

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

АВТОРЕФЕРАТ  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Москва — 2014

**Работа выполнена** на кафедре общей ядерной физики физического факультета Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» и в Отделе электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова».

**Научный руководитель:**

**Ишханов Борис Саркисович**, заведующий кафедрой общей ядерной физики физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова, заведующий Отделом электромагнитных процессов и взаимодействий атомных ядер НИИЯФ имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, доктор физико-математических наук, профессор.

**Официальные оппоненты:**

**Гуров Юрий Борисович**, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник кафедры «Физика элементарных частиц» Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ».

**Огородников Сергей Анатольевич**, кандидат технических наук, директор по науке и технологиям ООО «Скантроник Системс».

**Ведущая организация:**

Федеральное государственное учреждение науки Институт ядерных исследований РАН г. Москва.

**Защита состоится** «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.77 на базе Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, Ленинские горы, дом 1, строение 5, НИИЯФ МГУ, «19 корпус», ауд. 2-15.

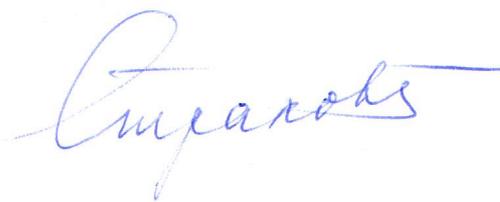
**С диссертацией можно ознакомиться** в Фундаментальной библиотеке Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский проспект 27).

**Автореферат разослан** «\_\_\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2014 г.

**Ученый секретарь**

совета по защите диссертаций  
на соискание ученой степени доктора наук,  
на соискание ученой степени кандидата наук  
Д 501.001.77,  
доктор физико-математических наук, профессор

Страхова С.И.



# Общая характеристика работы

## Актуальность темы

Часто существует необходимость получить информацию о внутренней структуре и составе некоторого объекта. Например, обнаружить скрытые дефекты в продукции промышленного производства, проверить соответствие декларации и реального содержимого груза. Также важной задачей является контроль транспортных средств с целью выявления и пресечения незаконных перевозок — контрабанды. В последние годы особую актуальность приобрела проблема обеспечения безопасности и предотвращение терроризма [1, 2]. Одним из основных элементов системы обеспечения безопасности являются технические средства, позволяющие осуществлять неразрушающий контроль — исследовать, не вскрывая, грузы и транспортные средства.

Информацию об исследуемом объекте можно получить с помощью проникающего излучения и частиц. Применяемые и перспективные технологии, их преимущества, недостатки и области применения рассмотрены в [2–5].

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.

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. 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  $Z_{eff}$ .

$\gamma$ -источники давно и успешно применяются для дефектоскопии. Существуют как проекты досмотровых комплексов на основе источников  $^{137}_{55}\text{Cs}$  или  $^{60}_{27}\text{Co}$  [6, 7], так и уже действующие  $\gamma$ -сканеры [8]. В нефтяной промышленности для контроля параметров смеси газа, нефти и воды применяется просвечивание  $\gamma$ -квантами от двух разных радиоактивных изотопов [9]. Обычно применяются изотопы, дающие  $\gamma$ -кванты небольших энергий. Рассматривается возможность использования изотопов  $^{137}_{55}\text{Cs}$  и  $^{60}_{27}\text{Co}$  для измерения  $Z$  объектов, расположенных в крупногабаритных контейнерах [10, 11].

Крупногабаритные объекты обладают большой поглощающей способностью, что делает невозможным применение рентгеновских трубок и усложняет применение радиоактив-

ных 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  $K(x, y)$  [12–14]. Кроме стационарных, разработаны мобильные комплексы [15].

В работах С. Огородникова и В. Петрунина [16–20] 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 [21]. Проекты аналогичных систем описаны рядом авторов в работах [22–25]. 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 [16] и описанный в работе [26], является следующим шагом в интроскопии, позволяющим улучшить точность распознавания атомного номера неизвестных объектов с большим атомным номером. Также, в [27] описан проект системы с четырьмя ускорителями разных энергий, а в [28] — на основе одного ускорителя с переключением четырёх энергий.

## Цели диссертационной работы

Основной целью 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 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 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 работы обусловлена тем, что на основе оценок 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 показывает, что использование тормоз-

ного излучения с тремя граничными энергиями позволяет повысить точность измерения атомного номера вещества объектов.

## Ценность научной работы

Проведено сравнение возможностей различных методов, а также получены оптимальные число и значения энергий пучков монохроматических фотонов и пучков тормозного излучения, при которых достигается наилучшая точность идентификации различных веществ, в том числе с большим ( $Z > 72$ ) 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 работы, в первую очередь, связана с развитием метода исследования объектов посредством просвечивания пучками монохроматических фотонов или тормозного 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.

## Апробация 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.
- 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.

- 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.
- 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. — No 4. — С. 42–47.
- 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.

### 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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.
- 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.

- 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.
- 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.
- 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.

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.

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 монокроматических фотонов и тормозного 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. Для калибровки 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 комплекса программ, автором 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 объем диссертации 111 страниц текста с 70 рисунками и 12 таблицами. Список литературы содержит 106 наименований.

## Содержание работы

**Во введении** даётся краткий обзор методов изучения внутренней структуры и состава неизвестных объектов. Обосновывается актуальность исследований в этой области. Приводится классификация различных технологий и методов, используемых в интроскопии, их возможности и особенности.

Во второй 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** в разделе 1.1 рассматриваются основные процессы взаимодействия фотонов с энергией до 10 МэВ с атомами вещества и зависимости сечений этих процессов от энергии фотона и от атомного номера вещества. Как известно [29, 30], 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. На рис. 1 приведены энергетические

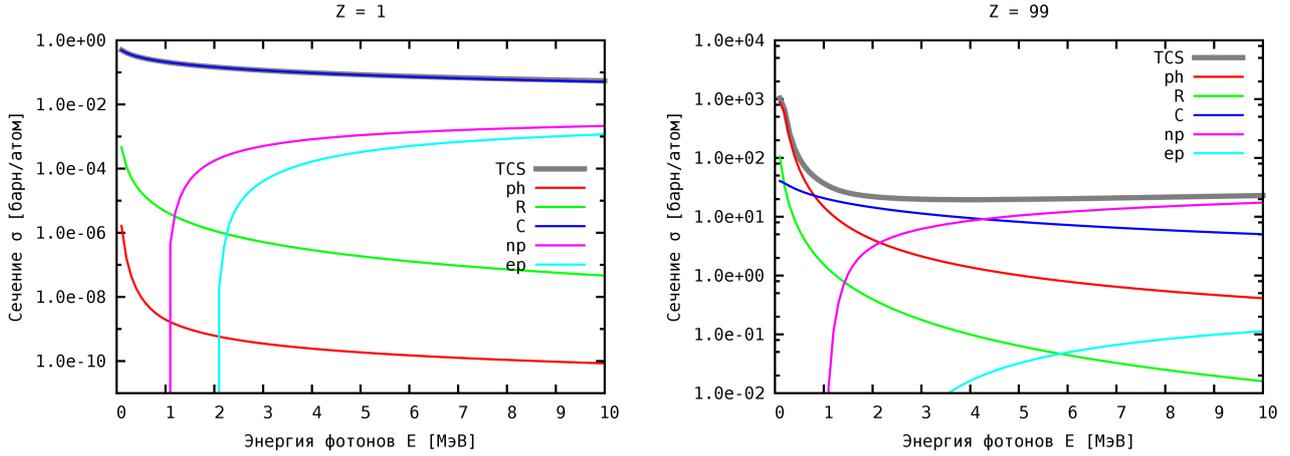


Рис. 1. Зависимости сечений основных процессов и полного сечения от энергии фотона  $E$  для некоторых  $Z$ . Все сечения в работе взяты из [31].

зависимости сечений для некоторых атомных номеров  $Z$ . Зависимость сечения фотоэффекта от атомного номера вещества  $Z$  и энергии фотона  $E$ , имеет вид:  $\sigma_{\text{ph}} \sim Z^5/E^{7/2}$ . Сечение эффекта Комптона зависит от атомного номера  $Z$  вещества и энергии фотона  $E$  как:  $\sigma_{\text{C}} \sim Z/E$ . Сечение образования пар  $\sigma_{\text{np}}$  зависит от атомного номера  $Z$  вещества и энергии фотона  $E$  как:  $\sigma_{\text{np}} \sim Z^2 \cdot \ln(E)$ .

В разделе 1.2 описывается ослабление пучка фотонов при прохождении через слой вещества, как в случае монохроматических пучков, так и пучков с непрерывным спектром.

При прохождении через вещество фотоны выбывают из первичного пучка [32]. Ослабление узкого параллельного монохроматического пучка (п. 1.2.1) фотонов при прохождении через поглотитель 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  $\sigma$  понимается  $\sigma_{\text{tot}}$  — полное эффективное сечение взаимодействия фотонов с веществом поглотителя,  $E$  — начальная энергия фотонов,  $Z$  — атомный номер вещества поглотителя,  $n$  — количество атомов вещества в  $\text{см}^3$ .

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

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

В случае источника излучающего фотоны нескольких разных энергий (п. 1.2.2), закон ослабления выглядит следующим образом:

$$N(D) = \sum_i N(E_i, D=0) \cdot e^{-\sigma(E_i, Z) \cdot n \cdot D}. \quad (3)$$

Ослабление узкого коллимированного пучка фотонов с непрерывным энергетическим спектром при прохождении через слой поглотителя описывается соотношением (4), подобным (3):

$$N(D) = \int_0^{\infty} N(E, D=0) \cdot e^{-\sigma(E,Z) \cdot n \cdot D} dE, \quad (4)$$

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:

$$C(D) = \int_0^T \int_0^T W(T, E) \cdot e^{-\sigma(E,Z) \cdot n \cdot D} \cdot R(E, E_{\text{dep}}) \cdot E_{\text{dep}} dE dE_{\text{dep}}, \quad (5)$$

где  $W(T, E)$  — энергетический спектр фотонов тормозного излучения до просвечиваемого объекта,  $T$  — верхняя граница спектра тормозного излучения,  $E_{\text{dep}}$  — 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  $E_{\text{dep}}$  при попадании в чувствительную область детектора.

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  $C(T, Z, 0)$ :

$$K(T, Z, nD) = \frac{C(T, Z, nD)}{C(T, Z, 0)}, \quad (6)$$

где:  $nD$  - количество атомов вещества приходящееся на  $\text{см}^2$  поперечного сечения просвечиваемого объекта.

В разделе 1.3 обосновывается общий принцип измерения атомного номера и количества вещества, основанный на сравнении ослабления пучков фотонов разных энергий. При просвечивании неизвестного объекта монохроматическим пучком (п. 1.3.1) фотонов с энергией  $E$  можно измерить величину прозрачности объекта  $K$  для фотонов с энергией  $E$ . Из (2) следует что:

$$\sigma(E, Z) \cdot n \cdot D = -\ln(K). \quad (7)$$

Одинаковой прозрачностью  $K$  могут обладать объекты из разных веществ, с разными плотностями и толщинами.

В случае пучков монохроматических фотонов удобно использовать отношение логарифмов прозрачностей  $R(E_1, E_2, Z)$ :

$$R(E_1, E_2, Z) = \frac{\ln(K_2)}{\ln(K_1)} = \frac{-\sigma(E_2, Z) \cdot n \cdot D}{-\sigma(E_1, Z) \cdot n \cdot D} = \frac{\sigma(E_2, Z)}{\sigma(E_1, Z)}. \quad (8)$$

Это отношение зависит только от отношения сечений  $\sigma$  при двух энергиях  $E_1$  и  $E_2$  фотонов. 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  $Z$ .

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

$$nD = -\frac{\ln(K_1)}{\sigma(E_1, Z)} = -\frac{\ln(K_2)}{\sigma(E_2, Z)}. \quad (9)$$

Как и в случае монохроматических фотонов, просвечивание пучком тормозного излучения (п. 1.3.2) с одной верхней границей  $T$  позволяет получить только изображение прозрачности  $K(x, y)$  содержимого исследуемого объекта. В случае использования пучков с двумя разными верхними границами энергий появляется возможность разделять вещества по эффективному атомному номеру  $Z$ . В работе [19] предлагается просвечивать объекты пучками тормозного излучения с двумя верхними границами 8 и 4 МэВ. В работе [23] верхние границы энергии пучков тормозного излучения предлагается выбрать равными 9 и 5 МэВ. Однако, при использовании двух энергий, в некоторых случаях  $Z$  объекта измеряется неоднозначно [19, 26].

В разделе 1.4 анализируются зависимости сечений 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. Важным является выявление особенностей сечений, благодаря которым можно различать вещества. В п. 1.4.1, для того, чтобы оценить различия характерного поведения энергетических зависимостей сечений  $\sigma(E)$  для разных веществ, сечения были поделены на их значения при энергии фотонов 3.7 МэВ, т.е. была проведена нормировка:

$$\sigma'(E, Z) = \sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z). \quad (10)$$

Выбор энергии при которой осуществляется нормировка равной 3.7 МэВ обусловлен тем, что до этой энергии полные сечения для всех  $Z$  убывают. При энергии фотонов большей чем  $\sim 3.7$  МэВ полные сечения для малых  $Z$  продолжают также убывать, а для больших  $Z$ , напротив, начинают возрастать. Т.е. при энергии  $\sim 3.7$  МэВ имеется характерная особенность — сечения, соответствующие веществам с большим  $Z$  имеют минимум при этой энергии. Графики полученных отношений приведены на рис. 2 а. Нормировка позволяет исключить из рассмотрения масштабный фактор и сконцентрироваться на отличиях характерных особенностей сечений присущих различным веществам.

Далее эти зависимости были разделены на их значения при  $Z = 82$  (рис. 2 б).

$$\sigma'(E, Z) = \frac{\sigma(E, Z)/\sigma(3.7, Z)}{\sigma(E, 82)/\sigma(3.7, 82)}. \quad (11)$$

Выбор свинца для нормировки обусловлен тем, что свинец является одним из распространённых веществ с большим атомным номером.

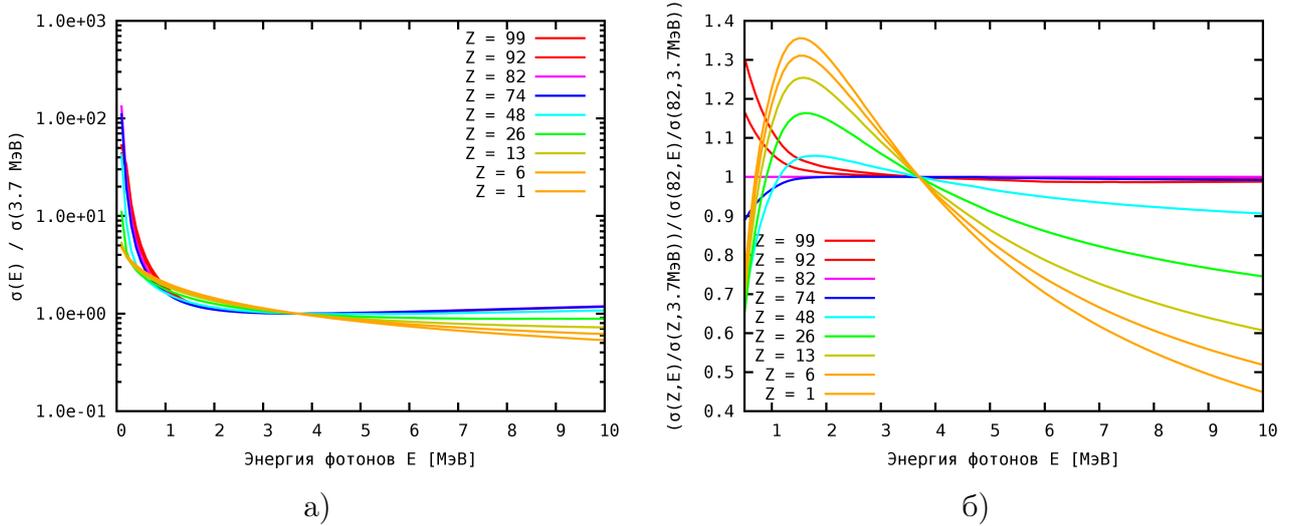


Рис. 2. Энергетические зависимости полных сечений делённые на их значения при энергии фотона  $E = 3.7$  МэВ (а). Сечения делённые на их значения при энергии 3.7 МэВ и на сечение для свинца (б). Все сечения в работе взяты из [31].

В п. 1.4.2 рассматриваются вклады сечений отдельных процессов в полное сечение и зависимости полного сечения от  $E$  и  $Z$ . В п. 1.4.3 анализируются зависимости полных сечений от  $E$  и  $Z$ .

В п. 1.4.4 и 1.4.5 сформулированы выводы и рекомендации. В области энергий от 0.5 до  $\sim 1.5$  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 Комптона с масштабным коэффициентом  $\sim Z$ . В области энергий от  $\sim 1$  до  $\sim 3.7$  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. 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  $\sim 2$  МэВ. Для того, чтобы отличать друг от друга вещества с большим  $Z$  необходимо, чтобы одна из энергий была меньше, чем  $\sim 1.5$  МэВ. Причём, наибольшее отличие наблюдается при энергии 0.5 МэВ, что является нижней границей

рассматриваемого диапазона энергии. При энергии  $\sim 1.5$  МэВ характерное поведение полных сечений для всех  $Z$  оказывается практически одинаковым. Наиболее оптимальными значениями энергий фотонов являются 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.

**Во второй главе** описываются проведённые автором эксперименты по просвечиванию тестовых объектов фотонами от радиоактивных источников (раздел 2.1) и от ускорителя электронов с перестраиваемой энергией (раздел 2.2).

В п. 2.1.1 обосновывается выбор изотопов  $^{137}_{55}\text{Cs}$  и  $^{60}_{27}\text{Co}$  в качестве источников гамма-квантов. При этом учитывались следующие характеристики — число и значения энергий испускаемых  $\gamma$ -квантов, период полураспада, доступность изотопа, химические и механические свойства изотопа. При энергии  $\gamma$ -квантов меньше нескольких сотен кэВ — требуется большое количество такого изотопа т.к. полное сечение в этой области энергий возрастает при уменьшении энергии фотона  $E$ . Если в процессе распада испускаются  $\gamma$ -кванты нескольких энергий, причём в разных энергетических диапазонах — теряется одно из преимуществ радиоактивных источников — моноэнергетичность испускаемых  $\gamma$ -квантов. Применение такого источника возможно при использовании  $\gamma$ -спектрометра в качестве детектора. При рассмотрении характеристик широко применяемых и производимых в существенных количествах радиоактивных изотопов, сделан вывод о том, что без применения  $\gamma$ -спектрометров возможно использование изотопов  $^{137}_{55}\text{Cs}$  и  $^{60}_{27}\text{Co}$ , а также в некоторой степени  $^{133}_{56}\text{Ba}$ .

В п. 2.1.2 анализируется зависимость отношений сечений от  $Z$  при энергиях гамма-квантов, характерных для выбранных источников. Если в качестве источников  $\gamma$ -квантов используются изотопы  $^{137}_{55}\text{Cs}$  и  $^{60}_{27}\text{Co}$ , тогда

$$R(Z) = \frac{\sigma_{\text{Co}}(Z)}{\sigma_{\text{Cs}}(Z)}. \quad (12)$$

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

На рис. 3а показана зависимость отношения  $R(Z)$ , полученная согласно (12). 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. 3б 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  $Z$ .

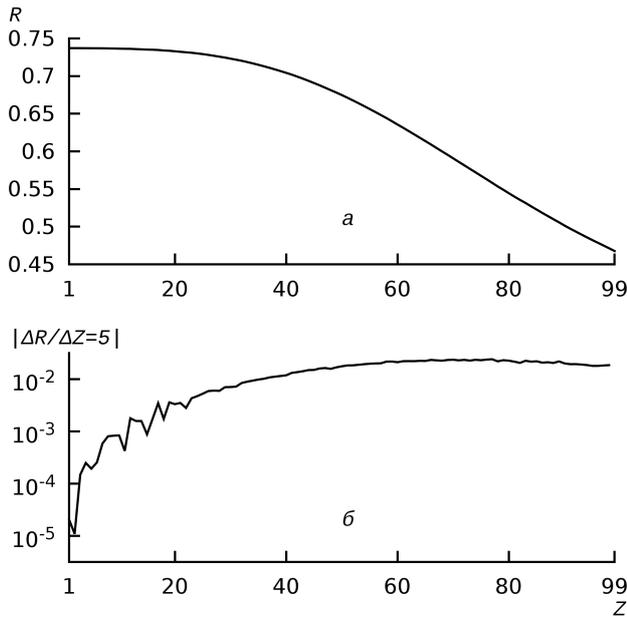


Рис. 3. а) — отношение  $R(Z)$  полных сечений взаимодействия фотонов с веществом при энергиях, соответствующих испускаемым источниками  $^{137}_{55}\text{Cs}$  и  $^{60}_{27}\text{Co}$ . б) —  $\Delta R$  для веществ, отличающихся на  $\Delta Z = 5$ .

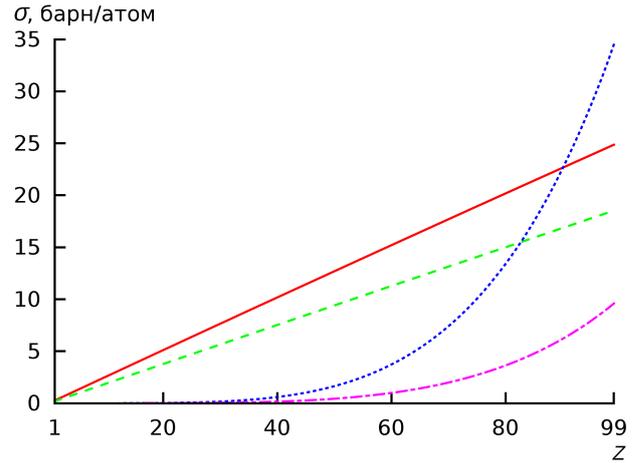


Рис. 4. Сплошная и пунктирная линии — сечения эффекта Комптона и фотоэффекта при энергии 662 кэВ, штриховая — среднее значение сечений эффекта Комптона при энергиях 1173 и 1333 кэВ, штрихпунктирная — среднее значение сечений фотоэффекта при энергиях 1173 и 1333 кэВ.

На рис. 4 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 увеличением  $Z$  всё более существенный вклад вносит фотоэффект и при энергии  $\gamma$ -квантов 662 кэВ начинает доминировать у веществ с  $Z \gtrsim 87$ . Влияние фотоэффекта проявляется в выраженном монотонном уменьшении значения отношения  $R(Z)$ .

Для оценки возможности применения радиоактивных источников для измерения атомного номера неизвестных объектов был проведён эксперимент [33] по просвечиванию тестовых образцов пучками  $\gamma$ -квантов (п. 2.1.3). В ходе эксперимента просвечивались образцы разной толщины из разных веществ. Для измерений в качестве детектора  $\gamma$ -квантов использовался  $\gamma$ -спектрометр из сверхчистого германия Canberra GC3019 [34].

В п. 2.1.4 приводятся результаты эксперимента и выводы. Был получен набор спектров  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных детектором. Анализ спектров, определение площадей пиков полного поглощения  $P$  и подложки  $B$  проводились на основе методики и с помощью программного обеспечения, разработанных в НИИЯФ МГУ [35, 36].

В результате сопоставления измеренных  $R$  с известной зависимостью, были оценены наиболее вероятные значения атомных номеров  $Z$ . Затем, по измеренным прозрачностям  $K$  и атомным номерам  $Z$  объектов согласно (9), были оценены количества вещества  $nD$ . Соответствующие результаты для образцов из кадмия и свинца приведены на рис. 5 и 6. Хорошее согласие измеренных и ожидаемых значений атомного номера  $Z$  и количества

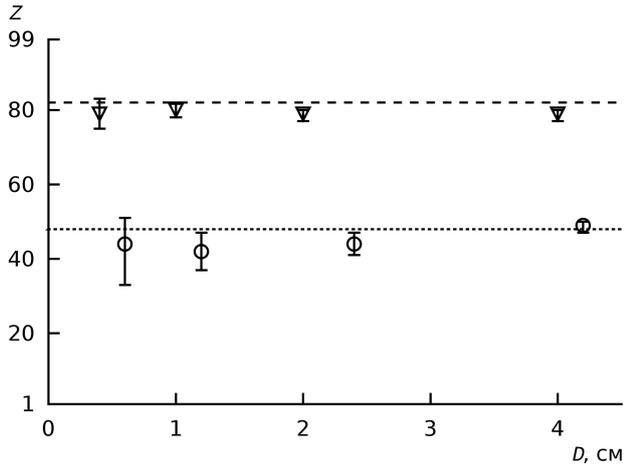


Рис. 5. Измеренные значения атомного номера  $Z$  образцов из свинца  $\nabla$  и кадмия  $\circ$ .  $D$  - известная толщина тестовых образцов. Штриховая линия — ожидаемое значение  $Z$  для свинца, пунктирная — для кадмия.

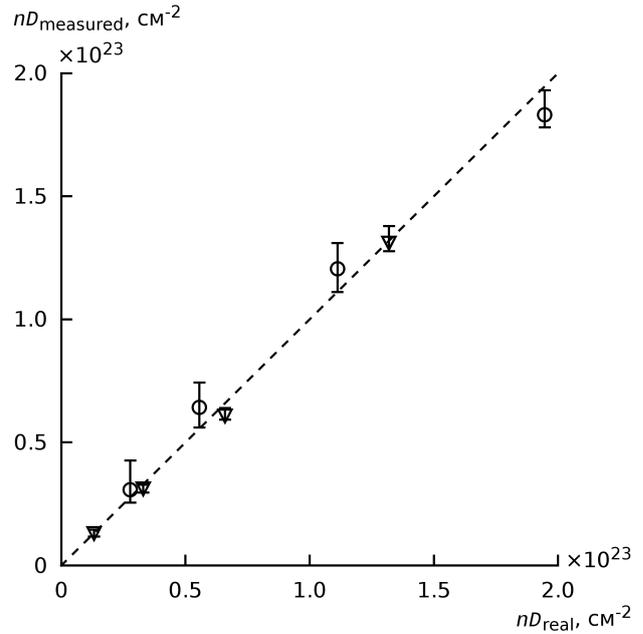


Рис. 6. Ожидаемые и измеренные значения количества вещества  $nD$  образцов из свинца  $\nabla$  и кадмия  $\circ$ . Штриховая линия — соответствует случаю  $nD_{\text{msr}} = nD_{\text{real}}$ .

вещества  $nD$  свидетельствует о возможности, при использовании изотопов Cs-137 и Co-60, измерять атомный номер  $Z$  и количество вещества  $nD$  объектов с  $Z > 40$ .

В п. 2.2.1 описывается эксперимент [37] на ускорителе с перестраиваемой энергией. Линейный ускоритель электронов работал в режиме импульсного переключения энергии пучка. Ускоренный пучок электронов падал на вольфрамовую тормозную мишень толщиной 1.5 мм. В тормозной мишени образуется тормозное излучение с максимальной энергией, равной энергии ускоренных электронов. При помощи коллиматора, установленного сразу после тормозной мишени, вырезался тонкий пучок фотонов тормозного излучения. За коллиматором была расположена подвижная платформа с закреплёнными на ней тестовыми образцами из различных материалов. На расстоянии  $\sim 768$  см от тормозной мишени располагался детектор излучения, прошедшего через образцы, с помощью которого измерялась суммарная доза  $C$ . Для уменьшения влияния рассеянного излучения, перед детектором располагался ещё один коллиматор, а сам детектор был окружён свинцовой защитой. Измерения проводились при четырёх разных значениях энергии ускорителя  $T \approx 7.3, 6.2, 5.5, 3.5$  МэВ.

В п. 2.2.2 приводятся результаты эксперимента и выводы. 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

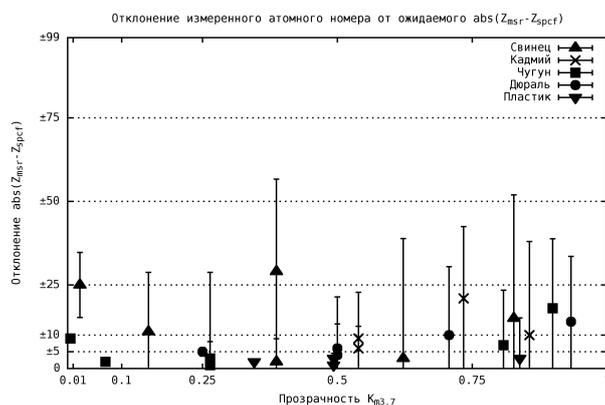


Рис. 7. Отклонения измеренных значений атомных номеров от ожидаемых: при различных значениях прозрачности  $K$ , рассчитанной для энергии фотонов 3.7 МэВ.

значение атомного номера исследуемого объекта. На рис. 7 приведены отклонения результатов измерения атомного номера от ожидаемых значений. Эти отклонения 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. 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.

**В третьей главе** описывается выполненное автором моделирование отдельных элементов интроскопической системы, проведённое с использованием GEANT4 [38], представляющего собой пакет программ для моделирования прохождения частиц через вещество на основе методов Монте-Карло. GEANT4 включает в себя инструменты для описания геометрии, используемых веществ и материалов, силовых полей, содержит множество физических моделей процессов взаимодействия частиц с веществом.

В разделе 3.1 рассматривается схема установки типовой системы предназначенной для просвечивания крупногабаритных транспортных средств. Поперечные размеры области, в которой осуществляется перемещение исследуемых объектов, определяются их максимальными шириной и высотой. Толщина и материал стенок определяют минимальную требуемую проникающую способность тормозного излучения. Максимальная высота может достигать 5.4 м, ширина — 3.6 м. У контейнеров-цистерн толщина стенки из нержавеющей стали может достигать 25 мм.

Общий принцип действия типовой установки следующий. Пучок электронов из ускорителя попадает на тормозную мишень из вольфрама, в которой происходит генерация тормозного излучения. С помощью щелевого коллиматора формируются тонкий веерообразный пучок 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  $60^\circ$  и с центром, совпадающим с тормозной мишенью ускорителя. Сигнал от детектора идёт на ЭВМ для обработки и анализа.

В п. 3.2.1 кратко рассматривается взаимодействие электронов с веществом. При взаимодействии с веществом электронов с энергиями ( $T_e \lesssim 1$  МэВ) основными являются ионизационные потери [30]. При больших 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  $Z$ .

В п. 3.2.2 описывается моделирование генерации тормозного излучения. Для оценки энергетического и пространственного распределения тормозного излучения было проведено численное моделирование процесса облучения тормозной мишени потоком электронов с энергией  $T$  1–10 МэВ. В качестве материала мишени использовался вольфрам. В результате были получены пространственные и энергетические распределения тормозного излучения для разных энергий электронов  $T$  и разных толщин мишени.

В п. 3.2.3 обосновывается выбор оптимальной толщины тормозной мишени. При энергии электронов 3 МэВ интенсивность тормозного излучения в области 1.5–3 МэВ снижается при увеличении угла вылета фотонов. Толщина 2 мм и более является нецелесообразной, т.к. начинает уменьшаться интенсивность спектра в области верхней границы при углах вылета  $\sim 30^\circ$ . При энергии электронов 10 МэВ интенсивность излучения существенно уменьшается при увеличении угла вылета фотонов. Особенно это заметно для 0.5 мм мишени, т.е. использование мишени толщиной 0.5 мм и менее нецелесообразно. В результате, был сделан вывод, что оптимальная толщина тормозной мишени из вольфрама составляет 1–1.5 мм.

В разделе 3.3 обосновывается выбор оптимального материала и размера элемента детектора. Для регистрации фотонов применяются различные типы детекторов. Для регистрации фотонов в диапазоне до 10 МэВ можно использовать полупроводниковые [39, 40] и неорганические сцинтилляционные детекторы [41]. Однако, для регистрации тормозного излучения, получаемого с помощью импульсных электронных ускорителей применение полупроводниковых детекторов не оправдано. Оптимальным является использование неорганических сцинтилляторов соединённых с фотодиодами. В инспекционных системах обычно используются кристаллы  $\text{CdWO}_4$  размером  $3 \times 3 \times 20$  мм<sup>3</sup> [19],  $5 \times 5 \times 30$  мм<sup>3</sup> [24].

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 для увеличения эффективности регистрации тормозного

и гамма-излучения. 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. Были построены зависимости регистрируемой энергии от предполагаемого радиуса детектирующего элемента при большой глубине и зависимости регистрируемой энергии от предполагаемой глубины детектирующего элемента, при большом поперечном размере.

Показано что наибольшей вероятностью регистрации, благодаря наименьшей радиационной длине, обладает  $\text{PbWO}_4$ ; этот же сцинтиллятор, благодаря наименьшему радиусу Мольера, имеет самые компактные поперечные размеры области энерговыделения. Обычно в интроскопических системах использовались кристаллы  $\text{CdWO}_4$ , обладающего большим световым выходом при близких прочих характеристиках. Однако, в связи с созданием детекторов Большого Адронного Коллайдера, технология производства  $\text{PbWO}_4$  в больших количествах была существенно улучшена, что привело одновременно к улучшению характеристик и снижению стоимости. Если выбрать поперечный размер детектирующего элемента равным  $\sim 5$  мм, полезный сигнал “расползается” только по двум соседним пикселям. Оптимальной глубиной кристалла  $\text{PbWO}_4$  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.

В разделе 3.4 описывается моделирование отклика детектора. Оно проводилось для детекторов из PWO размером  $5 \times 5 \times 50$  мм<sup>3</sup>. Кристаллы предполагается размещать с шагом 5 мм. Для оценки сигнала, получаемого на детекторе, было проведено моделирование взаимодействия фотонов с детектором. На рис. 8 показан отклик детектора (т.е. распреде-

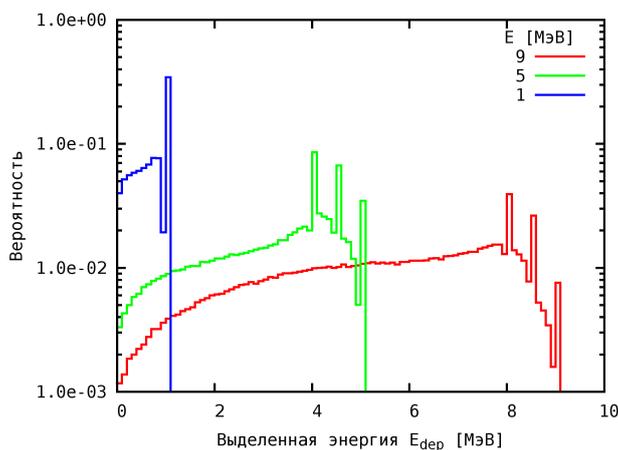


Рис. 8. Отклик детектора при некоторых энергиях фотона. Детектор - PWO размером  $5 \times 5 \times 50$  мм<sup>3</sup>. Моделирование выполнялось для  $N = 5 \cdot 10^5$  фотонов с энергиями в диапазоне 0-10 МэВ с шагом 100 кэВ. Видны пики полного поглощения, одиночного и двойного вылета, а также т.н. комптоновская подложка.

ление вероятности выделенной энергии) для различных энергий фотонов. Знание отклика детектора необходимо для того, чтобы корректно моделировать спектр возможных значений энерговыделения при получении методом Монте-Карло оценок точности измерения  $Z$ .

**Четвёртая глава** посвящена описанию методики оптимизации интроскопических систем. В качестве основных параметров системы, влияющих на точность измерения  $Z$ , выбраны число и значения энергий монохроматических пучков фотонов или граничных энергий тормозного излучения.

В разделе 4.1 показывается возможность однозначного и устойчивого измерения  $Z$  с помощью монохроматических фотонов трёх энергий:  $E_1 = 0.5$  МэВ,  $E_2 = 1.5$  МэВ,  $E_3 = 3.7$  МэВ, с использованием простого отношения

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

В разделе 4.2 рассматриваются возможности типовой инспекционной системы, использующей две энергии тормозного излучения на примере системы описанной в работе [24]. Граничные энергии тормозного излучения в указанной работе равны 9 и 5 МэВ.

Наиболее наглядным представляется описание совокупности всех возможных комбинаций прозрачностей  $K(T, Z, nD)$  в виде семейства параметрических кривых в пространстве прозрачностей, которые удобнее представлять в виде набора точек соединённых отрезками прямых. В случае двух энергий, линии, соответствующие разным  $Z$ , могут пересекаться и накладываться друг на друга. Следовательно для линии соответствующей определён-

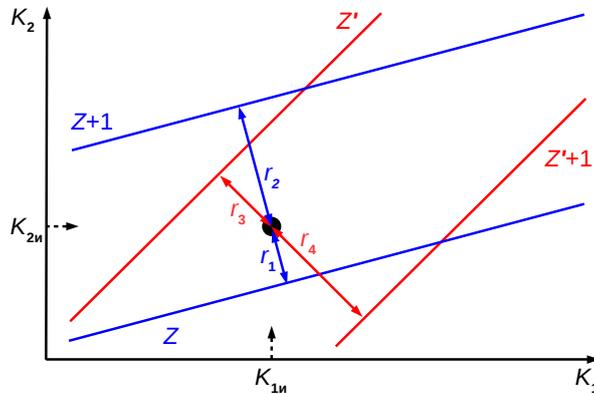


Рис. 9. Поиск наилучшего соответствия измеренной пары значений прозрачностей при двух различных энергиях определённому атомному номеру.  $K_1$  и  $K_2$  прозрачности при двух различных энергиях.  $K_{1и}$  и  $K_{2и}$  — измеренные значения прозрачности объекта.  $Z$  и  $Z'$  — параметрические кривые, 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 в определении атомного номера объекта.

ному  $Z$  соседней ближайшей линией будет соответствующая не  $Z \pm 1$ , а соответствующая веществу из другого диапазона. В некоторых случаях величина отличия 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. 9). Назовём область в которой линии соответствующие разным  $Z$  пересекаются и накладываются областью неоднозначности.

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

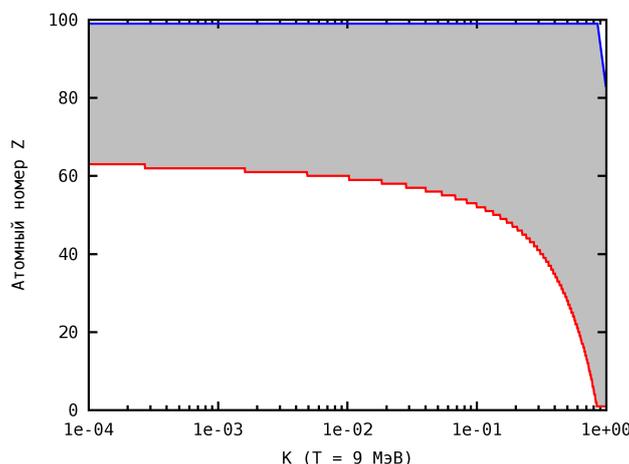


Рис. 10. Области, в которых атомный номер определяется однозначно, расположены справа вверху и слева внизу (оставлены белыми). Область неоднозначности расположена между кривыми (выделена серым) и составляет 46% площади графика.

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.

В разделе 4.3 показаны преимущества системы на основе трёх энергий тормозного излучения 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. При использовании трёх энергий линии, соответствующие разным  $Z$  не накладываются и не пересекаются. Две “конкурирующих” группы кривых, которые, при использовании двух энергий, накладываются 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.

В разделе 4.4 перечислены различные факторы влияющие на точность измерения  $Z$ : 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. Вклад рассеянного излучения зависит от конструктивных особенностей конкретной инспекционной системы. Применение коллиматоров позволяет уменьшить влияние излучения рассеянного от окружающих предметов. Таким образом, основным фактором влияющим на точность измерения  $Z$  и поддающимся предварительной оценке в рамках диссертационной работы, являются статистические флуктуации.

В разделе 4.5 проведено модельное сравнение точности измерения  $Z$  одинаковых объектов с помощью систем с двумя ( $T = 9$  и  $5$  МэВ) и тремя ( $T = 9, 6$  и  $3$  МэВ) граничными энергиями тормозного излучения. Рассмотрена возможность измерения атомного номера  $Z$  независимо в каждом пикселе, т.е. без применения алгоритмов обработки изображения. Частота переключения энергий ускорителя -  $200$  и  $300$  Гц соответственно. Расстояние от тормозной мишени до линейки детекторов -  $11$  м. Детектор — линейка  $\text{PbWO}_4$  размером  $5 \times 4 \times 50$  мм<sup>3</sup> установленных с шагом  $5$  мм. Суммарное количество фотонов, попадающих на один детектирующий элемент (пиксель) в отсутствие поглотителя за одно измерение составляет  $\sim 5 \cdot 10^6$ . Число испытаний  $10000$ . В качестве критерия точности использовалось среднеквадратичное отклонение  $Z_{\text{err}}$  измеренных значений  $Z_i$  от истинного атомного номера  $Z_{\text{real}}$  вещества, из которого изготовлен просвечиваемый объект. Чем меньше  $Z_{\text{err}}$  тем лучше. Результат для поглотителя из урана толщиной  $1$  см показан на рис. 11.

В разделе 4.6 описываются возможные способы снижения уровня статистических флуктуаций, необходимые для повышения вероятности обнаружения опасных объектов и уменьшения вероятности ложных срабатываний. Увеличение тока и соответственно мощности ускорителя возможно только до определённых пределов. Таким образом, возникает необходимость обработки полученных изображений с целью уменьшения влияния шумов.

В разделе 4.7 проведён выбор оптимальных значений энергий для случаев двух и трёх граничных энергий. Рассмотрено влияние значений энергий на точность измерения  $Z$ . В качестве тестового объекта был выбран куб со стороной  $10$  см из урана. Ослабление тормозного спектра с верхней границей  $9$  МэВ при прохождении слоя урана толщиной  $10$  см составляет  $\sim 10^4$ . 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. Среднее суммарное количество фотонов, попадающих на боковую грань, в отсутствие поглотителя за одно измерение составляет  $\sim 2 \cdot 10^9$ .

В п. 4.7.1 проведена оптимизация для случая тормозного излучения с двумя граничными энергиями. Оптимальными значениями энергий являются:  $T_{\text{H}} = 10$  МэВ и  $T_{\text{L}} = 5.5$  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

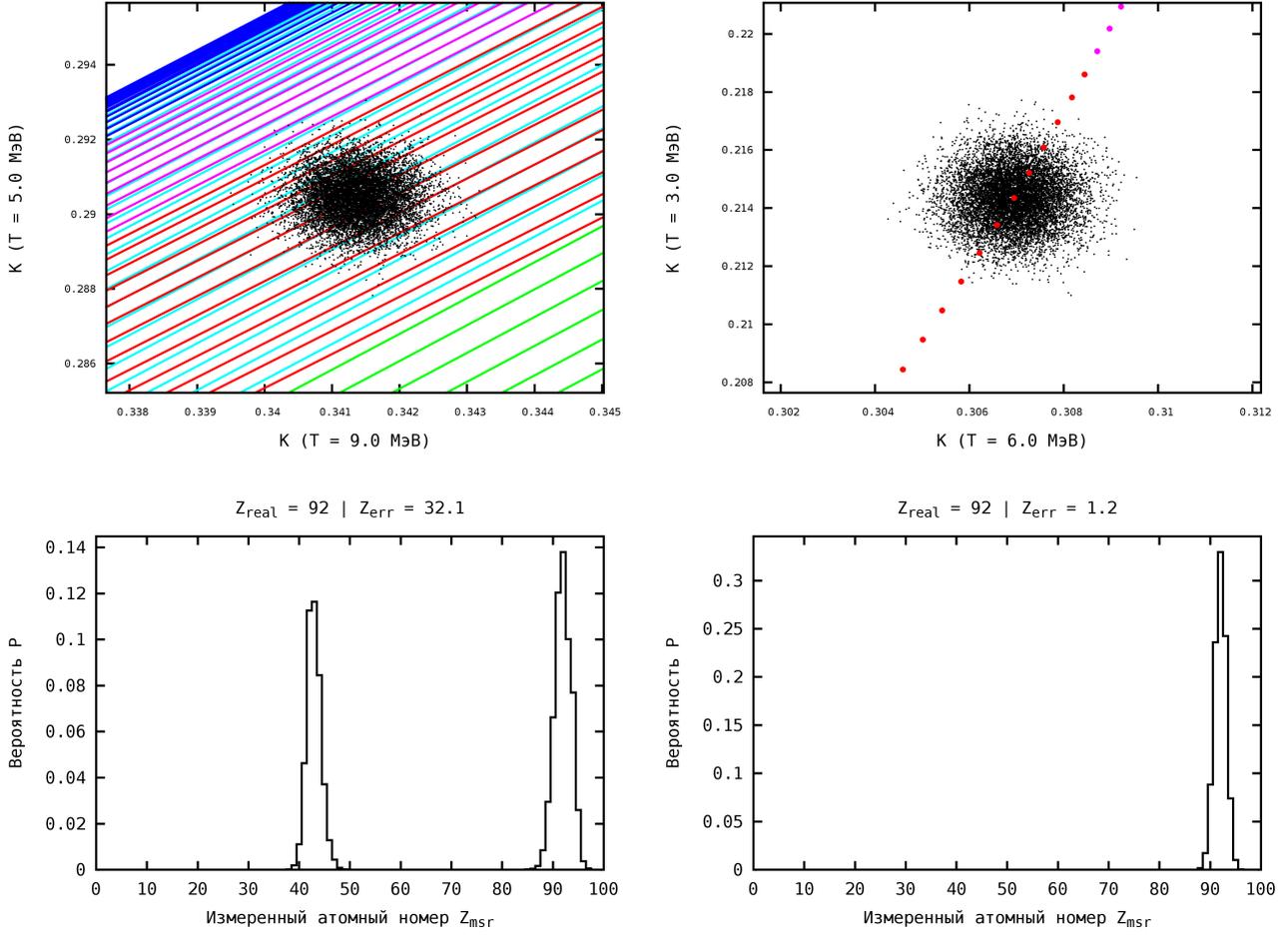
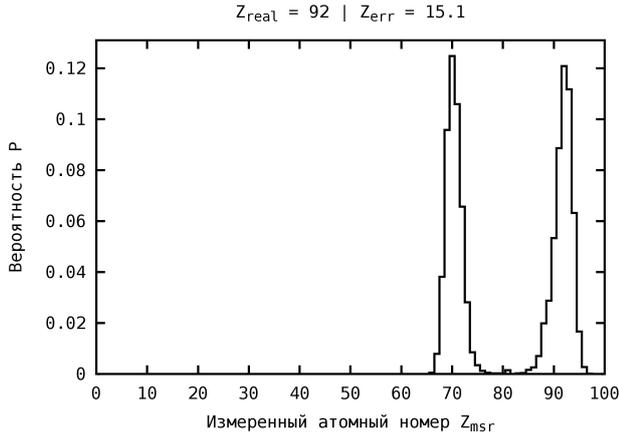


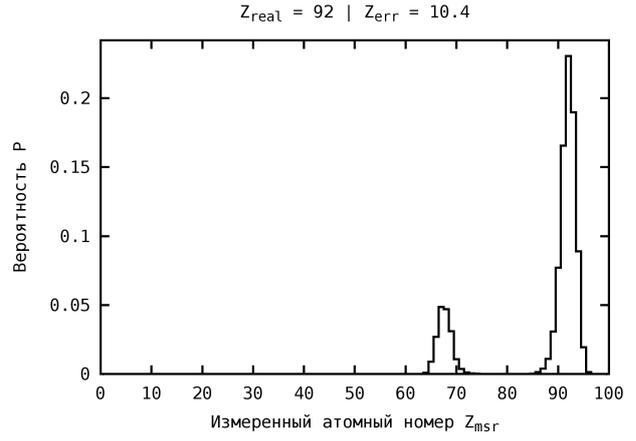
Рис. 11. Сравнение точности измерения  $Z$  в каждом пикселе для метода, использующего две энергии ( $T = 9$  и  $5$  МэВ) — слева, и для метода, использующего три энергии ( $T = 9, 6$  и  $3$  МэВ) — справа. Поглотитель — уран толщиной  $1$  см. Видно, что сгенерированные точки для метода, использующего 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  $\sim 49$ . Среднеквадратичные отклонения измеренных  $Z_{\text{msr}}$  от истинного  $Z_{\text{real}}$  составляют  $32.1$  ( $T = 9$  и  $5$  МэВ) и  $1.2$  ( $T = 9, 6$  и  $3$  МэВ).

— оптимальным значением меньшей энергии будет  $3.5$  МэВ. Данными параметрами обладает импульсный линейный ускоритель описанный в [42] для инспекционно-досмотрового комплекса описанного в [21].

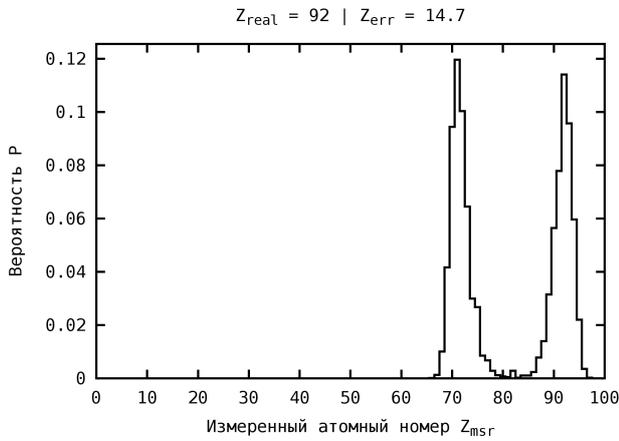
В п. 4.7.2 проведена оптимизация для случая тормозного излучения с тремя граничными энергиями. Оптимальными значениями энергий являются:  $T_{\text{H}} = 10$  МэВ,  $T_{\text{M}} = 5.5$  МэВ и  $T_{\text{L}} = 2$  МэВ. На рис. 12 приведены распределения вероятностей измеренных значений  $Z$  уранового куба со стороной  $10$  см при некоторых энергиях тормозных пучков.



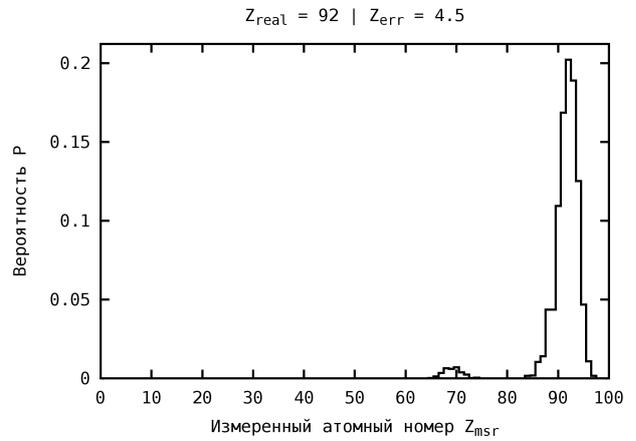
$$T = 9, 5 \text{ МэВ [24]}$$



$$T = 9, 6, 3 \text{ МэВ [26]}$$



$$T = 10, 5.5 \text{ МэВ}$$



$$T = 10, 5.5, 2 \text{ МэВ}$$

Рис. 12. Сравнение распределений вероятностей измеренных значений  $Z$  десятисантиметрового уранового куба при некоторых энергиях тормозных пучков. Среднее суммарное количество фотонов, попадающих на боковую грань, в отсутствие поглотителя за одно измерение составляет  $\sim 2 \cdot 10^9$ . Метод двух энергий — слева. Метод трёх энергий — справа. Верхний ряд — до оптимизации. Нижний ряд — после оптимизации.

В разделе 4.8 приводится описание модельного сравнения оптимизированных систем с двумя и с тремя граничными энергиями в широком динамическом диапазоне прозрачностей различных веществ при разных средних мощностях электронного ускорителя. Оценка точности измерения  $Z$  проводилась независимо для каждого пикселя без какой либо специальной обработки изображений прозрачностей. Сравнение было проведено при суммарном количестве  $1.5 \cdot 10^5$ ,  $1.5 \cdot 10^7$  и  $1.5 \cdot 10^9$  тормозных фотонов, приходящихся на один пиксель детектора за одно измерение. Показано преимущество систем с тремя энергиями.

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

## Список литературы

- [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] Snell M. P. Gamma ray technology: The practical container inspection alternative // Port Technology International. — 2002. — Mar. — no. 16. — P. 83–88.
- [7] Rapiscan security products inc. — URL: <http://www.rapiscan.com>.
- [8] Science applications international corporation. — URL: <http://www.saic.com>.
- [9] 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.
- [10] 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://ps1.postech.ac.kr/publication/dom\\_conference\\_env/kns\\_2005\\_f\\_ymgil.pdf](http://ps1.postech.ac.kr/publication/dom_conference_env/kns_2005_f_ymgil.pdf).
- [11] 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.
- [12] Bjorkholm P. Cargo screening: selection of modality // Port Technology International. — PT17-08/1.
- [13] Bio-Imaging Research, Inc. — URL: <http://www.bio-imaging.com>.
- [14] Bjorkholm P. Highly integrated x-ray system // Port Technology International. — PT20-35/1.
- [15] L-3 communications security and detection systems. — URL: <http://www.L-3com.com/xray>.
- [16] 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.

- [17] 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>.
- [18] 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>.
- [19] 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.
- [20] 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>.
- [21] ООО "Скантроник Системс". Реализованные проекты. — 2013. — URL: <http://scantronicsystems.com/projects>.
- [22] Bowser G., Husemann R. Technology advances help solve cargo inspection challenges // Port Technology International. — 1999. — no. 9. — P. 79–82.
- [23] Bjorkholm P. Wmd detection // Cargo Security International. — 06/07 2005.
- [24] Bjorkholm P. Dual energy detection of weapons of mass destruction // Port Technology International. — PT22-6/4.
- [25] Zhiqiang C., Xuewu W. Cargo x-ray imaging technology for material discrimination // Port Technology International. — PT30-41/2.
- [26] 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.
- [27] 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.
- [28] 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.
- [29] Yao W. et al. Review of particle physics // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2006. — Vol. 33. — 1232 p.

- [30] 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.
- [31] The livermore evaluated photon data library. — 1997. — URL: <http://www-nds.iaea.org/epdl97/>.
- [32] Прайс В. Регистрация ядерного излучения: пер. с англ. — М. : Издательство иностранной литературы, 1960. — 464 с.
- [33] 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.
- [34] Canberra industries inc. — URL: <http://www.canberra.com>.
- [35] 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.
- [36] 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.
- [37] 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.
- [38] 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.
- [39] Lutz G. Semiconductor Radiation Detectors. — Springer, 2007. — 353 p.
- [40] Чилингаров А. Г. Координатные полупроводниковые детекторы в физике элементарных частиц // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1992. — Т. 23.
- [41] Inorganic Scintillators for Detector Systems / P. Lecoq, A. Annenkov, A. Gektin et al. — Springer, 2006. — 251 p.
- [42] Ишханов Б., Шведун В. Исследования и разработка ускорителей электронов в НИИЯФ МГУ // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. — 2012. — № 6. — С. 9–24.