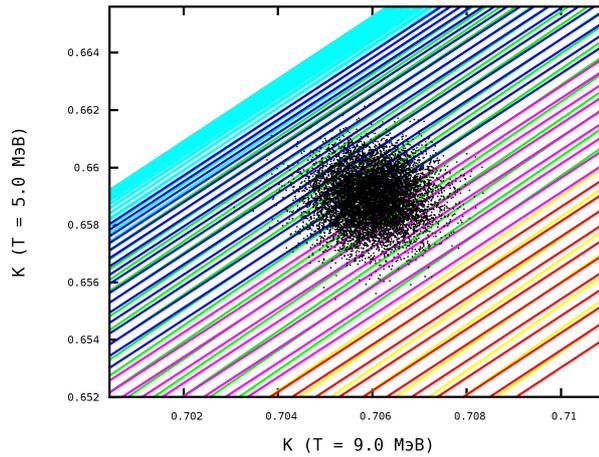


Рис. 59. Сгенерированные значения прозрачностей для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) — чёрные точки. Теоретические значения прозрачностей — цветные линии. Поглотитель — железо толщиной 1 см. Видно что линии соответствующие Z из разных групп веществ накладываются и пересекаются.

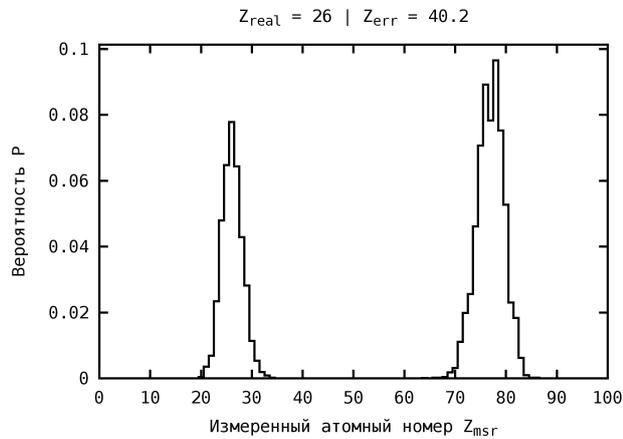


Рис. 60. Распределение вероятностей, измеренных Z в каждом пикселе для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ). Поглотитель — железо толщиной 1 см. В более чем 50% случаев результатом измерения будет значение $Z \approx 77$. Т.е. абсолютная ошибка по Z может составлять ~ 51 . Среднеквадратичное отклонение измеренных Z_{msr} от истинного Z_{real} составляет 40.2 .

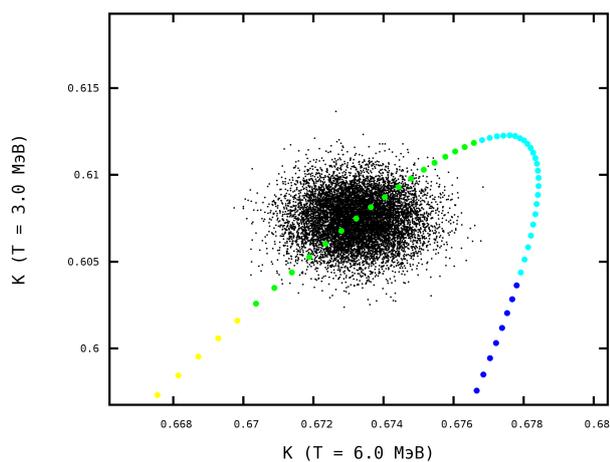


Рис. 61. Сгенерированные значения прозрачностей для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) — чёрные точки. Теоретические значения прозрачностей рассчитанные для среднего значения сгенерированных прозрачностей $K(T = 9$ МэВ) — цветные точки. Поглотитель — железо толщиной 1 см. Наложений и пересечений теоретических прозрачностей не наблюдается.

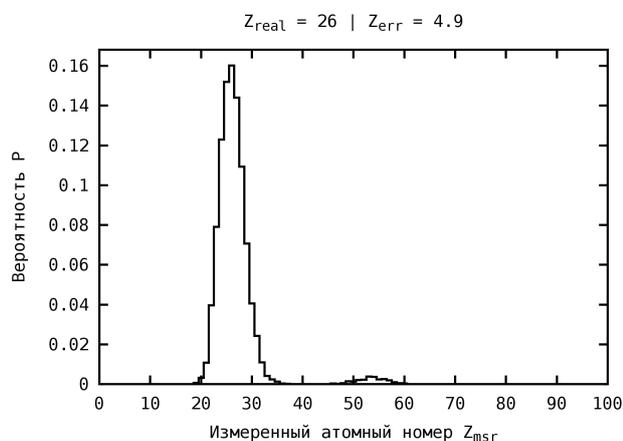


Рис. 62. Распределение вероятностей, измеренных Z в каждом пикселе для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ). Поглотитель — железо толщиной 1 см. С небольшой вероятностью результатом измерения будет значение $Z \approx 53$. Т.е. абсолютная ошибка по Z может составлять ~ 27 . Среднеквадратичное отклонение измеренных Z_{msr} от истинного Z_{real} составляет 4.9 .

На рис. 61 чёрными точками изображены сгенерированные значения прозрачностей для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ). Для удобства изображена проекция сгенерированных значений на плоскость. Цветными точками изображены теоретические значения прозрачностей, соответствующие среднему значению $K(T = 9$ МэВ) сгенерированных прозрачностей. Видно, что сгенерированные значения группируются возле точек, соответствующих веществам в области $Z \sim 26$. Только некоторые точки расположены ближе к другой “конкурирующей” группе веществ. По сути это разделение “конкурирующих” групп веществ и является основным преимуществом метода, использующего три и более энергии T . Распределение вероятностей измеренных Z в каждом пикселе для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) изображено на рис. 62. Хорошо видно, что в данном случае вероятность ошибочного определения атомного номера является незначительной. Таким образом, в случае поглотителя из железа толщиной 1 см, метод использующий три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) обладает значительным преимуществом.

Аналогичным образом далее рассмотрены возможности двух методов ($T = 9$ и 5 МэВ) и ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) для измерения атомного номера на примере поглотителей из железа толщиной 20 см (рис. 63) и поглотителей из урана толщиной 1 (рис. 64) и 5 см (рис. 65). Видно, что, за исключением случая большого ослабления пучка поглотителем с большим Z , метод с тремя энергиями обладает заметным преимуществом.

Железо толщиной 20 см

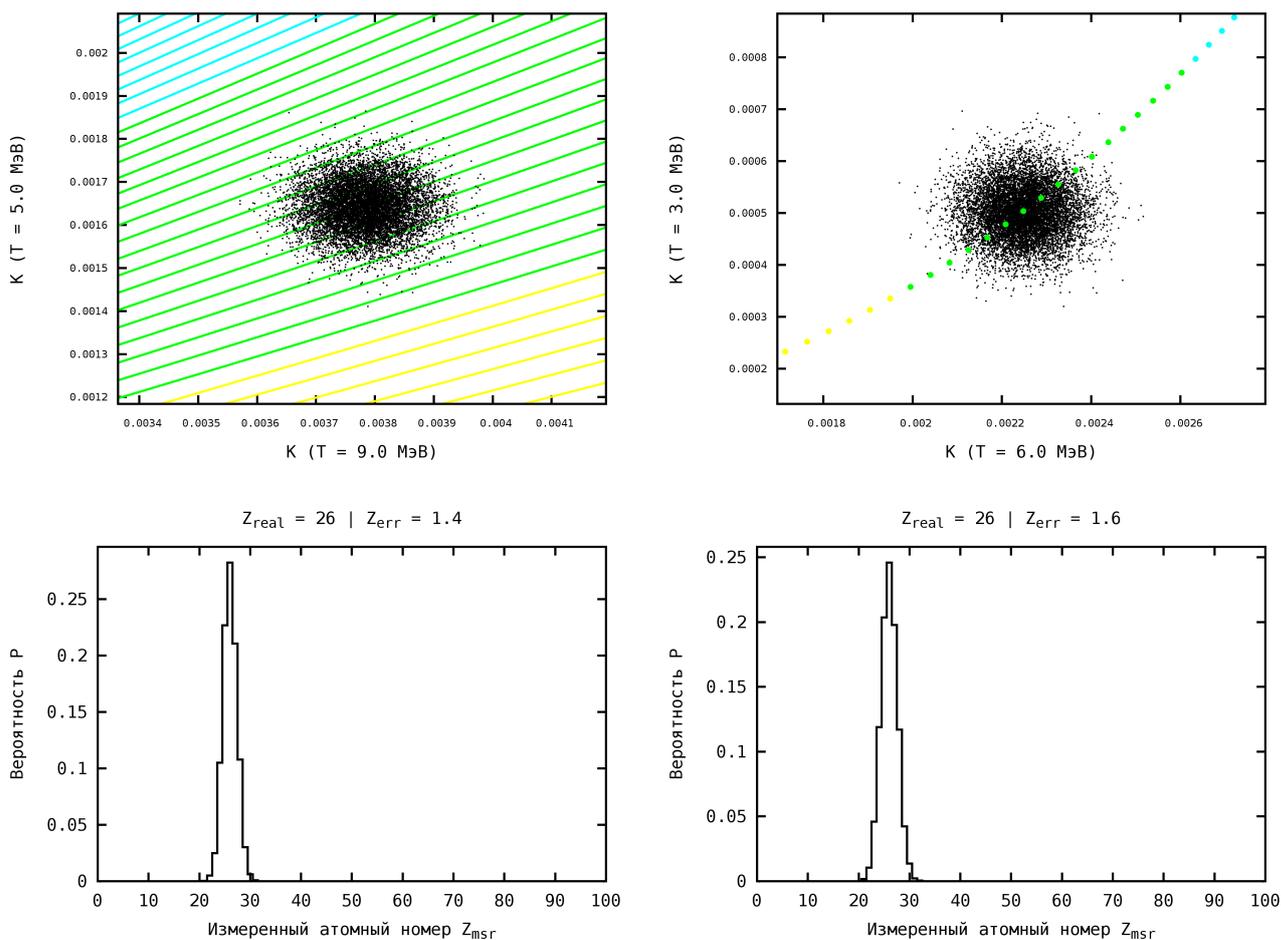


Рис. 63. Сравнение точности измерения Z в каждом пикселе для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) — слева, и для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) — справа. Поглотитель — железо толщиной 20 см. Видно, что сгенерированные точки для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) попадают в область, где линии, соответствующие теоретическим значениям прозрачностей, не накладываются и не пересекаются. Среднеквадратичные отклонения измеренных Z_{msr} от истинного Z_{real} составляют 1.4 ($T = 9$ и 5 МэВ) и 1.6 ($T = 9, 6$ и 3 МэВ). Отличия в точности измерения Z можно считать несущественными.

Уран толщиной 1 см

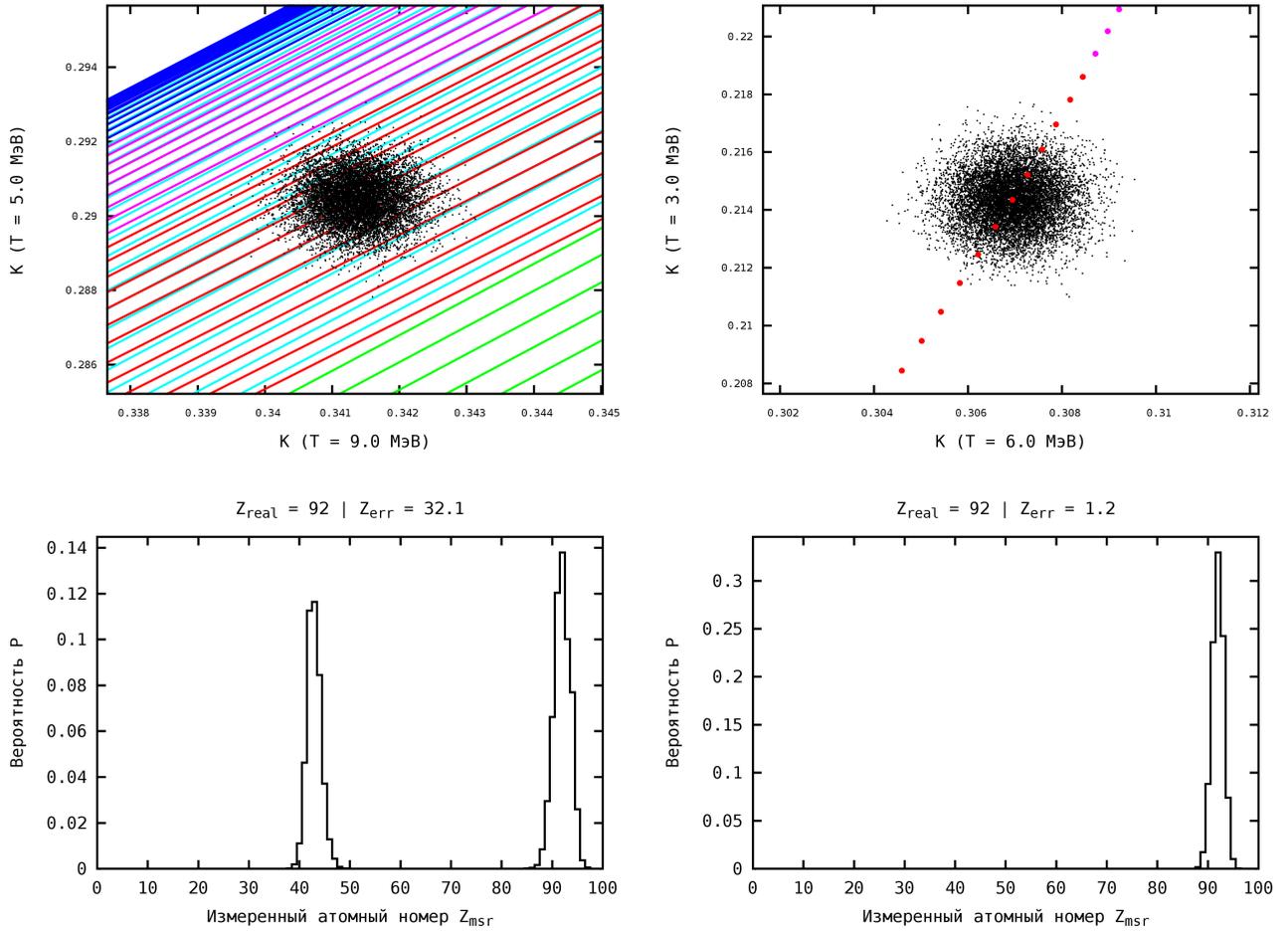


Рис. 64. Сравнение точности измерения Z в каждом пикселе для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) — слева, и для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) — справа. Поглотитель — уран толщиной 1 см. Видно, что сгенерированные точки для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) попадают в область, где линии, соответствующие теоретическим значениям прозрачностей, накладываются и пересекаются, что приводит к неоднозначности. В $\sim 50\%$ случаев результатом измерения будет значение $Z \approx 43$. Т.е. абсолютная ошибка по Z может составлять ~ 49 . Средне-квадратичные отклонения измеренных Z_{msr} от истинного Z_{real} составляют 32.1 ($T = 9$ и 5 МэВ) и 1.2 ($T = 9, 6$ и 3 МэВ). В данном случае, метод, использующий три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) обладает явным преимуществом.

Уран толщиной 5 см

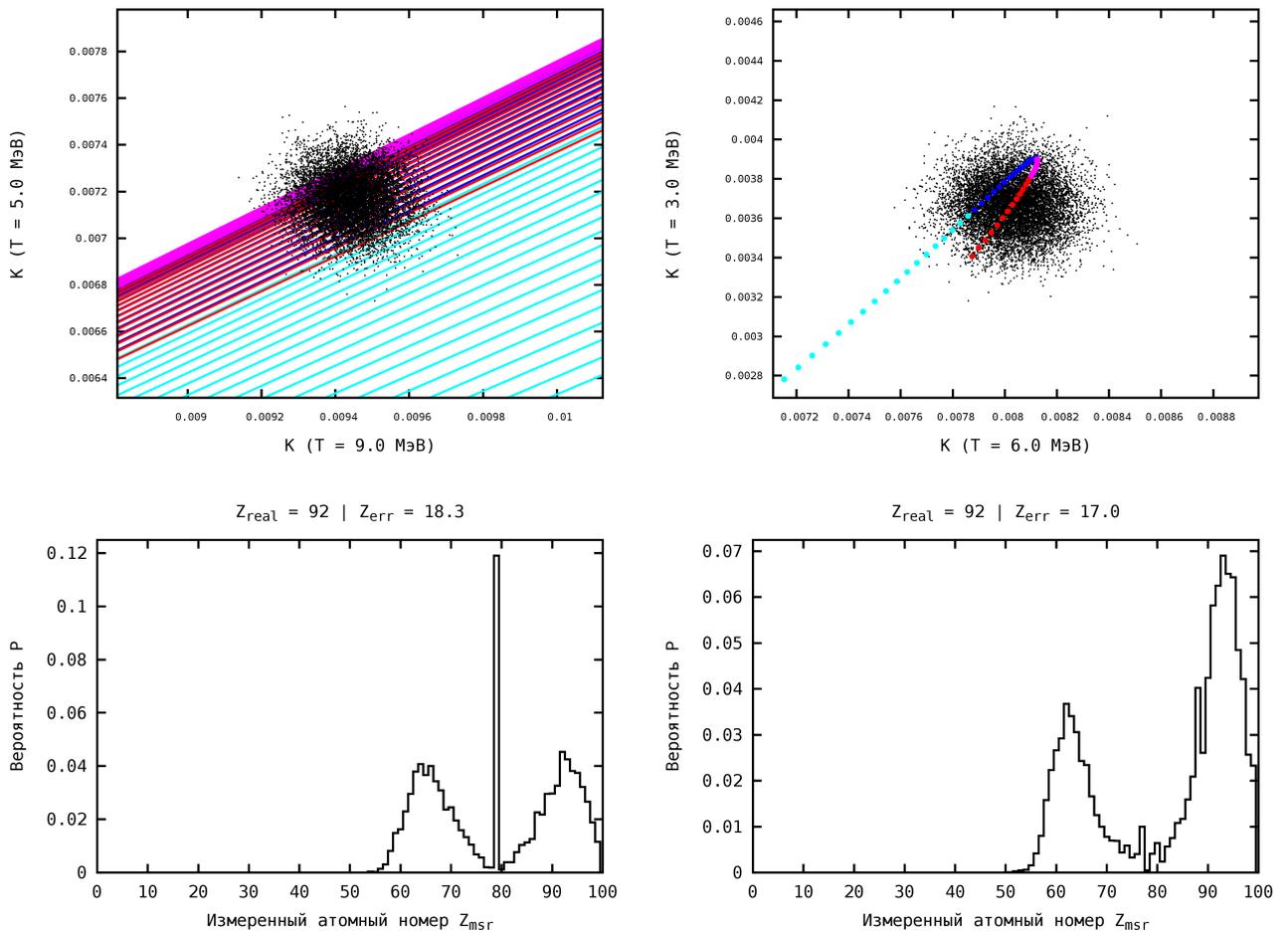


Рис. 65. Сравнение точности измерения Z в каждом пикселе для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) — слева, и для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) — справа. Поглотитель — уран толщиной 5 см. Видно, что сгенерированные точки для метода, использующего две энергии ($T = 9$ и 5 МэВ) попадают в область, где линии, соответствующие теоретическим значениям прозрачностей, накладываются и пересекаются, что приводит к неоднозначности. Точкам, вышедшим за пределы теоретических зависимостей, приписывается значение $Z = 79$, ближайшей к ним крайней линии. Что выражается в появлении узкого пика в гистограмме. В данной области прозрачностей линии, соответствующие веществам с большим Z , расположены существенно плотнее, чем для веществ с небольшим Z и сгенерированные точки для метода, использующего три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) захватывают обе “конкурирующие” группы веществ. Средне-квадратичные отклонения измеренных Z_{msr} от истинного Z_{real} составляют 18.3 ($T = 9$ и 5 МэВ) и 17 ($T = 9, 6$ и 3 МэВ). В данном случае, метод использующий три энергии ($T = 9, 6$ и 3 МэВ) обладает незначительным преимуществом.

4.6. Уменьшение уровня статистических флуктуаций

Как было показано выше, измерение Z в каждом пикселе изображения даёт не всегда удовлетворительные результаты. Для методов, использующих две энергии, неоднозначность является характерной особенностью, и достоверно измерять Z можно только в части случаев. Всё, что попадает в область неоднозначности, приходится считать опасными объектами. Для метода, базирующегося на просвечивании тормозным излучением с несколькими (≥ 3) разными верхними границами, подобная неоднозначность может проявляться из-за статистических отклонений, возникающих по причине недостаточной мощности ускорителя.

Для повышения вероятности обнаружения опасных объектов и уменьшения вероятности ложных срабатываний необходимо уменьшить влияние статистических шумов. Увеличение тока и соответственно мощности ускорителя возможно только до определённых разумных пределов. Таким образом, возникает необходимость обработки полученных изображений с целью уменьшения влияния шумов.

Алгоритмы сглаживания для данной задачи не подходят, т.к., обеспечивая хорошее визуальное качество, они искажают изображение на границах контрастных областей, что приводит к существенным ошибкам при измерении атомного номера.

Алгоритмы сегментации позволяют находить контрастные по интенсивности или цвету области изображения. Хорошие результаты по поиску границ объектов даёт многомасштабное выделение перепадов интенсивности изображений с помощью непрерывного или дискретного вэйвлет-преобразования [105, 106]. Перепады должны определять замкнутые контуры, которые описывают границы каждой однородной области. Измеренные значения могут усредняться по каждой замкнутой области, что позволяет уменьшить разброс измеренных значений. Однако методы обработки изображений являются отдельной обширной областью, и их подробное рассмотрение выходит за рамки данной работы.

4.7. Выбор оптимальных энергий

В п. 4.5 были рассмотрены возможности измерения атомного номера Z в каждом элементе детектора (пикселе изображения) т.е. без специальной обработки изображения (сглаживание, удаление шумов, сегментация и т.п.). Было показано, что в пределах статистической погрешности, метод трёх энергий позволяет однозначно измерять атомный номер по сравнению с методом двух энергий. На рис. 65 видно, что при уменьшении прозрачности растут ошибки из-за уменьшения количества фотонов, достигающих детектора. Особенно сильно это выражено для веществ с большим атомным номером.

Рассмотрим влияние значений энергий на точность измерения Z . Выполним оптимизацию значений энергий для случая двух и трёх энергий. В качестве тестового объекта выберем куб со стороной 10 см из урана. Ослабление тормозного спектра с верхней границей 9 МэВ при прохождении слоя урана толщиной 10 см составляет $\sim 10^4$. Тормозные спектры получены для вольфрамовой мишени толщиной 1.5 мм (п. 3.2). Направление регистрации тормозных фотонов 0° - 1° . Средняя суммарная мощность пучка электронов выбрана равной 5 кВт, что эквивалентно среднему току 500 мкА электронов с кинетической энергией 10 МэВ. Количество первичных электронов обратно пропорционально их энергии. Частота переключения энергий ускорителя - 200 и 300 Гц соответственно. Расстояние от тормозной мишени до линейки детекторов - 11 м (п. 3.1). Детектор — линейка PbWO_4 размером $5 \times 4 \times 50$ мм³ установленных с шагом 5 мм (п. 3.4). Число испытаний 10000. Измеренные в каждом пикселе значения прозрачностей усредняются по площади боковой грани куба, что уменьшает статистический разброс измеренных прозрачностей в 20 раз, т.к. площадь боковой грани куба в 400 раз больше площади одного пиксела.

Однако следует учесть, что, как было показано ранее, метод двух энергий не позволяет однозначно измерять атомный номер объектов с характеристиками, попадающими в область неоднозначности. Объекты из урана как раз относятся к этой категории объектов. Поэтому в качестве второго критерия точности выберем минимальное возможное значение измеренного атомного номера $\min\{Z_{\text{msr}}\}$, которое является нижней границей области неоднозначности, при данной величине ослабления. Практическим следствием неоднозначности является неизбежное объявление любого объекта с $Z > \min\{Z_{\text{msr}}\}$ опасным. Применение второго критерия позволит выбрать значения энергий, при которых область неоднозначности будет иметь наименьшие размеры. Чем больше $\min\{Z_{\text{msr}}\}$, тем лучше.

4.7.1. Тормозное излучение с двумя граничными энергиями

Большую энергию возьмём равной 10 МэВ как обеспечивающую наибольшее количество фотонов и наибольшую проникающую способность. В табл. 7 приведены среднеквадратичные ошибки для различных значений меньшей энергии. Видно, что при $T_L = 1.0$ МэВ опасными придётся объявлять вообще все объекты с $1 \leq Z \leq 99$. Наименьший размер области неоднозначности наблюдается при $T_L = 5.5$ МэВ — т.е. опасными должны быть объявлены объекты с $67 \leq Z \leq 99$. Z_{err} слабо меняется в пределах T_L от 5 до 8.5 МэВ и имеет слабо выраженный минимум при $T_L = 7.5$ МэВ. $\min\{Z_{\text{msr}}\}$ также слабо меняется в пределах T_L от 3.5 до 7.5 МэВ и слабо выраженный максимум при $T_L = 5.5$ МэВ. При использовании только двух энергий неоднозначность является неустранимой — в данном случае будем ориентироваться на нижнюю границу $\min\{Z_{\text{msr}}\}$ области неоднозначности. Таким образом, оптимальными значениями энергий для метода двух энергий можно счи-

Таблица 7. Влияние значения меньшей энергии T_L на точность измерения Z . Тестовый объект — куб из урана со стороной 10 см. Большая энергия $T_H = 10$ МэВ.

T_L [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$	T_L [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$
1.0	74.6	1	5.5	14.7	67
1.5	28.3	41	6.0	14.4	66
2.0	24.0	53	6.5	14.6	66
2.5	19.5	60	7.0	14.1	64
3.0	17.9	62	7.5	13.8	65
3.5	16.2	65	8.0	14.1	62
4.0	16.1	65	8.5	14.8	60
4.5	15.7	66	9.0	16.0	57
5.0	15.1	66	9.5	18.2	54

тать:

$$T_H = 10 \text{ МэВ}$$

$$T_L = 5.5 \text{ МэВ.}$$

Однако, следует заметить, что выбор оптимальных значений граничных энергий тормозного излучения зависит от значения большей энергии, которое определяется требуемой проникающей способностью интроскопической установки и предельно допустимой мощностью дозы. Например, при значении большей энергии равном 6 МэВ — оптимальным значением меньшей энергии будет 3.5 МэВ. Данными параметрами обладает импульсный линейный ускоритель описанный в [81] для инспекционно-досмотрового комплекса описанного в [42].

4.7.2. Тормозное излучение с тремя граничными энергиями

Большую энергию возьмём равной 10 МэВ как обеспечивающую наибольшее количество фотонов и наибольшую проникающую способность. Рассмотрим влияние меньшей T_L и средней T_M энергий на точность измерения Z уранового куба со стороной 10 см. В табл. 8 приведены среднеквадратичные ошибки для различных значений меньшей энергии. В табл. 9 и 10 приведены среднеквадратичные ошибки для различных значений средней энергии.

Таблица 8. Влияние значения меньшей энергии T_L на точность измерения Z . Тестовый объект — куб из урана со стороной 10 см. Большая энергия $T_H = 10$ МэВ. Средняя энергия $T_M = 5.5$ МэВ. Оптимальными можно считать $T_L = 1.5$ и 2 МэВ

T_L [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$
1.0	13.3	66
1.5	6.2	67
2.0	4.4	66
2.5	6.8	65
3.0	9.1	65
3.5	10.7	65
4.0	11.9	66
4.5	12.6	66
5.0	13.8	66

Таблица 9. Влияние значения средней энергии T_M на точность измерения Z . Тестовый объект — куб из урана со стороной 10 см. Большая энергия $T_H = 10$ МэВ. Меньшая энергия $T_L = 1.5$ МэВ. Оптимальным можно считать $T_M = 5.5$ МэВ

T_M [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$	T_M [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$
2.0	18.1	51	6.0	6.3	64
2.5	9.6	59	6.5	6.5	64
3.0	8.1	63	7.0	6.8	63
3.5	7.0	64	7.5	7.4	62
4.0	6.6	64	8.0	8.2	61
4.5	6.6	64	8.5	10.2	57
5.0	6.3	65	9.0	11.9	54
5.5	6.2	65	9.5	14.6	49

Таблица 10. Влияние значения средней энергии T_M на точность измерения Z . Тестовый объект — куб из урана со стороной 10 см. Большая энергия $T_H = 10$ МэВ. Меньшая энергия $T_L = 2.0$ МэВ. Оптимальным можно считать $T_M = 5.5$ МэВ

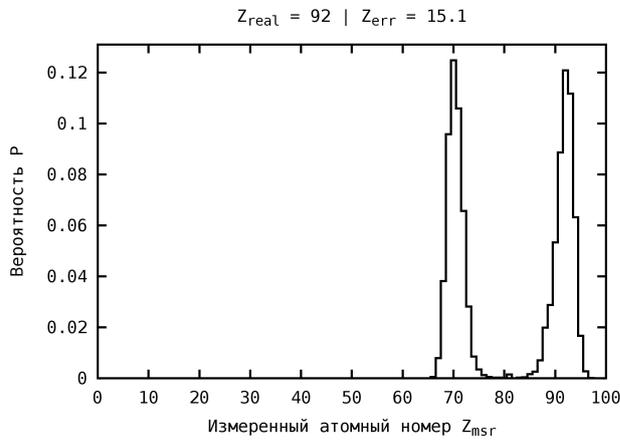
T_M [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$	T_M [МэВ]	Z_{err}	$\min\{Z_{\text{msr}}\}$
2.5	10.8	59	6.0	4.7	65
3.0	7.2	63	6.5	4.7	66
3.5	6.1	64	7.0	4.9	63
4.0	5.1	65	7.5	5.7	63
4.5	5.0	65	8.0	7.0	60
5.0	4.7	66	8.5	9.3	57
5.5	4.5	65	9.0	11.9	56

При значениях $\min\{Z_{\text{msr}}\} \geq 64$ наблюдается выраженный минимум $Z_{\text{err}} \approx 4.4$, соответствующий значениям энергий:

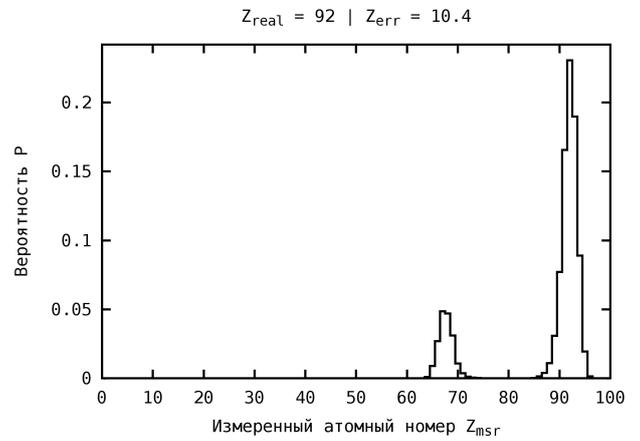
$$\begin{aligned}
 T_H &= 10 \text{ МэВ} \\
 T_M &= 5.5 \text{ МэВ} \\
 T_L &= 2 \text{ МэВ}.
 \end{aligned}
 \tag{21}$$

Эти значения верхних границ пучков тормозного излучения и будем считать оптимальными для метода трёх энергий.

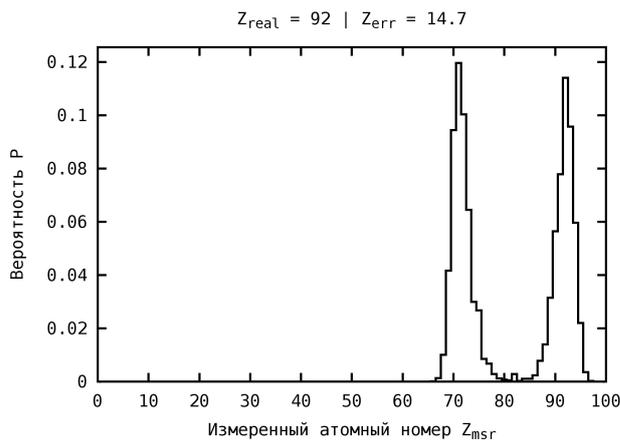
На рис. 66 приведены распределения вероятностей измеренных значений Z уранового куба со стороной 10 см при некоторых энергиях тормозных пучков. В табл. 11 приведены количества фотонов и среднеквадратичные отклонения измеренных значений атомного номера Z_i от истинного значения. Видно, что оптимизация не привела к заметному улучшению точности метода двух энергий. Это связано с тем, что линии “конкурирующих” групп веществ лежат в одной плоскости. Оптимизация метода трёх энергий привела к заметному улучшению. Это связано с тем, что линии “конкурирующих” групп веществ находятся на максимально возможном расстоянии друг от друга в трёхмерном пространстве прозрачностей при оптимизированных значениях энергий (21).



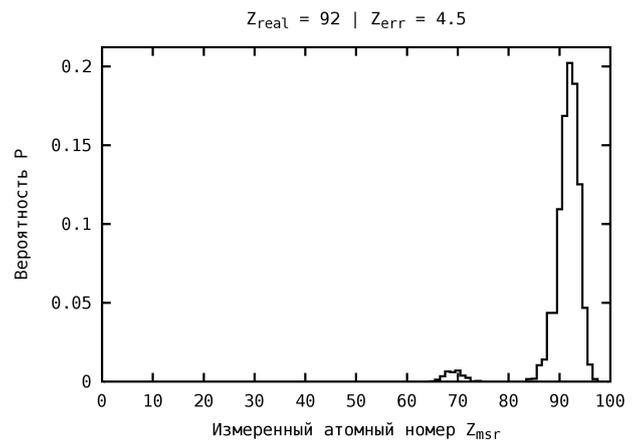
$T = 9,5 \text{ МэВ [45]}$



$T = 9,6,3 \text{ МэВ [47]}$



$T = 10,5,5 \text{ МэВ}$



$T = 10,5,5,2 \text{ МэВ}$

Рис. 66. Сравнение распределений вероятностей измеренных значений Z десятисантиметрового уранового куба при некоторых энергиях тормозных пучков. Средняя мощность ускорителя 5 кВт. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации.

Таблица 11. Количество фотонов попадающих на площадь $10 \times 10 \text{ см}^2$ в отсутствие поглотителя за одно измерение при различном числе и значениях энергий при средней мощности ускорителя 5 кВт, а также среднеквадратичные отклонения Z_{err} измеренных значений атомного номера Z_i от истинного значения.

Энергии T_e [МэВ]	N_γ	Z_{err}
9	$1.8 \cdot 10^9$	15.1
5	$7.9 \cdot 10^8$	
10	$2.0 \cdot 10^9$	14.7
5.5	$8.9 \cdot 10^8$	
9	$1.2 \cdot 10^9$	10.4
6	$7.0 \cdot 10^8$	
3	$2.4 \cdot 10^8$	
10	$1.4 \cdot 10^9$	4.5
5.5	$5.9 \cdot 10^8$	
2	$1.3 \cdot 10^8$	

4.8. Сравнение в широком динамическом диапазоне

Проведём сравнение точности измерения атомного номера Z методов, использующих две и три энергии в широком диапазоне толщин поглотителей и мощностей ускорителя. Энергии сравниваемых методов приведены в табл. 12. Сравнение проведём при сред-

Таблица 12. Количества и значения энергий ускорителя сравниваемых методов.

Количество энергий	Энергия ускорителя T [МэВ]	
2	9, 5	[45]
2	10, 5.5	Настоящая работа, п. 4.7
3	9, 6, 3	[47]
3	10, 5.5, 2	Настоящая работа, п. 4.7

них суммарных мощностях ускорителя 100 Вт, 10 кВт и 1 МВт. Изменение мощности на два порядка соответствует изменению величины статистического разброса измеряемых прозрачностей на один порядок. Оценка точности измерения Z проводилась независимо для каждого пикселя без какой либо специальной обработки изображений прозрачностей. Максимальное суммарное количество фотонов наблюдается при энергиях ускорителя 10 и 5.5 МэВ. При этих энергиях и средней суммарной мощности ускорителя 100 Вт на один пиксель детектора за одно измерение приходится $1.5 \cdot 10^5$ тормозных фотонов. Мощностям 10 кВт и 1 МВт соответствует $1.5 \cdot 10^7$ и $1.5 \cdot 10^9$ фотонов. Вместо увеличения мощности ускорителя можно, в соответствующее количество раз, увеличивать время, затрачиваемое на просвечивание.

Вещества для тестовых объектов возьмём следующие: графит ($Z = 6$), алюминий ($Z = 13$), железо ($Z = 26$), кадмий ($Z = 48$), вольфрам ($Z = 74$), свинец ($Z = 82$) и уран ($Z = 92$). Форму объектов выберем в виде клина переменной толщины. Толщина каждого клина равномерно меняется от нуля до некоторого максимального значения. Толщина поглотителя равная нулю соответствует прозрачности равной единице. Максимальная толщина выбирается соответствующей прозрачности 10^{-4} для тормозного излучения с энергией 9 МэВ. Прозрачность понимается в смысле (7). На рис. 67, для примера, приведены изображения результата регистрации тормозных фотонов, прошедших через тестовые объекты.

На рис. 68 приведены изображения результата измерения Z в каждом пикселе для рассматриваемых методов при средней суммарной мощности пучка 100 Вт. Аналогичные изображения для средней суммарной мощности пучка 10 кВт и 1 МВт приведены на рис. 69 и 70

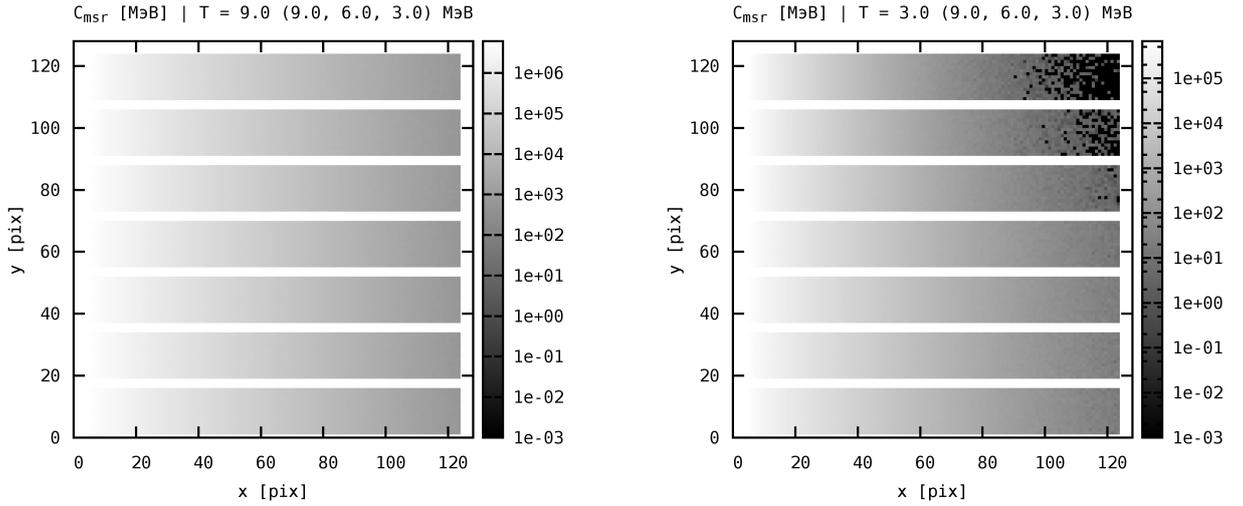


Рис. 67. Изображение суммарной энергии, выделенной в каждом пикселе детектора фотонами, прошедшими через тестовые объекты без взаимодействия. Тормозное излучение регистрируется в направлении 0° - 1° . Верхние границы энергий тормозного излучения 9 и 3 МэВ. Минимальная толщина каждого клина равна 0. Материалы и максимальные толщины [см]: графит 201.5 (верхний объект), алюминий 116.3, железо 34.68, кадмий 28.09, вольфрам 11.03, свинец 18.03, уран 10.30 (нижний объект). Атомный номер объектов на изображении увеличивается сверху вниз. Толщина объектов на изображении увеличивается слева направо. Минимальная прозрачность всех объектов для спектра 9 МэВ составляет 10^{-4} .

При очень маленькой средней суммарной мощности ускорителя, оба метода дадут неприемлемый результат из-за невозможности просвечивать объекты. В случае небольшой мощности ускорителя, метод трёх энергий оказывается как минимум не хуже, а в области небольших толщин заметно лучше чем метод двух энергий. При увеличении количества фотонов, приходящихся на элемент изображения за одно измерение, за счёт увеличения мощности ускорителя или увеличения времени просвечивания, у метода двух энергий неоднозначность измерения Z сохраняется, а у метода трёх энергий постепенно исчезает область, в которой причиной неоднозначности является исключительно статистический характер рассматриваемых процессов.

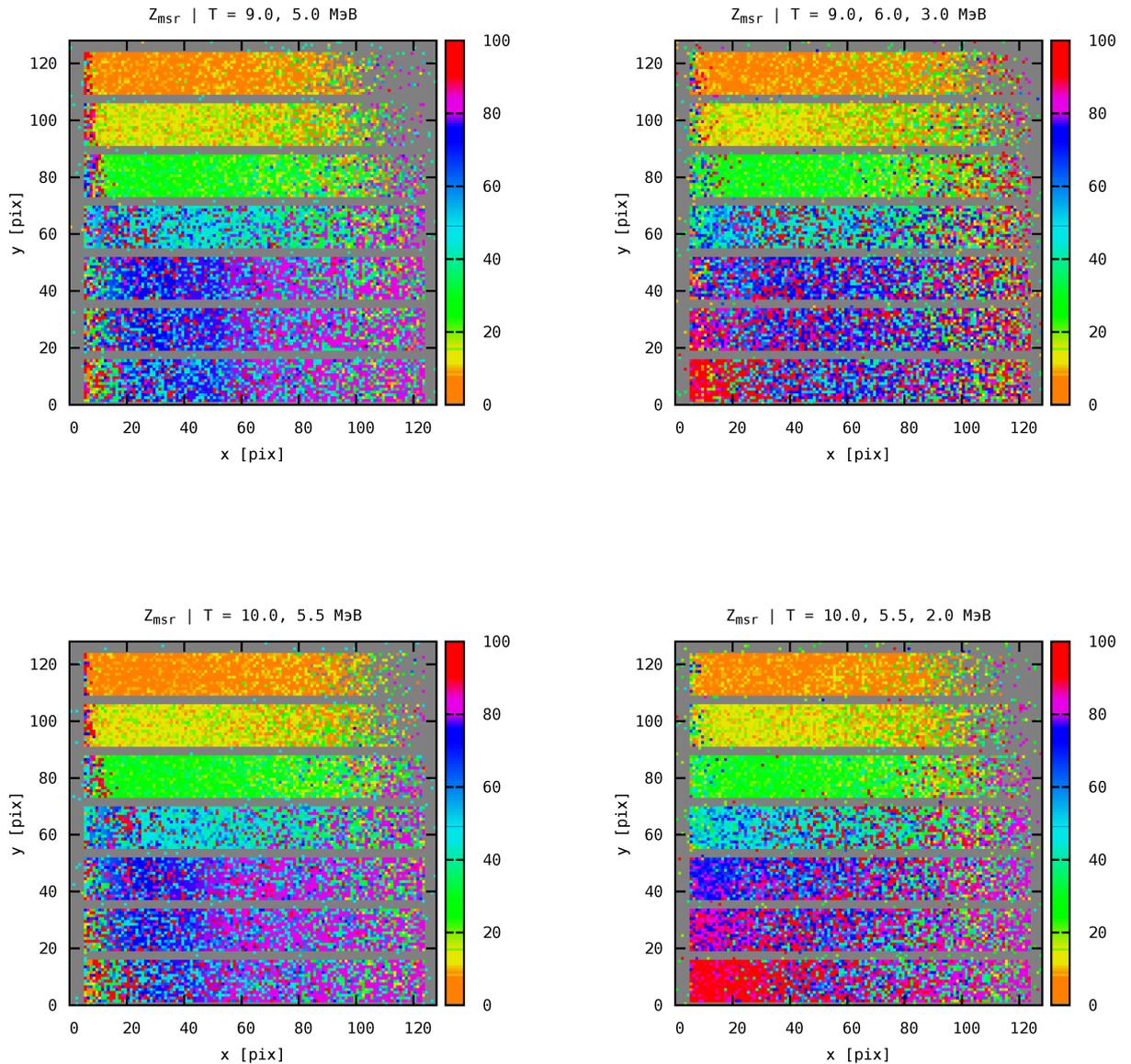


Рис. 68. Изображения результата измерения Z в каждом пикселе. Объекты — см. рис. 67. Средняя суммарная мощность ускорителя 100 Вт, что соответствует максимальному суммарному количеству фотонов на пиксел $1.5 \cdot 10^5$ у метода 10 и 5.5 МэВ. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации. Средняя мощность пучка 100 Вт соответствует среднему току 10 мкА при энергии 10 МэВ. Подобная мощность является легко реализуемой. Видно, что метод трёх энергий, даже при столь малой мощности ускорителя, позволяет заметно уменьшить неоднозначность в области малых толщин. Кроме того, оптимизация практически не сказалась на методе двух энергий. Для метода трёх энергий оптимизация привела к уменьшению ошибок в измерении Z . Область устойчивого измерения Z увеличилась.

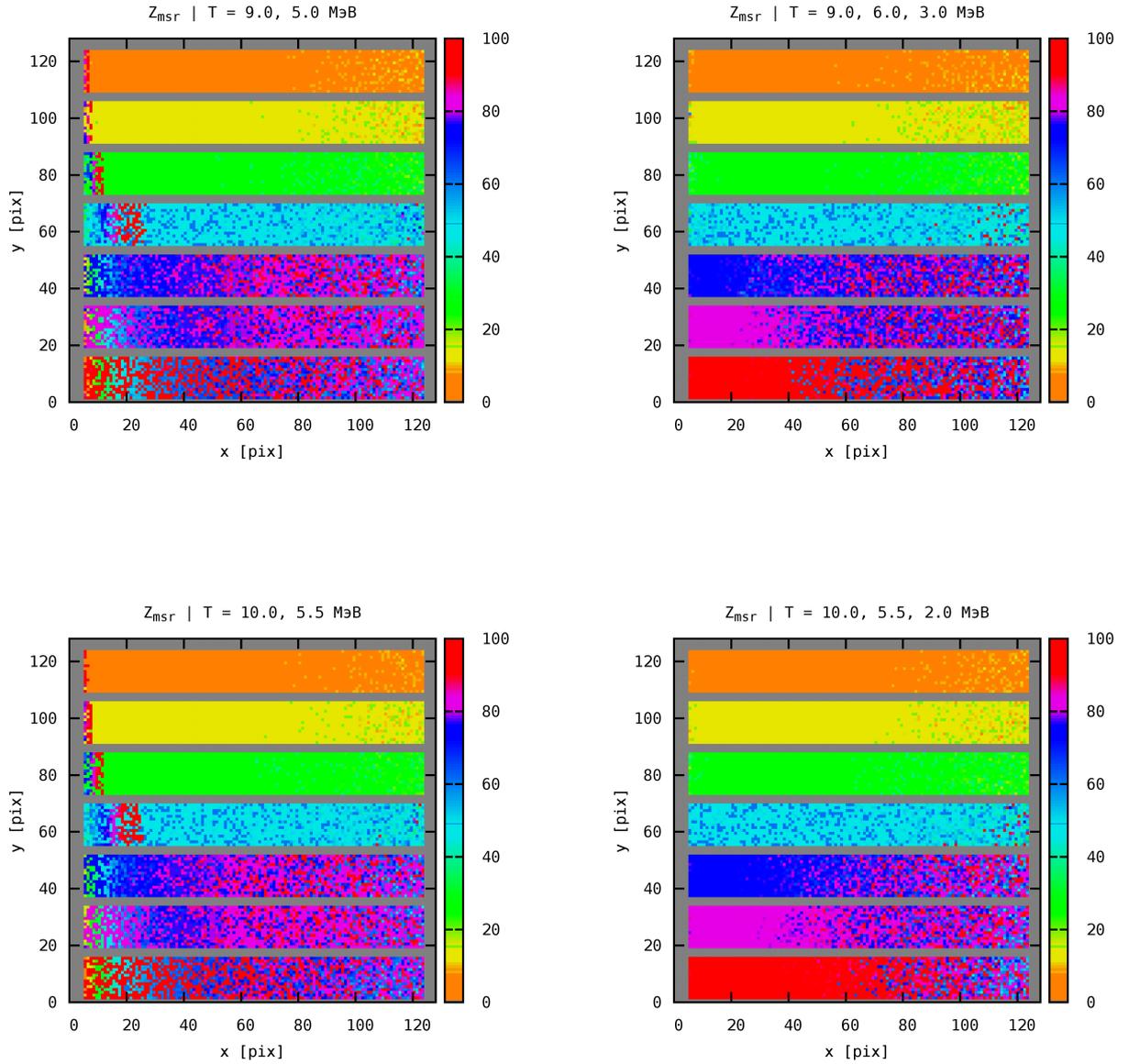


Рис. 69. Изображения результата измерения Z в каждом пикселе. Объекты — см. рис. 67. Средняя суммарная мощность ускорителя 10 кВт, что соответствует максимальному суммарному количеству фотонов на пиксел $1.5 \cdot 10^7$ у метода 10 и 5.5 МэВ. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации. Средняя мощность пучка 10 кВт соответствует среднему току 1 мА при энергии 10 МэВ. Видно, что при данной мощности ускорителя метод трёх энергий имеет существенное преимущество. Неоднозначность в области больших толщин веществ с большим Z носит статистический характер.

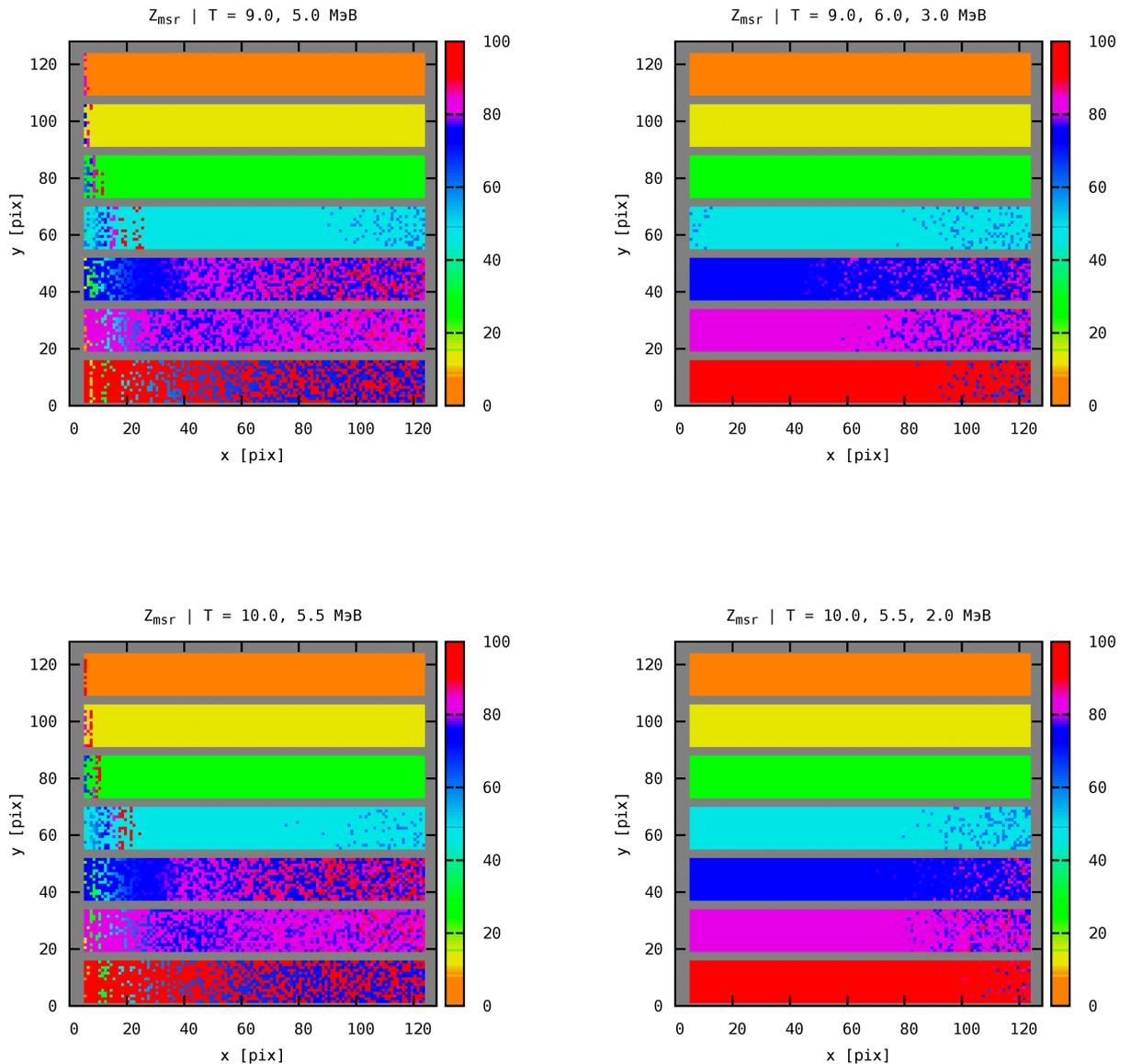


Рис. 70. Изображения результата измерения Z в каждом пикселе. Объекты — см. рис. 67. Средняя суммарная мощность ускорителя 1 МВт, что соответствует максимальному суммарному количеству фотонов на пиксел $1.5 \cdot 10^9$ у метода 10 и 5.5 МэВ. Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации. Средняя мощность пучка 1 МВт соответствует среднему току 0.1 А при энергии 10 МэВ. Результаты при такой мощности приведены для демонстрации потенциальных возможностей метода трёх энергий. Даже при такой мощности пучка метод двух энергий не позволяет однозначно различать и идентифицировать вещества в большом количестве случаев. У метода трёх энергий почти исчезает статистическая неоднозначность в области больших толщин веществ с большим Z .

Заключение

Разработка эффективных методов исследования внутренней структуры и состава различных объектов является важной задачей. Особую актуальность это направление получило в последние полтора десятилетия. В результате интенсивных исследований и разработок были предложены многочисленные методы, основанные на различных физических принципах. Большая часть этих методов обладает недостатками, ограничивающими возможности применения: либо низкой эффективностью, либо сложностью реализации, либо побочными эффектами. В настоящее время, наиболее успешным является метод измерения атомного номера Z и количества вещества nD , посредством просвечивания тормозным излучением с двумя граничными энергиями.

Основной целью данной диссертационной работы являлось сравнение возможностей различных методов и оптимизация параметров интроскопических систем для исследования крупногабаритных объектов. Для выполнения данной работы была разработана методика и создан комплекс программ, позволяющих оценивать точность измерения атомного номера Z при различных значениях параметров интроскопической системы. В рамках данной диссертационной работы исследовалось влияние количества различных энергий, значения энергий и токов пучка ускорителя. Также, аналогичные оценки получены для фотонов от радиоактивных источников.

С использованием пакета GEANT4 было выполнено моделирование тормозного излучения для различных значений пучка электронов и различных толщин тормозной мишени-конвертора из вольфрама. Получены энергетические и угловые зависимости. Проведена оптимизация толщины тормозной мишени. Также с использованием GEANT4 проведено моделирование регистрации фотонов различными сцинтилляторами, осуществлён выбор оптимального вещества для детектора. Были смоделированы отклики детекторов, использовавшихся как в экспериментах, так и для оптимизации количества и значений энергий.

Использование GEANT4 позволяет моделировать процессы, происходящие в интроскопической установке с достаточной для подобных целей точностью. Однако это требует значительных вычислительных ресурсов. Для преодоления этого, в рамках данной работы был разработан комплекс программ, позволяющий моделировать спектр возможных значений энерговыделения от фотонов в детекторе после ослабления в заданном объекте.

Также, разработанный комплекс программ позволяет получать оценки наиболее вероятного значения атомного номера Z просвечиваемых объектов.

С помощью разработанного комплекса программ были проведены анализ и сравнение принципиальных возможностей различных вариантов интроскопических установок. Проведен анализ сечений процессов взаимодействия фотонов разных энергий с атомами различных веществ. Выполнена оптимизация количества и значений граничных энергий тормозного излучения. Впервые получены количественные оценки улучшения точности измерения Z при просвечивании тормозным излучением с тремя разными граничными энергиями по сравнению с двумя. Впервые показано, что использование трёх энергий уменьшает неоднозначность интерпретации результатов измерений полученных на ускорителе электронов с перестраиваемой энергией. Аналогичный вывод сделан для интроскопических систем на основе радиоактивных источников. Показаны области применимости различных методов.

Впервые проведены эксперименты по просвечиванию объектов тормозным излучением с тремя и четырьмя значениями граничных энергий. Также были выполнены эксперименты по просвечиванию объектов фотонами от радиоактивных источников. Результаты экспериментов полностью подтверждают необходимость использования трёх энергий как тормозного излучения так и фотонов от радиоактивных источников.

В дальнейших исследованиях важно выявить основные возможные факторы, влияющие на измерения Z неизвестных объектов, провести анализ их влияния на однозначность и точность результатов, оценить возможность учёта и коррекции их влияния. Важным фактором, оставшимся вне рамок рассмотрения в данной диссертационной работе, является рассеянное излучение, которое может вносить искажения в результаты измерений. Также следует отметить необходимость учёта влияния флуктуаций параметров ускорителя и детектирующей системы. Необходимо проводить дальнейшие исследования с целью уточнения влияния различных факторов и выработки способов коррекции, а также улучшения возможностей и повышения точности интроскопических систем различного назначения.

Автор выражает свою благодарность научному руководителю, профессору Б.С. Ишханову за постоянную поддержку и помощь в проведении исследований, ценные замечания и советы. Также автор благодарен профессору В.И. Шведунову за многочисленные консультации и помощь в работе.

Литература

- [1] Bjorkholm P. Detection of weapons of mass destruction // Port Technology International. — PT19-5/1.
- [2] Medalia J. — Detection of Nuclear Weapons and Materials: Science, Technologies, Observations. — Congressional Research Service, 2010.
- [3] U.S. Congress, Office of Technology Assessment. — Technology Against Terrorism: The Federal Effort, 1991.
- [4] U.S. Department of Justice. — Survey of Commercially Available Explosives Detection Technologies and Equipment, 1998.
- [5] Report on the workshop on the role of the nuclear physics research community in combating terrorism. — DOE/SC-0062, 2002.
- [6] Instrotek, inc. — URL: <http://www.instrotek.com>.
- [7] Morris C. et al. Tomographic imaging with cosmic ray muons // Science and Global Security. — 2008. — no. 16. — P. 37–53.
- [8] Screening cargo containers to remove a terrorist threat // Science & Technology Review, Lawrence Livermore National Laboratory. — 2004. — May.
- [9] Detection of Liquid Explosives and Flammable Agents in Connection with Terrorism. — Springer Netherlands, 2008. — P. 97–116.
- [10] Bertozzi W., Ledoux R. J. Nuclear resonance fluorescence imaging in non-intrusive cargo inspection // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2005. — Vol. 241, no. 1-4. — P. 820 – 825.
- [11] Nuclear resonance fluorescence and effective z determination applied to detection and imaging of special nuclear material, explosives, toxic substances and contraband /

- William Bertozzi, Stephen E. Korbly, Robert J. Ledoux, William Park // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. — 2007. — Vol. 261, no. 1-2. — P. 331 – 336.
- [12] Fast neutron radiography scanner for the detection of contraband in air cargo containers / J.E. Eberhardt, S. Rainey, R.J. Stevens et al. // Applied Radiation and Isotopes. — 2005. — no. 63. — P. 179–188.
- [13] Liu Y., Sowerby B., Tickner J. Comparison of neutron and high-energy x-ray dual-beam radiography for air cargo inspection // Applied Radiation and Isotopes. — 2008. — no. 66. — P. 463–473.
- [14] Rebuffel V., Dinten J.-M. Dual-energy x-ray imaging: Benefits and limits. — 2006. — URL: <http://www.ndt.net/article/ecndt2006/doc/Th.1.3.1.pdf>.
- [15] Advances of dual source, dual-energy imaging in postmortem ct / Anders Persson, Christian Jackowski, Elias Engström, Helene Zachrisson // European Journal of Radiology. — 2008. — no. 68. — P. 446–455.
- [16] American science and engineering, inc. — URL: <http://www.as-e.com>.
- [17] Rapiscan security products inc. — URL: <http://www.rapiscan.com>.
- [18] Lateral migration radiography / E.T. Dugan, A.M. Jacobs, S.P. Keshavmurthy, J.C. Wehlburg // Research in Nondestructive Evaluation. — 1998. — Vol. 10, no. 2. — P. 75–108.
- [19] Lateral migration radiography application to land mine detection, confirmation and classification / Zhong Su, Alan Jacobs, Edward T. Dugan et al. // Optical Engineering. — 2000. — Vol. 39, no. 9. — P. 2472–2479.
- [20] Snell M. P. Gamma ray technology: The practical container inspection alternative // Port Technology International. — 2002. — Mar. — no. 16. — P. 83–88.
- [21] Science applications international corporation. — URL: <http://www.saic.com>.
- [22] Zhu Z., Hu Y., Zhao L. Gamma/x-ray linear pushbroom stereo for 3d cargo inspection // Machine Vision and Applications. — 2008. — URL: <http://www.springerlink.com/content/y17m028t1616k636>.
- [23] Zhu Z. Mobile sensors for security and surveillance // Journal of Applied Security Research. — 2009. — no. 4. — P. 79–100.

- [24] Rotating polar-coordinate art applied in industrial ct image reconstruction / Li Jian, Li Litao, Cong Peng et al. // NDTnE International. — 2007. — no. 40. — P. 333–336.
- [25] Volumetric fraction measurement in oil-water-gas multiphase flow with dual energy gamma-ray system / Li Dong-hui, Wu Ying-xiang, Li Zhi-biao, Zhong Xing-fu // Journal of Zhejiang University SCIENCE. — 2005. — no. 6A(12). — P. 1405–1411.
- [26] Study on Material Discrimination by Atomic Number Using Dual Energy Gamma-Rays / Y.M. Gil, Y.S. Lee, H.S. Lee et al. — 2005. — URL: http://psl.postech.ac.kr/publication/dom_conference_env/kns_2005_f_ymgil.pdf.
- [27] Zhang W., Li X., Xu Z. Feasibility study on application of ct using gamma-ray with doubleenergy to container security inspection // Procedia Engineering. — No. 7. — 2010. — P. 203–208.
- [28] Www table of radioactive isotopes. — URL: <http://ie.lbl.gov/toi>.
- [29] Varian medical systems, inc. — URL: <http://www.varian.com>.
- [30] Василенко И., Василенко О. Медико-биологические аспекты радиационного терроризма // Бюллетень по атомной энергии. — 2003. — № 5. — С. 48–52.
- [31] Bjorkholm P. Cargo screening: selection of modality // Port Technology International. — PT17-08/1.
- [32] Bio-Imaging Research, Inc. — URL: <http://www.bio-imaging.com>.
- [33] Bjorkholm P. Highly integrated x-ray system // Port Technology International. — PT20-35/1.
- [34] L-3 communications security and detection systems. — URL: <http://www.L-3com.com/xray>.
- [35] Hitachi, Ltd. — URL: <http://www.hitachi.com>.
- [36] Cargo container x-ray inspection systems // Hitachi Review, Industrial Systems. — 2004. — Vol. 53, no. 2.
- [37] Novikov V., Ogorodnikov S., Petrunin V. Dual energy method of material recognition in high energy introscopy systems // Problems of atomic science and technology. — 1999. — no. 4. — P. 93–95.

- [38] Ogorodnikov S., Petrunin V., Vorogushin M. Application of high-penetrating introscopy systems for recognition of materials // Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria. — 2000. — P. 2583–2585. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/accelconf/e00/PAPERS/WEP6B12.pdf>.
- [39] Vorogushin M., Ogorodnikov S., Petrunin V. Experiments on material recognition for 8 mev customs inspection system for trucks and large-scale containers // Proceedings of XX International Linac Conference, Monterey, California. — 2000. — P. 642–644. — URL: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C000821/TUE13.pdf>.
- [40] Ogorodnikov S., Petrunin V. Processing of interlaced images in 4-10 mev dual energy customs system for material recognition // Physical review special topics - accelerators and beams. — 2002. — Vol. 5.
- [41] Material discrimination technology for cargo inspection with pulse-to-pulse linear electron accelerator / S. Ogorodnikov, R. Apevalov, M. Arlychev et al. // Proceedings of 4th International Particle Accelerator Conference (IPAC 2013) : Shanghai, China. — 2013. — P. 3699–3701. — URL: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/IPAC2013/papers/thpwa033.pdf>.
- [42] ООО "Скантроник Системс". Реализованные проекты. — 2013. — URL: <http://scantronicsystems.com/projects>.
- [43] Bowser G., Husemann R. Technology advances help solve cargo inspection challenges // Port Technology International. — 1999. — no. 9. — P. 79–82.
- [44] Bjorkholm P. Wmd detection // Cargo Security International. — 06/07 2005.
- [45] Bjorkholm P. Dual energy detection of weapons of mass destruction // Port Technology International. — PT22-6/4.
- [46] Zhiqiang C., Xuewu W. Cargo x-ray imaging technology for material discrimination // Port Technology International. — PT30-41/2.
- [47] Многопучковый метод сканирования объектов / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко и др. // Известия РАН. Серия физическая. — 2008. — Т. 72, № 6. — С. 908–911.
- [48] Комплексы для инспекции элементного состава грузов на основе линейных ускорителей электронов / А.А. Завадцев, Д.А. Завадцев, В.И. Каминский и др. — Москва : Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, 2011. — 148 с.

- [49] Ishkhanov B., Shvedunov V., Pakhomov N., Varzar S. Multi-energy cargo inspection system based on an electron accelerator. — 2006. — US Patent App. 12/088,707; CN Patent 101,375,153; EP Patent App. EP20,060,851,714; WO Patent App. PCT/US2006/038,495.
- [50] Богданкевич О., Николаев Ф. Работа с пучком тормозного излучения. — М. : Атомиздат, 1964.
- [51] Варламов В. Исследование фоторасщепления атомных ядер в области энергий дипольного гигантского резонанса на основе совместного анализа результатов различных экспериментов : Диссертация на соискание учёной степени доктора физ.-мат. наук / В.В. Варламов ; НИИЯФ МГУ. — 1997.
- [52] Измерения атомного номера неизвестных объектов на ускорителе электронов с перестраиваемой энергией / А.Н. Ермаков, Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, В.И. Шведун // Известия РАН. Серия физическая. — 2012. — Т. 76, № 11. — С. 1337–1339.
- [53] Измерения атомного номера и количества вещества объектов с помощью радиоактивных источников / С.С. Бельшев, Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Известия РАН. Серия физическая. — 2013. — Т. 77, № 7. — С. 1008–1011.
- [54] Определение выходов ядерных реакций на основе анализа цепочек распадов / С.С. Бельшев, К.А. Стопани, С.Ю. Троцкий и др. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2011. — № 4. — С. 42–47.
- [55] Studying photonuclear reactions using the activation technique / S.S. Belyshev, A.N. Ermakov, B.S. Ishkhanov et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*. — 2014. — Vol. 745. — P. 133–137.
- [56] Курилик А., Руденко Д., Стопани К. Разработка эффективных методов сканирования объектов // Труды шестой Межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — Москва, 2005. — С. 102–106.
- [57] Курилик А., Руденко Д., Стопани К. Много-пучковый метод сканирования объектов // Труды VII межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — Москва, 2006. — С. 83–88.
- [58] Многопучковый метод определения атомного номера / Б.С. Ишханов, А.С. Курилик, Д.С. Руденко и др. // Труды VIII межвузовской научной школы молодых специа-

листов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". — Издательство МГУ Москва, 2007. — С. 160–164.

- [59] Kurilik A., Rudenko D., Stopani K. Recognition of structure and composition of objects by scanning beams of gamma quantas // LVII International conference on nuclear physics "NUCLEUS 2007". Book of abstracts. — Saint-Petersburg, 2007. — P. 295.
- [60] Определение атомного номера методом многопучкового сканирования объектов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Тезисы докладов 58 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "ЯДРО 2008". — Saint-Petersburg, 2008. — С. 281.
- [61] Многопучковый метод определения структуры и состава объектов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Сборник тезисов, материалы Четырнадцатой Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных "ВНКСФ-14". — Уфа, 2008. — С. 285.
- [62] Кузнецов А., Курилик А. Калибровка эффективности hрге детектора по экспериментальным измерениям и моделированию geant4 // Тезисы докладов 59 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2009". — СПбГУ Санкт-Петербург, 2009. — С. 314.
- [63] Methods of detection of hazardous materials using an electron accelerator / S.S. Belyshev, A.A. Kuznetsov, A.S. Kurilik, K.A. Stopani // LX International Conference on Nuclear Physics NUCLEUS 2010 "Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies", July 6 – 9, 2010, Saint-Petersburg, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2010. — P. 418.
- [64] Kurilik A. Optimal photon energies to measure atomic numbers of objects // LXIII International Conference NUCLEUS 2013 "Fundamental Problems of Nuclear Physics and Atomic Power Engineering", October 8 - 12, 2013, Moscow, Russia. Book of Abstracts. — Saint-Petersburg, 2013. — P. 254.
- [65] Автоматизация обработки данных гамма-активационных экспериментов / С.С. Бельшев, А.А. Кузнецов, А.С. Курилик, К.А. Стопани // Тезисы докладов 58 международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2008". — Санкт-Петербург, 2008. — С. 282.
- [66] Tex live — tex document production system. — URL: <http://www.tug.org/texlive>.

- [67] Bibtex — tool and a file format for describe and process lists of references. — URL: <http://www.bibtex.org>.
- [68] Gost — bundle of bibtex styles to meet gost standards on information, librarianship and publishing. — URL: <http://www.ctan.org/tex-archive/biblio/bibtex/contrib/gost>.
- [69] Частицы и атомные ядра. Практикум. Учебное пособие с грифом УМО по классическому университетскому образованию. Издание пятое, переработанное. Под общей редакцией Б.С. Ишханова / О.И. Василенко, В.К. Гришин, Н.Г. Гончарова и др. — Издательство Московского университета, 2004. — С. 392.
- [70] Ядерная физика в Интернете. — URL: <http://www.nuclphys.sinp.msu.ru>.
- [71] Yao W. et al. Review of particle physics // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2006. — Vol. 33. — 1232 p.
- [72] The livermore evaluated photon data library. — 1997. — URL: <http://www-nds.iaea.org/epdl97/>.
- [73] Прайс В. Регистрация ядерного излучения: пер. с англ. — М. : Издательство иностранной литературы, 1960. — 464 с.
- [74] Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика. — М. : Наука, 1980. — 728 с.
- [75] CODATA internationally recommended values of the fundamental physical constants. — 2010. — URL: <http://physics.nist.gov/constants>.
- [76] Gamma-ray spectrum catalogue. — URL: <http://www.inl.gov/gammaray/catalogs/pdf/gecat.pdf>.
- [77] Радиационные технологии на Ленинградской атомной станции. — URL: <http://www.laes.ru/content/proizv/tehnology/ort/ort.htm>.
- [78] ЗАО "РИТВЕРЦ". — URL: <http://ritverc.ru>.
- [79] Canberra industries inc. — URL: <http://www.canberra.com>.
- [80] Gilmore G. R. Practical Gamma-ray Spectrometry. — 2nd edition edition. — John Wiley & Sons, Ltd., 2008. — 387 p.
- [81] Ишханов Б., Шведунов В. Исследования и разработка ускорителей электронов в НИИЯФ МГУ // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2012. — № 6. — С. 9–24.

- [82] ООО НПП "Доза". — URL: <http://www.doza.ru>.
- [83] Geant4: A toolkit for the simulation of the passage of particles through matter. — URL: <http://geant4.cern.ch>.
- [84] Greening J. The determination of x-ray energy distributions by the absorption method // The British Journal of Radiology. — 1947. — Vol. 20, no. 230.
- [85] Agostinelli S. et al. Geant4-a simulation toolkit // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250–303.
- [86] Schiff L. I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung // Phys. Rev. — 1951. — Jul. — Vol. 83, no. 2. — P. 252–253.
- [87] Koch H. W., Motz J. W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data // Reviews of Modern Physics. — 1959. — Oct. — Vol. 31, no. 4. — P. 920–955.
- [88] Клайнкнехт К. Детекторы корпускулярных излучений: пер. с нем. — М. : Мир, 1990. — 224 с.
- [89] Grupen C., Shwartz B. Particle detectors. — Cambridge University Press, 2008. — 651 p.
- [90] Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors. — Springer, 2007. — 353 p.
- [91] Чилингаров А. Г. Координатные полупроводниковые детекторы в физике элементарных частиц // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1992. — Т. 23.
- [92] Inorganic Scintillators for Detector Systems / P. Lecoq, A. Annenkov, A. Gektin et al. — Springer, 2006. — 251 p.
- [93] Акимов Ю. К. Детекторы ядерных излучений на основе неорганических сцинтилляторов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1994. — Т. 25.
- [94] ОАО Северные Кристаллы. — URL: <http://northcrystals.ru>.
- [95] Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН. — URL: <http://www.che.nsk.su>.
- [96] Atomic and nuclear properties of materials. — URL: <http://pdg.lbl.gov/2013/AtomicNuclearProperties>.

- [97] Капитонов И. Гигантский дипольный резонанс ядер sd-оболочки : Диссертация на соискание учёной степени доктора физ.-мат. наук / И.М. Капитонов ; НИИЯФ МГУ. — 1983.
- [98] Варламов В., Ишханов Б., И.М.Капитонов. Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. — Москва : Университетская книга, 2008. — 304 с.
- [99] Kendall H. W., Deutsch M. Annihilation of positrons in flight // *Phys. Rev.* — 1956. — Jan. — Vol. 101. — P. 20–26. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.101.20>.
- [100] Radiations from high-energy positrons incident on a beryllium target / C. P. Jupiter, N. E. Hansen, R. E. Shafer, S. C. Fultz // *Phys. Rev.* — 1961. — Feb. — Vol. 121, no. 3. — P. 866–870.
- [101] Seward F. D., Hatcher C. R., Fultz S. C. Measurement of the annihilation-in-flight cross section at 0° for 8.5-mev positrons // *Phys. Rev.* — 1961. — Jan. — Vol. 121, no. 2. — P. 605–609.
- [102] Gsl — gnu scientific library. — URL: <http://www.gnu.org/software/gsl/>.
- [103] GNU Scientific Library. Reference Manual Edition 1.12, for GSL Version 1.12. 15 December 2008. — 507 p. — URL: <http://www.gnu.org/software/gsl/manual/gsl-ref.ps.gz>.
- [104] Matsumoto M., Nishimura T. Mersenne twister: A 623-dimensionally equidistributed uniform pseudorandom number generator // *ACM Transactions on Modeling and Computer Simulation.* — 1998. — Jan. — Vol. 8, no. 1. — P. 3–30.
- [105] Чуи К. Введение в вэйвлеты: пер. с англ. — М. : Мир, 2001. — 412 с.
- [106] Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов: пер. с англ. — М. : Мир, 2005. — 671 с.