

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

**«Сравнение эффективности трансмутации под действием
гамма-квантов и протонов»**

Выполнил студент:
413 группы
Зиновьев Р.Л.

Научный руководитель:
доцент, к.ф. - м.н.
Кузнецов А.А.

Научные руководители от ОИЯИ
(научные консультанты):
доктор техн.наук С.И Тютюнников.
и н.с. Стегайлов В.И.

Москва
2022

Содержание

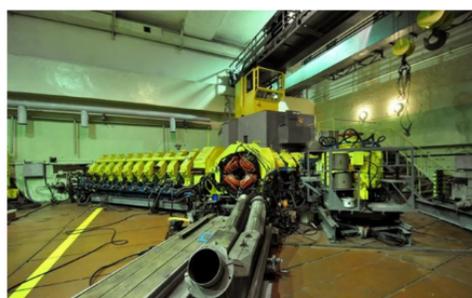
I	Введение	4
1	Ускорители ОИЯИ	5
1.1	Фазотрон	5
1.2	Нуклотрон	6
2	Используемая спектрометрическая аппаратура	7
2.1	HPGe и Si детекторы	9
3	Понятие эффективности полупроводникового детектора	11
3.1	Абсолютная эффективность	11
3.2	Относительная эффективность	11
3.3	Реальная и идеальная эффективность. Отличия	13
4	Большеобъёмные и планарные плоские полупроводниковые детекторы	15
5	Используемые программы для обработки экспериментальных результатов	16
5.1	DEIMOS 32	17
5.2	Gamma MCA-8000	20
6	Теория	21
II	Использование мишеней ^{165}Ho и ^{209}Bi в качестве тестовых	22
6.1	Мишень Ho-165 в поле конвертора на пучке ускорителя протонов ($E_p = 660$ МэВ)	22
6.2	Мишень Bi-209 в поле конвертора на пучке ускорителя электронов ($E_e = 180$ МэВ)	29
III	Мишень природного урана на прямом пучке протонов ($E_p = 660$ МэВ)	33
IV	Литература	38

Часть I

Введение

За последние десятилетия необычайно возрос интерес к исследованиям физических аспектов трансмутации (т.е. превращения в стабильные или короткоживущие изотопы в результате ядерных реакций) актиноидов и продуктов деления, возникающих при работе атомных электростанций. На сегодняшний день отработанные тепловыделяющие сборки (ТВС), содержащие отработанное ядерное топливо (ОЯТ), переработке не подвергаются, а просто размещаются в комплексе пристанционных хранилищ действующих АЭС, ожидая разработки "эффективных" технологий переработки и создания соответствующих производственных мощностей.

Эксперименты в рамках проекта «Энергия + Трансмутация» в первую очередь направлены на решение проблемы трансмутации актиноидов нептуния, америция, плутония, которые искусственно образуются в реакторе, как фоновый продукт активно поглощающий нейтроны (рисунок 1). Наше исследование базируется на основе этих экспериментов.



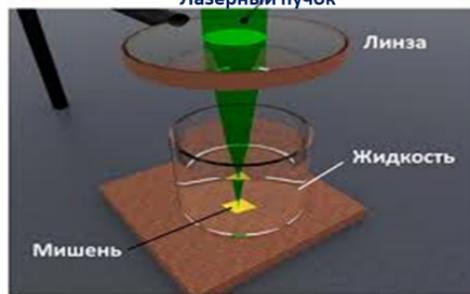
а) Протонный ускоритель ФАЗОТРОН в ЛЯИ



б) Ускоритель НУКЛОТРОН в ЛФВЭ



в) Линейный ускоритель ЛИНАК-200 в ЛЯИ



г) Nd-лазер в ИОФАН 700 mJ (Москва)

Рис. 1: Ускорители заряженных частиц (а, б, в) и лазер (г).

Основной задачей является исследование Spallation реакций на фазотроне ОИЯИ ($E_p = 660 \text{ MeV}$) и фотоядерных реакций на ускорителе электронов Линак-200 ($E_e = 200 \text{ MeV}$) на мишени ^{238}U . Для этого были получены все методические характеристики используемых детекторов, такие как: нелинейность детектора, реальная и идеальная

абсолютная эффективность, зависимость эффективности от расстояния до детектора. Исследовалась зависимость площадей пиков в спектрах от величины мертвого времени аппаратуры. Для проверки правильности используемой методики работы с изомерами и правильности расчётов выходов образующихся изотопов в качестве тестовых нами использовались мишени моноизотопов ^{165}Ho при облучении на протонах фазотрона и мишени ^{209}Bi при облучении на электронах ускорителя Линак-200. Результаты полученные на мишенях моноизотопов сравнивались с литературными данными, что позволяло сделать выводы о правильности используемой методики работы с изомерами и достоверности результатов полученных используемыми программами. [1,2,3,4]

В ходе проводимых экспериментов исследовались спектры мишени ^{238}U , т.е. определялись энергии, интенсивности и периоды полураспада гамма переходов ядер образующихся в мишени, после ее облучения на фазотроне ОИЯИ протонами с энергией 660 МэВ. На основе знания энергий, интенсивностей и периодов полураспада проводилась идентификация ядер образующихся в мишени урана. Таким образом были определены выходы изотопов образующихся в мишенях урана и получены кривые деления урана на пучке протонов

1 Ускорители ОИЯИ

1.1 Фазотрон

Установка Фазотрон предназначена для создания пучков тяжелых заряженных частиц и выполнения научных исследований и прикладных работ на выведенных пучках. На фазотроне действует 10 каналов пучков, которые используются для экспериментов с π -мезонами, мюонами, нейтронами и протонами. Пять вторичных пучков предназначены для медицинских исследований, главным образом по терапии онкологических заболеваний.

Синхроциклотрон или фазотрон – циклический ускоритель тяжёлых заряженных частиц (протонов, ионов), в котором частицы двигаются в постоянном и однородном магнитном поле и ускоряются в уменьшающемся по частоте высокочастотном электрическом поле. В своих основных чертах принцип действия и устройство фазотрона те же, что и у циклотрона.



Рис. 2: Фазатрон.

Однако циклотрон ускоряет нерелятивистские частицы, для которых справедливы законы ньютоновской механики (например, протоны с энергией до 25 МэВ). Для таких частиц время одного оборота в дуантах не зависит от энергии и поэтому в циклотроне используется ускоряющее высокочастотное поле неизменной частоты. Однако, когда скорость протона достигает примерно $1/5$ скорости света, вступают в силу законы релятивистской механики и условие синхронизма нарушается. С каждым новым оборотом время обращения увеличивается, и частицы с всё большим опозданием подходят к зазору между дуантами, попадая не в ускоряющую, а в замедляющую фазу высокочастотного электрического поля. В фазотроне этот эффект релятивистского запаздывания компенсируется соответствующим снижением частоты ускоряющего поля. В этой связи фазотрон функционирует в режиме повторяющихся с определённой частотой интервалов ускорения. Частота ускоряющего поля в рабочей части каждого интервала падает в соответствии с энергией частиц, а затем возвращается к своему начальному значению. После этого начинается следующий интервал ускорения.

1.2 Нуклотрон

Нуклотрон — базовая установка Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ), в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина (ЛФВЭ), предназначенная для получения пучков многозарядных ионов с энергией до 6 ГэВ на нуклон, протонов, а также поляризованных дейтронов. Ускоритель «Нуклотрон», представляющий собой сильнофокусирующий синхротрон, был сооружён в

Дубне в течение 1987—1992 годов в том же здании, где расположен ускоритель прошлого поколения (синхрофазотрон ОИЯИ). «Нуклотрон» создан на основе уникальной технологии сверхпроводящих магнитов, предложенной и развитой в Лаборатории высоких энергий, которая в настоящее время носит имя академиков В. И. Векслера и А. М. Балдина. Конструкторские разработки, испытания и монтаж элементов «Нуклотрона» целиком выполнены силами коллектива Лаборатории. Производство магнитных элементов осуществлено в Центральных экспериментальных мастерских ОИЯИ. Нуклотрон - базовая установка ОИЯИ, предназначенная для получения многозарядных ионов (ядер) с энергией до 6 ГэВ на нуклон, пучков протонов, а также поляризованных дейтронов [5].



Рис. 3: Нуклотрон.

2 Используемая спектрометрическая аппаратура

Методика измерений энергии и относительных интенсивностей γ -лучей с помощью полупроводниковых детекторов (ППД) основана на сравнении аппаратурных спектров исследуемого и эталонного нуклидов. Однако данный процесс затруднён вследствие многих причин, значительно ухудшающих предельно достижимую точность. Следовательно, процесс сопоставления положения максимума спектральной линии (P) и энергии (E), а также площади спектральной линии (S) и интенсивности (I) должен быть последовательным с точки зрения учёта данных эталонных нуклидов и четким относительно расчета погрешностей.



Рис. 4: Рабочее место с двумя германиевыми детекторами.

Значительная часть аппаратных γ -спектров измерена с помощью Ge(Li) - детекторов, находящихся в свинцовых защитных боксах. Спектр естественного радиоактивного фона в рабочих условиях показан на рисунке 5. Как видно, основным источником являются ^{40}K и продукты распада ^{226}Ra и ^{232}Th . При этом следует помнить, что применяемых защитный бокс подавляет естественный радиоактивный фон γ -лучей в 5-7 раз.

Исходя из постановки физической задачи мы применяли различные комбинации детекторов, спектрометрических каналов и анализирующей аппаратуры. В настоящее время имеются некоторые достижения в технологии изготовления детекторов из GaAs и CdTe, однако требованиям ядерно-спектроскопического эксперимента пока удовлетворяют только детекторы из Si и Ge.

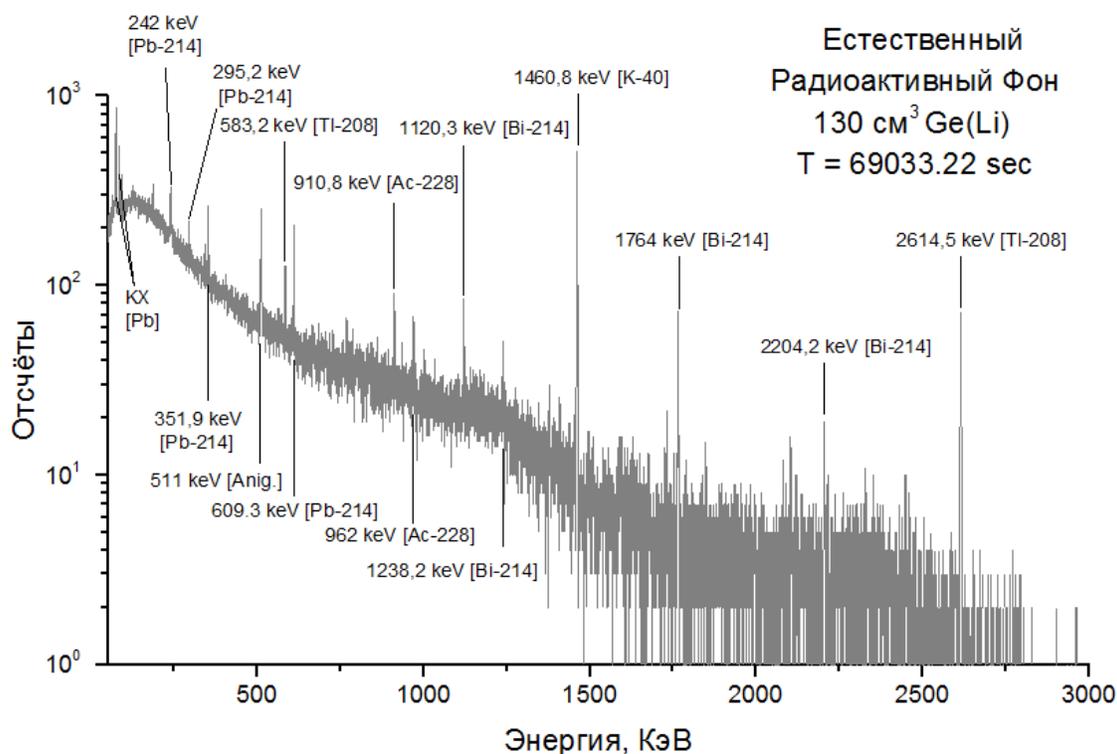


Рис. 5: Фон, измеренный на детекторе №1.

2.1 HPGe и Si детекторы

Развитие методики измерений с помощью многослойных полупроводниковых спектрометров идет по линии использования как кремниевых детекторов, так и детекторов из сверхчистого германия (HPGe) или их сочетаний. Преимуществами HPGe-детекторов над кремниевыми является большая толщина чувствительного объема и более высокая тормозная способность, а также большая устойчивость к радиационным повреждениям. Для обеспечения работоспособности HPGe-детектора необходимо их охлаждение до температуры жидкого азота, что для ряда физических экспериментов является решающим аргументом в пользу выбора кремниевых детекторов. Кроме того, применение тонких кремниевых детекторов является оптимальным в экспериментах, где необходима регистрация короткопробежных частиц [6].

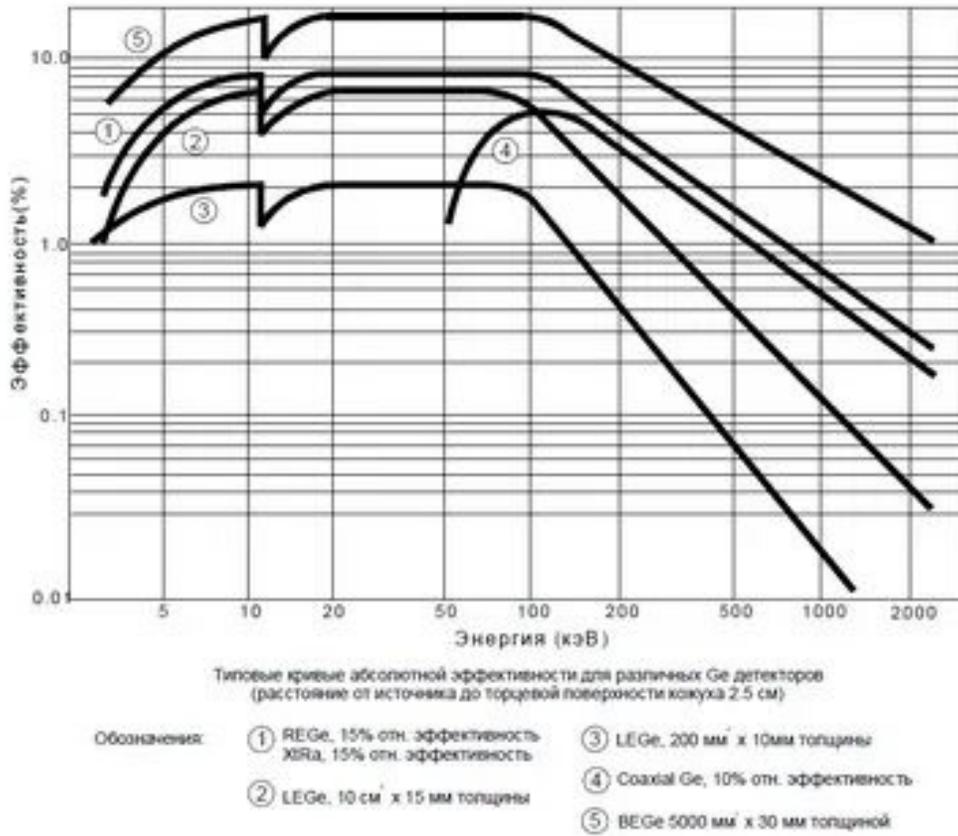


Рис. 6: Теоретическая эффективность германиевых детекторов

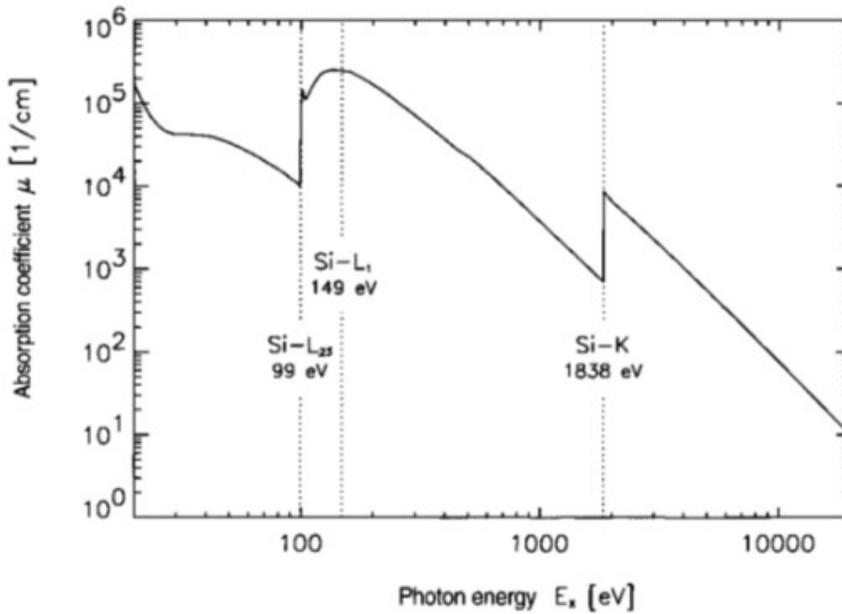


Рис. 7: Теоретическая эффективность кремниевых детекторов

Если же теоретически рассчитывать эффективности кремниевых и германиевых де-

текторов, то существенной окажется разница в энергитических диапазонах регистрации заряженных частиц. Для германиевых детекторов самой эффективной зоной регистрации является диапазон от 15 до 100 КэВ, однако для кремниевых этот диапазон уменьшается на несколько порядков и составляет 100-10000 эВ.

3 Понятие эффективности полупроводникового детектора

3.1 Абсолютная эффективность

Измерения с помощью калиброванных по активности источников проводят в условиях стандартной, заранее выбранной геометрии с учетом эффектов, искажающих форму аппаратурного спектра. При этом необходимо принять меры для уменьшения вклада погрешностей, связанных с геометрической воспроизводимостью, учетом мертвого времени системы, времени измерения и периода полураспада. Расчет значений эффективности проводят по формуле:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{S/\tau}{I \exp(-\lambda t)} \quad (1)$$

где

S - площадь пика данной энергии;

τ - время измерения;

I - число моноэнергетичных частиц данной энергии, испускаемых источником в угол 4π за 1 секунду;

$\ln 2/T_{1/2}$ - вероятность радиоактивного распада, сут⁻¹;

t - время, прошедшее от момента аттестации до момента измерения, сут.

3.2 Относительная эффективность

В ряде задач достаточно знать только относительную эффективность спектрометра, которую легко рассчитать с помощью относительных интенсивностей моноэнергетических излучений калиброванных источников по формуле:

$$\varepsilon_{otn} = \frac{S}{I} \quad (2)$$

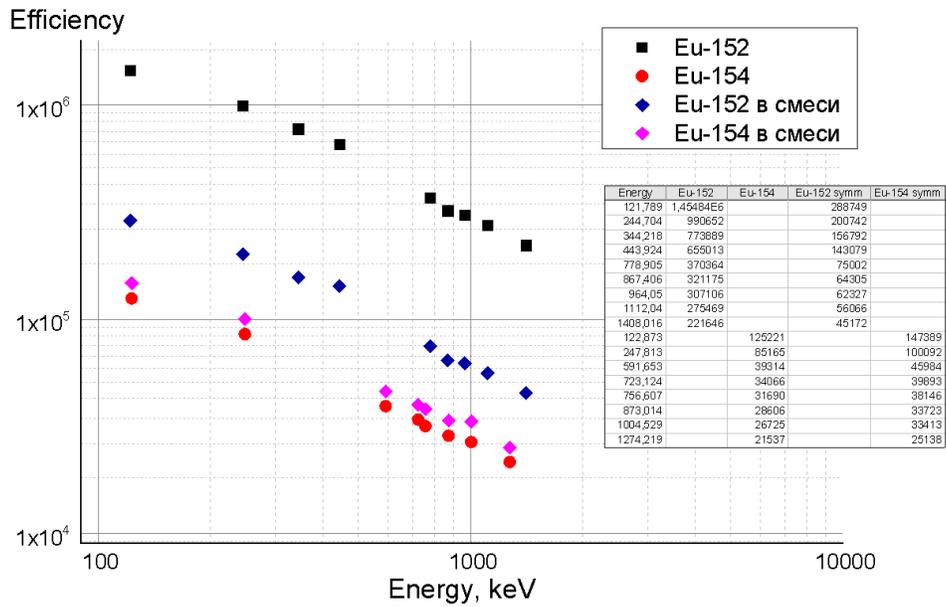


Рис. 8: Относительные эффективности детектора, измеренные с помощью ^{152}Eu и ^{154}Eu , а так же ^{152}Eu и ^{154}Eu находящихся в смеси

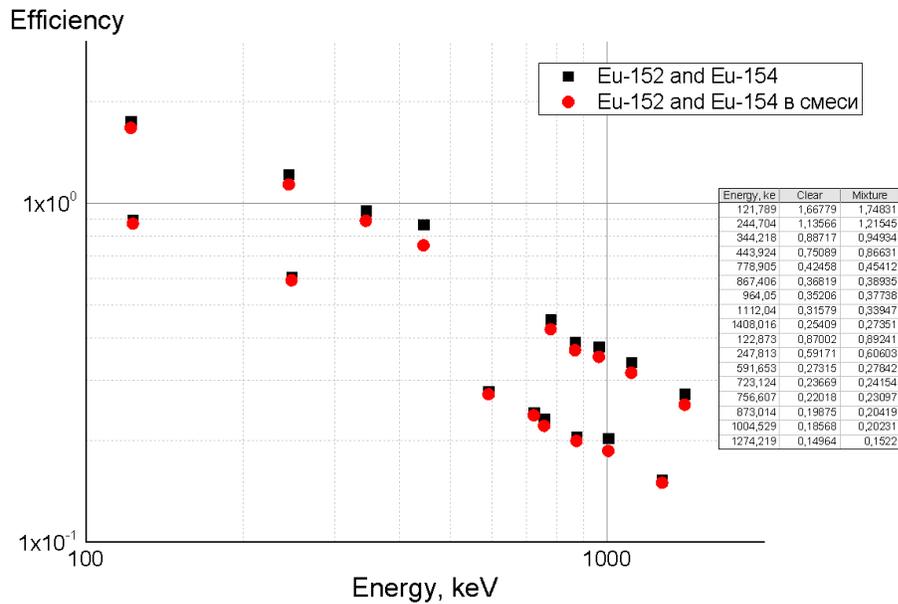


Рис. 9: Относительные эффективности детектора, измеренные с помощью ^{152}Eu и ^{154}Eu , а так же ^{152}Eu и ^{154}Eu находящихся в смеси, после нормировки на чистые Европиии

В случае применения нескольких источников возникает задача сшивания их значений. Для этого выбирают базовый нуклид, по отношению к которому приводят связку

значений $\varepsilon_{otn}(E)$, полученных для разных нуклидов. В частности, в качестве базовых точек можно применять ε_{abs} . Перевод величин $\varepsilon_{otn}(E)$ для каждого нуклида в базисные значения осуществляются с помощью параболической интерполяции. Затем все значения $\varepsilon(E)$ выстраивают в порядке возрастания E . Далее имеет место процедура аппроксимации экспериментальных данных (9).

3.3 Реальная и идеальная эффективность. Отличия

Нелинейный характер зависимости эффективности от энергии требует тщательного выбора границ участков, на которых экспериментальные точки аппроксимируются полиномом. Основные трудности связаны с диапазоном примерно до 120 КэВ, когда эффективность резко снижается из-за самопоглощения в источнике. Чтобы этого избежать используют образцовые спектрометрические гамма-источники (далее ОСГИ).

Активная часть ОСГИ имеет диаметр не более 3 мм и очень малую толщину, что позволяет считать источник точечным при реальных геометриях измерений фотонного излучения на спектрометре [7]. В качестве эталонного вещества используется ^{152}Eu . Имея значение активности ОСГИ, можно построить зависимость энергия – эффективность.

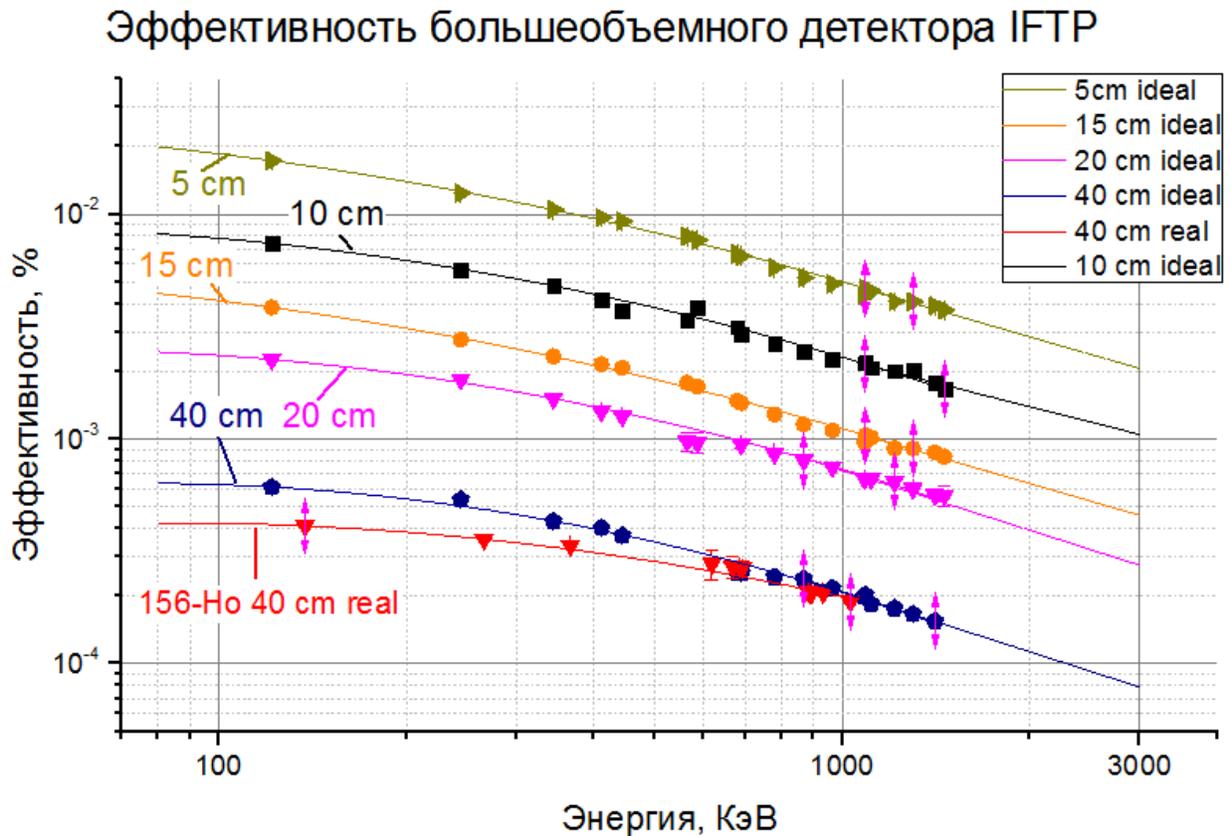


Рис. 10: Идеальные эффективности детектора, измеренные с помощью ^{152}Eu на разных расстояниях от детектора (5, 10, 15, 20, 40 см) и реальная эффективность измеренная на ^{156}No на расстоянии 40 см от детектора

В ранее годы фотонной спектрометрии с детекторами Ge(Li) было установлено, что существует приблизительно линейная зависимость между эффективностью и энергией на логарифмическом масштабе, по крайней мере, при энергиях больших 1 МэВ [8].

При экспериментах облучаются мишени, размер которых в несколько раз больше чем ОСГИ. В связи с этим идёт поглощение в самой мишени, как упоминалось выше. Кроме этого, при измерениях облученных мишеней используются фильтры, чтобы разрезать гамма-переходы с большим счётом, на фоне которых нет возможности исследовать другие гамма-переходы.

По выше приведенным основам мы введем понятие реальной абсолютной эффективности. Чтобы описать алгоритм нахождения реальной абсолютной эффективности провели эксперимент с помощью ^{156}Ho . Поскольку таблетка ^{156}Ho (10 мм) много больше размеров ОСГИ, то она эффективно поглощает гамма-кванты при низких энергиях. В результате при низких энергиях реальная относительная эффективность должна пойти ниже, чем идеальная. Причём "жесткая часть" (при высоких энергиях) абсолютной эффективности всегда имеет линейную зависимость. Основываясь на этом, необходимо поднять кривую реальной эффективности до того момента, пока она не ляжет на кривую идеальной абсолютной эффективности при высоких энергиях.

Эффективность большеобъемного детектора IFTR

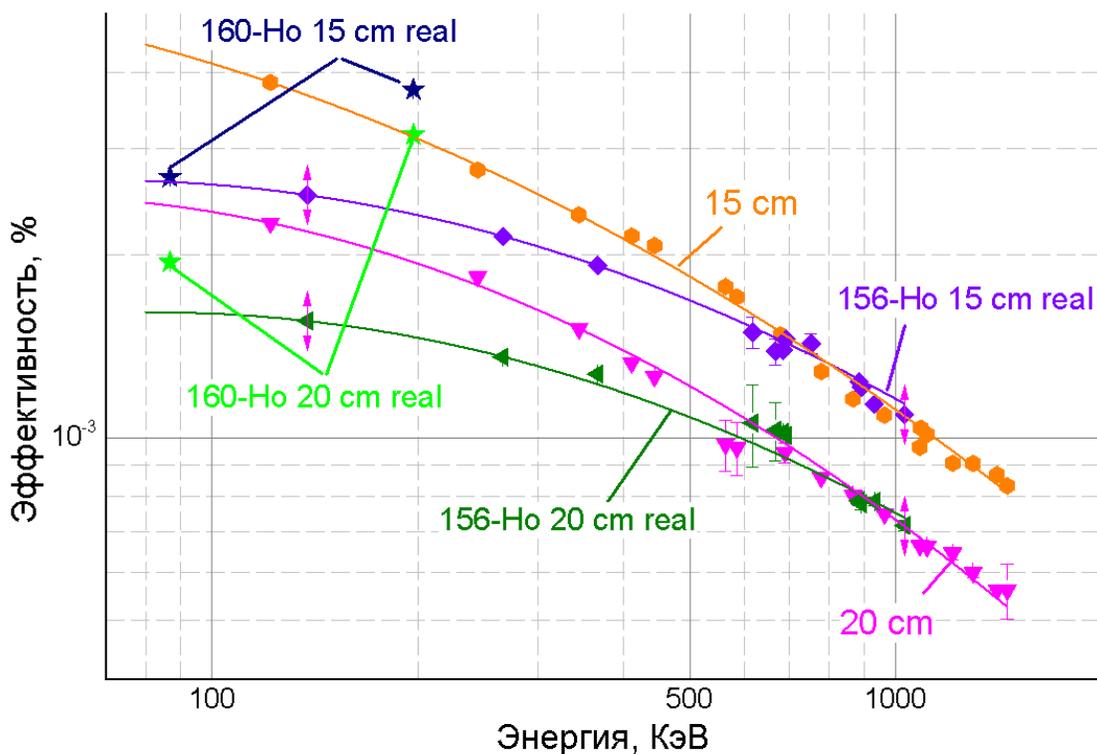


Рис. 11: Идеальные эффективности детектора, измеренные с помощью ^{152}Eu на разных расстояниях 15 и 20 см от детектора и реальная эффективность измеренная на ^{156}Ho

У каждого детектора есть несколько позиций, которые дают шанс измерить спектр с разной геометрией. В наших исследованиях мы мерили спектры на разных позициях наших детекторов: 5, 10, 15, 20 и 40 см. Для каждой позиции можно получить зависимость энергия – эффективность. Профитировав экспериментальные точки можно построить кривую зависимость эффективности от расстояния между источником и детектором. Эффективность в зависимости от расстояния ведет себя как:

$$\varepsilon \sim \frac{1}{R^2} \quad (3)$$

где R - расстояние от источника до детектора.

Зависимость эффективности (для линий Eu-152: 121, 344, 778, 1408 keV) от расстояния до детектора

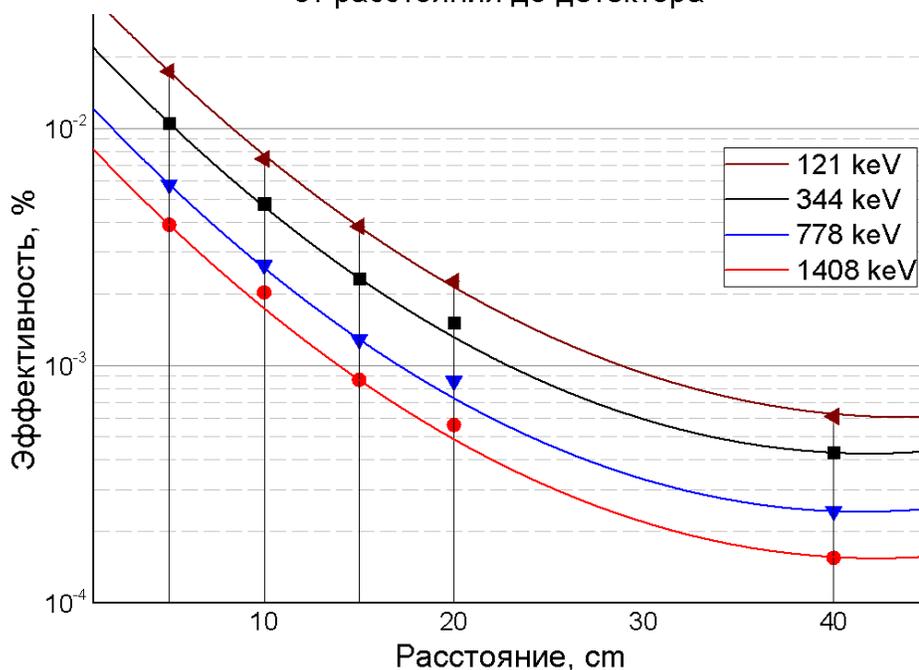


Рис. 12: Зависимость идеальных эффективностей большеобъемного детектора IFTR (для линий 121, 344, 778, 1048 КэВ) от расстояния до детектора

4 Большеобъёмные и планарные плоские полупроводниковые детекторы

Имеются два основных типа геометрии детекторов – плоские (планарные) и коаксиальные (цилиндрические). Планарная геометрия используется для создания детекторов малого диаметра и низкой емкости, что является важнейшим фактором для получения высокого разрешения при низких энергиях. Планарные детекторы большого диаметра для получения большой чувствительной площади входного окна. Это наиболее эффек-

тивный способ регистрации фотонов низких энергий, которые сильно поглощаются в относительно малых глубинах.

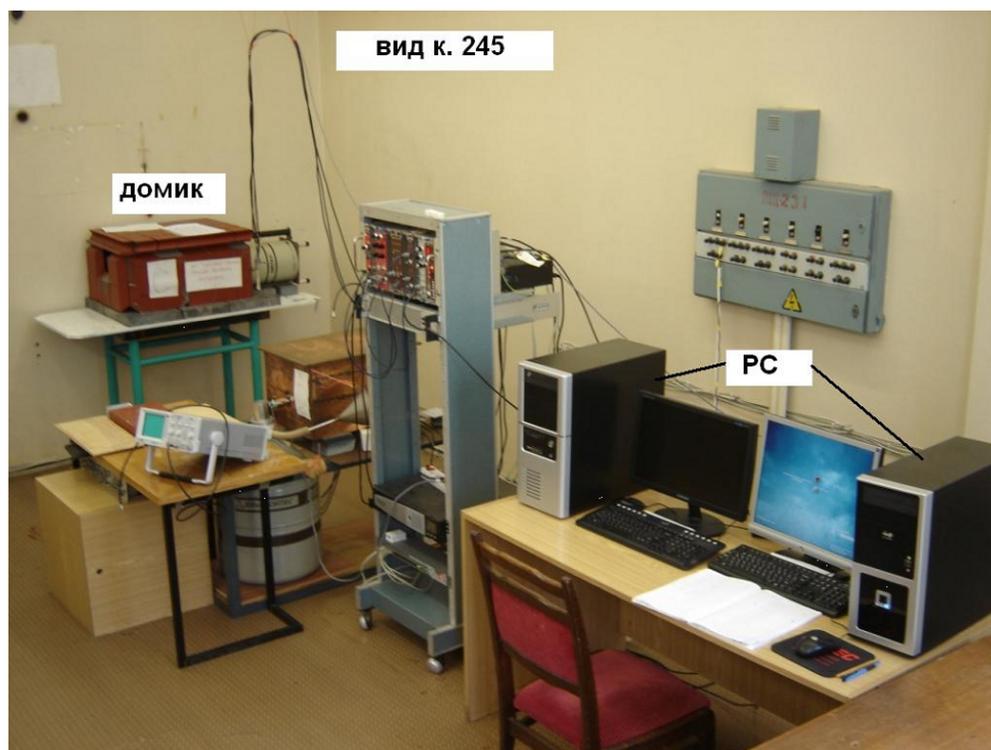


Рис. 13: Комната измерения: аппаратура, программное обеспечение, детекторы

Коаксиальные детекторы обладают большими объемами, что особенно важно для регистрации гамма-квантов высоких энергий, сечение поглощения которых мало. Благодаря своей низкой емкости такие детекторы обладают низким шумом и отличными характеристиками по разрешению. Коаксиальные детекторы имеют заглубленный центральный контакт. Детекторы такой геометрии вместе с другими улучшениями обладают отличными характеристиками по сбору заряда и временному разрешению, сохраняя в то же время энергетическое разрешение такое же, как у детекторов традиционной конструкции.

5 Используемые программы для обработки экспериментальных результатов

Точность измерения энергий и интенсивностей моноэнергетических излучений радиоактивных нуклидов определяется характеристиками ППД, методикой измерения и, главным образом, применением ЭВМ для обработки спектральных линий. Существует несколько способов моделирования пиков, однако вследствие математической простоты, очевидности физической интерпретации параметров и минимальных требований к

объему памяти и быстродействию ЭВМ наиболее широкое применение получила аппроксимация пика симметричным гауссианом.

В наших исследованиях мы пользуемся программами DEIMOS 32, GAMMA MCA-8000, Origin PRO и Excel.

5.1 DEIMOS 32

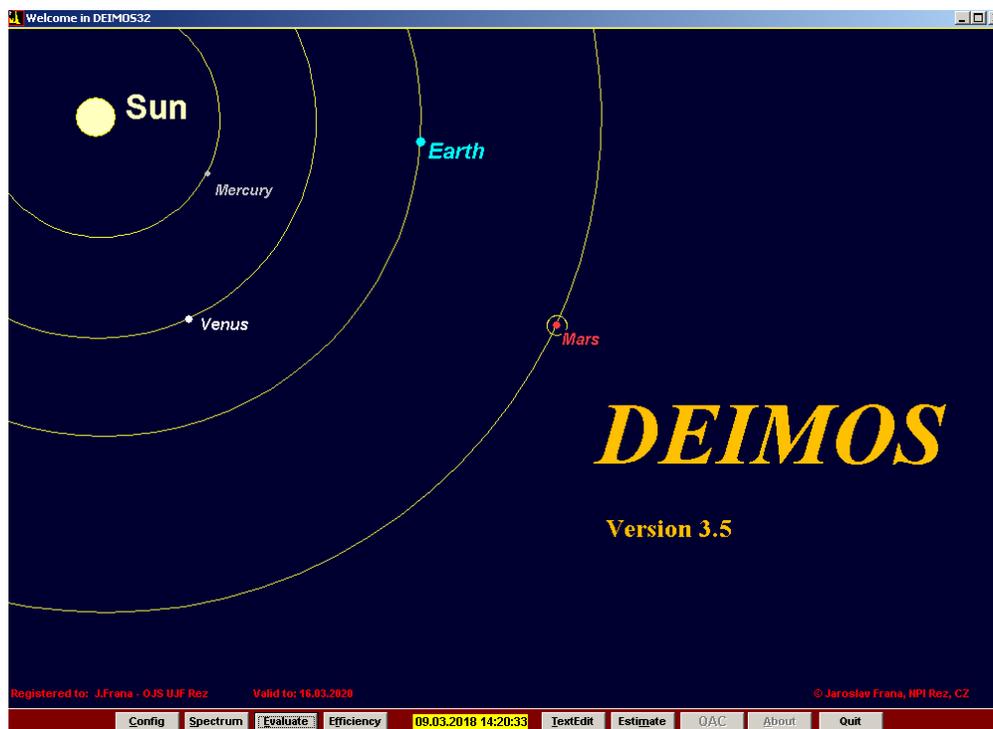


Рис. 14: Главная страница программы DEIMOS 32

При анализе мультиплетов в большинстве случаев используется экспериментальная зависимость ширины пика на половине высоты от номера канала анализатора, которая предварительно вводится в ЭВМ, обрабатывающую спектр. Эта зависимость позволяет сделать вывод о том, что данный пик не является синглетом. Так как при использовании этого критерия может быть пропущен мультиплет, представляющей собой сумму, например, двух пиков с резко отличающимися интенсивностями, применяются также различные тесты относительно степени асимметрии пика с соответствующей величиной для заведомо синглетного пика.

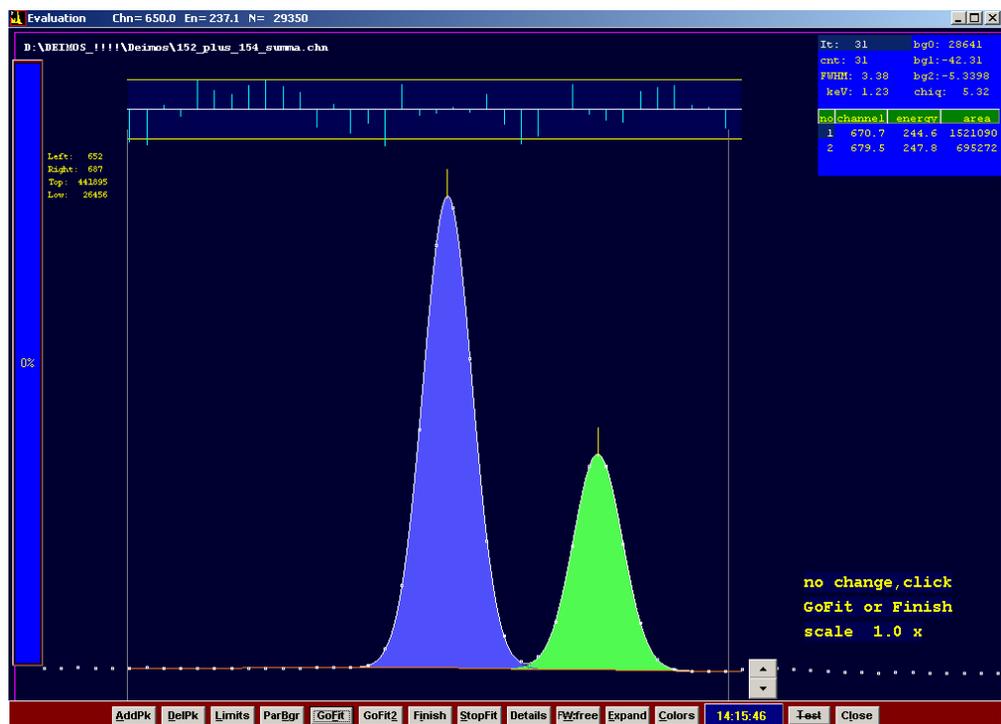


Рис. 15: DEIMOS 32, обработка двух пиков

Можно определить площадь каждого пика (включены мультиплеты), которая затем необходима для дальнейшего расчета. В общем, зная энергию пика, можно идентифицировать радионуклид, зная площадь пика, который можно приблизить к количеству радионуклида. Измеряя эти даты в разное время, можно определить скорость реакции, поэтому скорость, с которой количество радионуклида изменяется со временем.

После обработки всех пиков надо проверить результат и сохранить его в виде выходного файла. Есть два типа выходного файла: .dsk и .rpn. В файле вида .rpn находятся подробная информация о спектре и полученные результаты (от начала обработки данного спектра).

В начале файла дана информация о спектре (время измерения, живое время, общий счёт, калибровка по энергии и по ПШПВ и т.д.). После информации по калибровке, написаны данные (номер канала, площадь пика, ПШПВ, χ^2 , число итераций при подгонке и т.д.) о каждом пике, который выбран для обработки.

У выходного файла программы DEIMOS32 приведены следующие основные данные обработки данного спектра:

channel	cherr	energy	area	aerr%	fwhm	chisq	it	left	n	lim	isotope
142.538	0.023	52.723	7272.8	2.5	3.04	1.48	13	127	31	232	
216.147	0.037	79.278	8889.2	2.4	3.13	13.52	11	203	36	270	
219.843	0.005	80.612	117057.1	0.5	3.13	13.52	11	203	36	235	
440.770	0.072	160.315	1876.1	7.1	3.29	0.92	10	423	33	256	
614.504	0.090	222.993	1013.0	8.4	3.43	1.04	10	596	36	169	
761.921	0.015	276.176	12421.9	1.4	3.55	0.99	10	740	39	103	
835.316	0.009	302.655	29412.5	0.9	3.66	1.69	10	815	30	94	
982.721	0.006	355.834	84647.0	0.5	3.81	4.69	11	972	27	79	
1059.925	0.016	383.687	11464.2	1.5	3.80	1.78	10	1047	18	66	

Рис. 16: Основные информации выходного файла программы DEIMOS 32

- номер канала центра данного пика;
- ошибка по номеру канала (это зависит от калибровки, которая сделана экспериментатором);
- энергия гамма-перехода;
- площадь пика данного гамма-перехода;
- ошибка по площади пика;
- полная ширина половины высоты (ПШПВ);
- χ^2

χ^2 – это сумма квадратов, в общем виде записываемая как

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{x - \bar{x}}{\sigma} \right)^2 \quad (4)$$

где x - наблюдаемое значение; \bar{x} - ожидаемое значение; σ - стандартное отклонение

Предположим, что у нас есть N измеренных пар значений (X_i, Y_i) (в нашем случае Y_i – площадь пика, X_i – номер канала), причем погрешность в X_i пренебрежимо мала, а погрешность σ_i и Y_i известна. В данном случае ожидаемое значение Y_i есть $f(X_i)$ (в нашем случае $f(X_i)$ – значение функции при аппроксимации), и мы можем проверить, насколько хорошо у аппроксимирует функцию $f(X)$ с помощью вычисления:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left(\frac{Y_i - f(X_i)}{\sigma_i} \right)^2 \quad (5)$$

- число итераций при фитировании гауссиана;
- начальный канал расчёта;
- число каналов, которые взяты при исследовании данного пика;
- предельная самая маленькая площадь.

5.2 Gamma MCA-8000

Обычная схема программы обработки гамма-спектров представлена на нижеприведенной схеме. На первом этапе считываются данные о зарегистрированном спектре, причем эту операцию осуществляют с помощью связи между ЭВМ и анализатором и считыванием непосредственно из памяти последнего. Для уменьшения статистических флуктуаций в аппаратном спектре применяется процедура сглаживания. Она заключается в замене отсчёта в данном канале средневзвешенным значением отсчетов в каналах, прилегающих к нему, включая отсчёты этого канала. Наиболее часто операцию сглаживания проводят методом наименьших квадратов. В более сложных программах используют преобразование Фурье.



Рис. 17: Блок-схема обработки линейчатых спектров

Второй этап связан с поиском пиков в обрабатываемом спектре. В простейших случаях предварительные границы указывает оператор. Автоматический поиск основан на различии в поведении огибающей спектра, которая представляет собой быстроизменяющуюся функцию в области пиков полного поглощения и медленно-изменяющуюся в промежутках между ними. Как правило, сама процедура основана на вычислении производных первого и высших (вплоть до четвертого) порядков. Причем, чем выше порядок производной, тем надежнее отбраковываются ложные пики, за которые могут быть приняты, например, края комптоновских распределений.

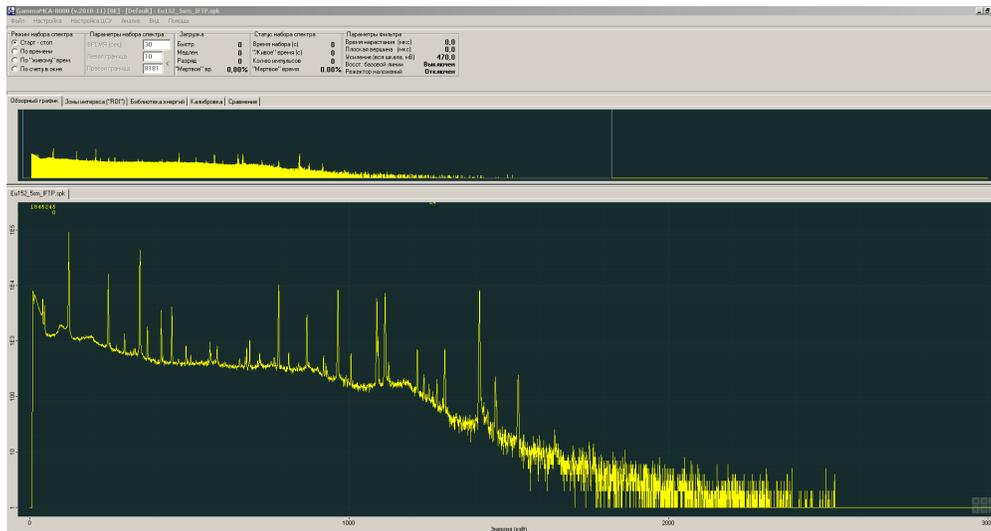


Рис. 18: GammaMCA-8000, главная страница

ГАММА МСА-8000 разработана в 2010 году Алексеем Приладышевым (инженер Сектора низких температур ЛЯП ОИЯИ). В этой программе есть режим Автоматического поиска пика и вычисления его площади. Программа работает по алгоритму, который нами описан выше.

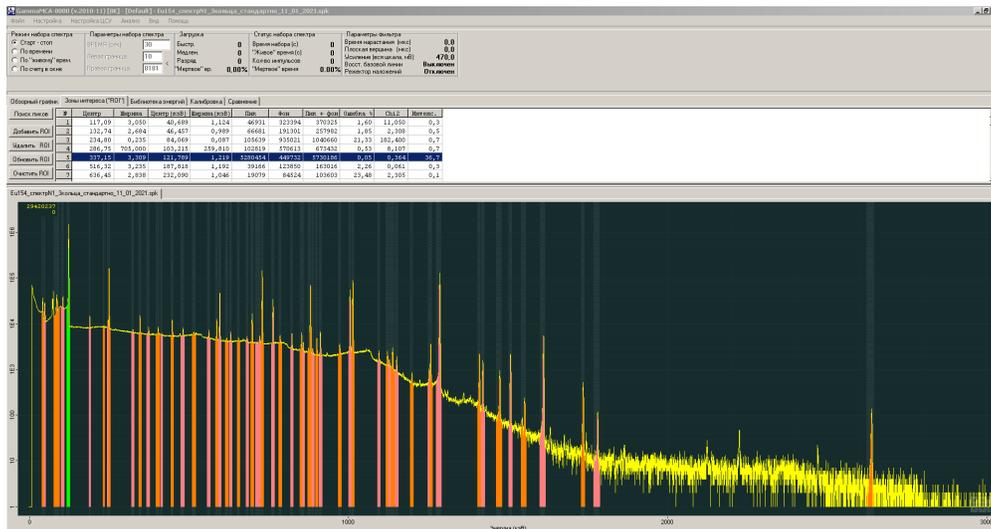


Рис. 19: GammaMCA-8000, автоматический поиск пиков

6 Теория

Закон радиоактивного распада — физический закон, описывающий зависимость интенсивности радиоактивного распада от времени и от количества радиоактивных атомов в образце. Формулировка закона в виде дифференциального уравнения:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (6)$$

это означает, что число распадов dN , произошедшее за короткий интервал времени dt , пропорционально числу ядер N в образце.

Это Однородное Дифференциальное Уравнение первого порядка и решение этого дифференциального уравнения имеет вид:

$$N(t) = N_0 \exp(-\lambda t) \quad (7)$$

где N_0 — начальное число ядер (то есть число ядер в момент времени $t = 0$), $N(t)$ — число не распавшихся ядер в момент времени t .

Период полураспада $T_{1/2}$ — это время, в течение которого число радиоактивных атомов или активность образца уменьшаются в 2 раза. Связь этой величины с постоянной распада описывается в таком виде:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (8)$$

Найти период полураспада неизвестного ядра играет очень важную роль при идентификации ядер. То есть зная три параметра любого пика можно предсказать что эта линия относится какому ядру.

Часть II

Использование мишеней ^{165}Ho и ^{209}Bi в качестве тестовых

6.1 Мишень Ho-165 в поле конвертора на пучке ускорителя протонов ($E_p = 660$ МэВ)

В природе некоторые изотопы присутствуют в природной смеси данного элемента. Но есть так называемые «моноизотопы», которые в природной смеси составляют 100%, т.е. присутствуют наедине без других изотопов. Эти изотопы очень удобно добывать, поскольку в смеси только один изотоп, то легко изучать физические процессы, которые происходят в данном изотопе.

Для того чтобы найти период полураспада $T_{1/2}$, мы должны иметь набор спектров, обработав которые необходимо получить временную зависимость какого-либо параметра этого спектра. Для проверки правильности вычислений и наших логических рас-

суждений выберем ядро ^{156}Ho как тестовое.

После получения набора спектров ^{156}Ho (желательно иметь больше спектров чтобы результат был более точным) надо выбрать пики, которые заметно уменьшаются (увеличиваются, если появляется дочернее ядро) во времени. Для этого возьмём следующие пики: 137.87 КэВ, 266.35 КэВ и 366.25 КэВ.

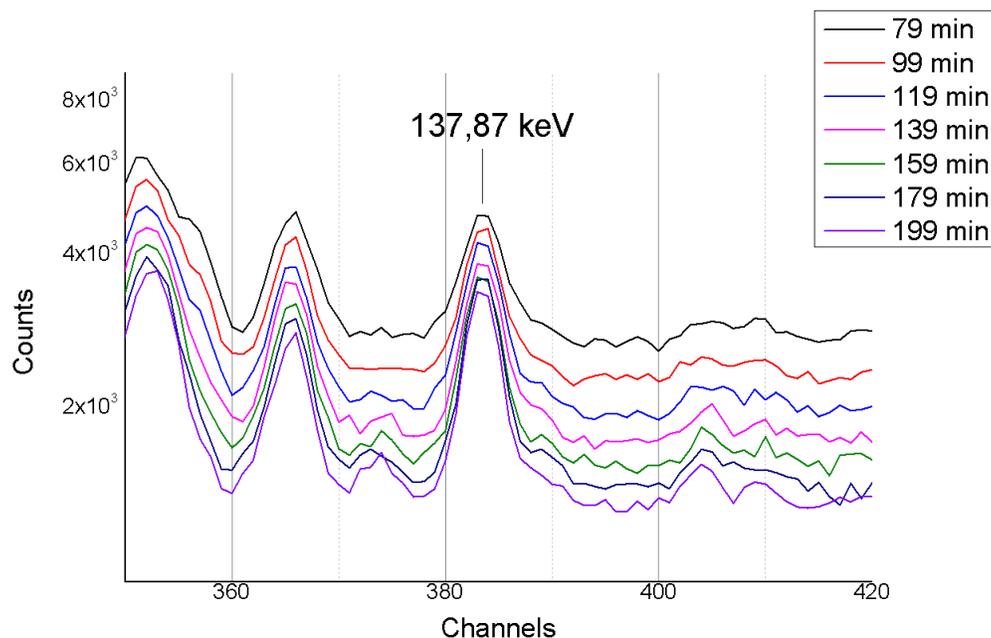


Рис. 20: Уменьшение площади пика 137.87 КэВ со временем

Замечание : При обработке ^{156}Ho использовалось от 25 до 30 спектров. На изображении выше представлена лишь часть спектров, то есть от времени измерения $t_1 = 79$ минут до $t_2 = 199$ минут. Этот рисунок хорошо визуализирует уменьшение площади пика со временем.

Будем считать, что начало координаты времени соответствует времени, когда образец поставлен в детектор. На основе данных по площадям для каждого спектра построим график зависимости площади каждого пика (в логарифмическом масштабе) от времени.

В результате экспериментов на пучках протонов, мы наблюдаем все изомерные состояния в ядрах гольмия с $A = (155 - 164)$. При облучении на протоном пучке ($E = 660$ МэВ) образца ^{156}Ho в ядре ^{156}Ho наблюдается изомерное состояние $^{(9+)}_{156m2}\text{Ho}$ с периодом полураспада $T_{1/2} = 7.47$ минут (с учётом мёртвого времени), которое переходит на уровень $(8+)$ 1216.1 КэВ ядра ^{156}Dy за счёт β^- распада [8]. На рисунке 21 показан период полураспада изотопа ^{156}Ho ($T_{1/2} = 56.5$ мин) полученный экспериментально по спаду интенсивности гамма-линии 366 КэВ после распада изомера с $T_{1/2} = 7.47$ мин. После вычитания из экспериментальной кривой экспоненты с периодом полураспада 56.5

мин, получена экспонента с периодом 7.98 мин, которая относится к распаду изомера $(9+)^{156m2}\text{Ho}$.

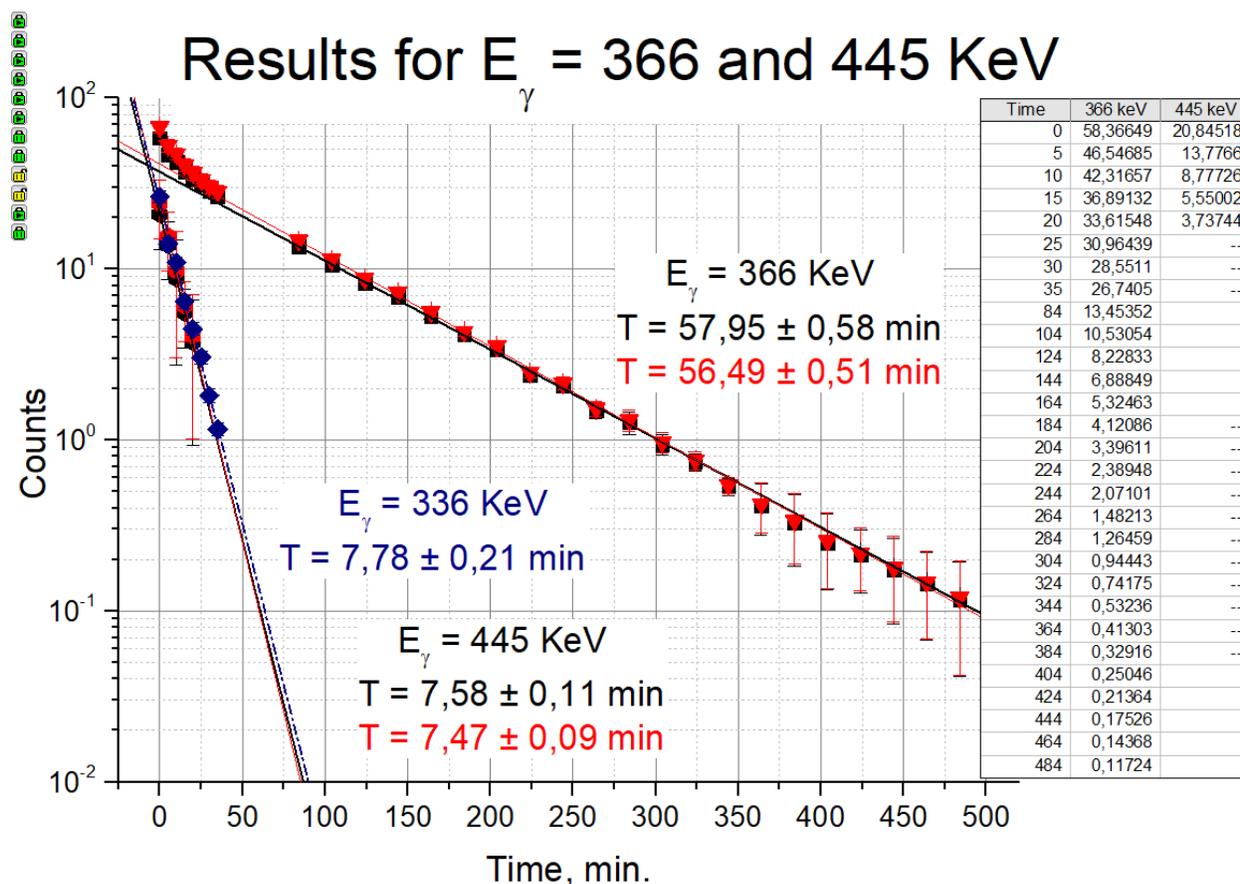


Рис. 21: Распады ядер $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_\gamma = 366$ и 445 КэВ (пучок протонов $E = 660$ МэВ, мишень ^{165}Ho). А) Красным цветом - значения площадей с учетом мёртвого времени ;Б) Черным цветом - значения площадей без учета мёртвого времени; В) Синим - Изомер 9+ (на γ -линии = 366 КэВ после вычитания вклада от основного состояния), период полураспада $T_{1/2} = 7.78$ минут; Г) Изомер 9+ (на γ -линии = 445 КэВ), период полураспада $T_{1/2} = 7.58$ минут (без учета мертвого времени) и $T_{1/2} = 7.47$ минут (с учетом мертвого времени)

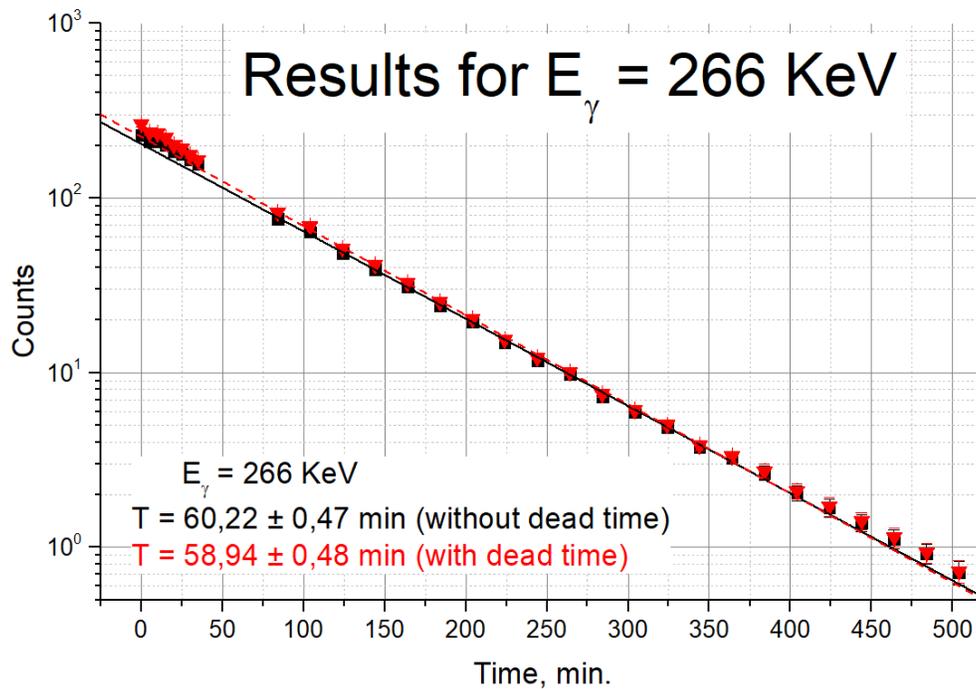


Рис. 22: Распады ядер $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_{\gamma} = 266 \text{ КэВ}$ (пучок протонов $E = 660 \text{ МэВ}$, мишень ^{165}Ho). А) Красным цветом - значения площадей с учетом мёртвого времени ;Б) Черным цветом - значения площадей без учета мёртвого времени

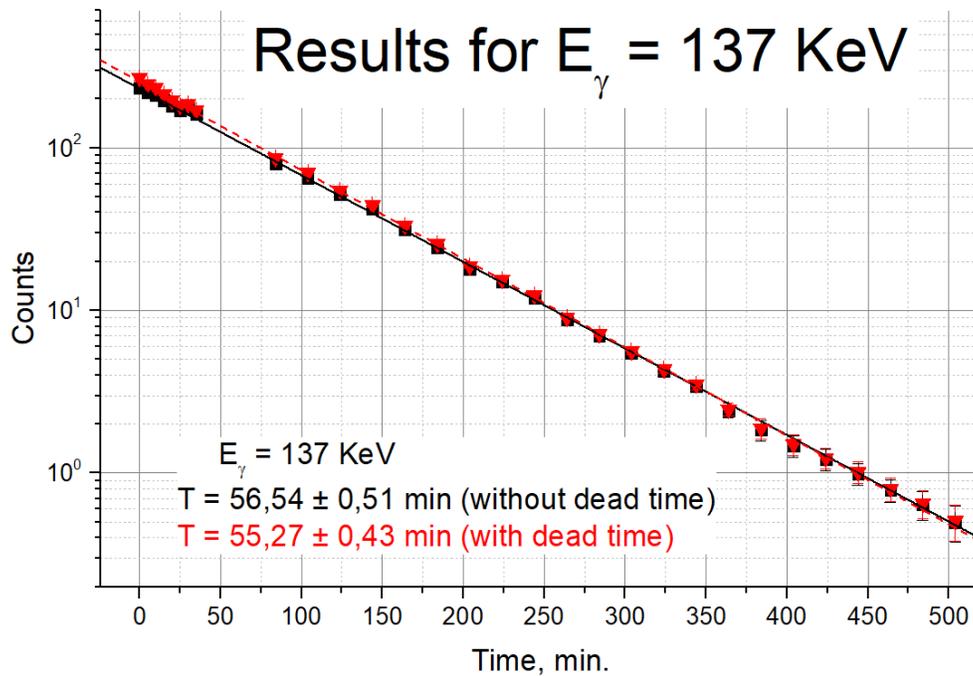


Рис. 23: Распады ядер $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_{\gamma} = 137 \text{ КэВ}$ (пучок протонов $E = 660 \text{ МэВ}$, мишень ^{165}Ho). А) Красным цветом - значения площадей с учетом мёртвого времени ;Б) Черным цветом - значения площадей без учета мёртвого времени

Для того, чтобы убедиться в правильности идентификации ядра недостаточно только значения периода полураспада. Необходимо определить отношение интенсивности гамма-линий для конкретного ядра в спектре. Для этого с помощью программы DEIMOS-32 определяется энергия (E), площадь пика (S) и их стандартные ошибки. Теперь определяем интенсивность линии (I) по формуле:

$$I = \frac{S_{dead}}{Eff * t_{live}} \quad (9)$$

где S_{dead} - площадь пика с учетом мёртвого времени,
 Eff - реальная эффективность на данном расстоянии (в нашем случае 15 см),
 t_{live} - живое время.

Теперь экспериментальные и литературные (The Lund/LBNL Nuclear Data Search) значения интенсивностей (I) необходимо выбрать эталонное значение (в нашем случае это 137.8 КэВ) и пронормировать на него. Таким образом мы можем легко сравнить, как соотносятся две (или более) линии в литературе и эксперименте (рисунок 24). Или же решить обратную задачу и посчитать интенсивность (I) для новой линии, как это сделано для $E_{\gamma} = 796$ КэВ.

		- важные линии				- новые линии				- взято из Caprio					
Ho-156 [Спектр 15cm5]															
Энергия DEIMOS	Энергия Ошибка, %	Энергия Литература	Площадь S	Учёт м. вр S dead	Ошибка S error, %	Эффективнс Eff (Real)	I Литература	Экспер. Экспер.	Литер. отношение на 137	Литер. отношение на 137	Активность, Бк Момент снятия спек	Активность, Бк Момент облучения	Активность, Бк Момент облучения	Активность, Бк Момент облучения	Обратная задача Интенсивность
137.83	0.01	137.83	28368	29755.67	1.2	2.51E-03	51	50.17944	1	1	2.04E+04	2.19E+05	2.19E+05	2.19E+05	49.25
266.584	0.016	266.35	27418	28759.2	1.1	2.15E-03	54.7	56.61977	1.128346	1.072549	2.14E+04	2.31E+05	2.31E+05	2.31E+05	55.58
366.5	0.037	366.25	4545	4767.326	4	1.92E-03	10.73	10.51002	0.209449	0.210392	2.03E+04	2.18E+05	2.18E+05	2.18E+05	10.32
618.24	0.663	618.17	471	494.0398	18	1.52E-03	1.37	1.375777	0.027417	0.026863	2.08E+04	2.24E+05	2.24E+05	2.24E+05	1.35
684.28	0.34	684.26	1670	1751.691	6	1.44E-03	5.39	5.149023	0.102612	0.105686	1.98E+04	Среднее 2.13E+05	Среднее 2.13E+05	Среднее 2.13E+05	5.05
691.1	0.09	691.08	1427	1496.804	7	1.43E-03	4.32	4.430561	0.088294	0.084706	2.12E+04	2.11E+04	2.29E+05	2.27E+05	4.35
764.613	0.087	764.42	1123	1177.933	14	1.36E-03	3.55	3.666162	0.073061	0.069608	2.14E+04	Ошибка 2.30E+05	Ошибка 2.30E+05	Ошибка 2.30E+05	3.60
884.772	0.109	884.45	1915	2008.675	4	1.25E-03	7.08	6.80189	0.135551	0.138824	1.99E+04	2.47E+02	2.14E+05	2.66E+03	6.68
1122.459	0.109	1122.09	778	816.0572	9	1.02E-03	3.34	3.386494	0.067488	0.06549	2.10E+04	2.26E+05	2.26E+05	2.26E+05	3.32
1223.949	0.2526	1223.57	578	606.2738	8	9.51E-04	2.43	2.697064	0.053748	0.047647	2.30E+04	2.47E+05	2.47E+05	2.47E+05	2.65
796.2	0.03	796	378	396.4905	27	1.33E-03	1.2	1.261859	0.025147	0.023529	2.18E+04	2.34E+05	2.34E+05	2.34E+05	1.24
631.836	0.047	631	697	731.0949	12	1.50E-03	2	2.063062	0.041114	0.039216	2.14E+04	2.30E+05	2.30E+05	2.30E+05	2.03
764.649	0.075	764.42	1612	1690.854	13	1.35E-03	5	5.301541	0.105652	0.098039	2.19E+04	2.36E+05	2.36E+05	2.36E+05	5.20

Рис. 24: Таблица Энергия-Площадь-Эффективность-Интенсивность для ядра ^{156}Ho

Можно увидеть, что гамма-переходы с энергией $E_{\gamma} = 796$ и 631 КэВ совпадают по значениям активности с другими линиями основного состояния ^{156}Ho . Для определения интенсивностей данных линий мы использовали статью Caprio [9]. Таким образом можно сделать вывод, что данные гамма-переходы относятся к ядру Ho.

Все образующиеся в реакциях ядра находились в основном или изомерном состоянии, их выходы определялись активационным методом, т.е. по интенсивности радиоактивного γ -излучения. Выходы вычислены по формуле:

$$N_{0,i} = \frac{N_i(t)}{\exp(-\lambda t_{cold}) * (1 - \exp(-\lambda t_{exp})) * (1 - \exp(-\lambda t_{meas}))} \quad (10)$$

где

$$N_i(t) = \frac{S_{\gamma,i}}{\varepsilon * I_{\gamma,i}} \quad (11)$$

Формула для активностей:

$$A_{0,i} = N_{0,i} * \lambda \quad (12)$$

t_{cold} , t_{meas} и t_{exp} - время остывания, время измерения (т.е. живое время снятия спектра) и время облучения соответственно.

Чтобы получить более достоверный результат по активностям и выходам мы выбрали несколько гамма-переходов у каждого состояния ядра ^{156}Ho . По данной методике вычислены выходы для основного и изомерного состояния ядра. Все данные о вычислениях представлены в приложении.

Поскольку в эксперименте измерялись выходы реакции, то ИО (Изомерное отношение) рассматривалось как отношение средних значений выходов реакций образования ядер в изомерном и основном состояниях:

$$IO = \frac{Y_{is}}{Y_{gs}} \quad (13)$$

Результаты приведены ниже.

Ho-156 iso				Ho-156			
СРЕДНИЕ	Y (Выход)	Ошибка	ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ	СРЕДНИЕ	Y (Выход)	Ошибка	
ЗНАЧЕНИЯ:	2,31E+08 Шт.	6,33E+06	0,036981	ЗНАЧЕНИЯ:	6,25E+09 Шт.	9,70E+07	
	Активность	Ошибка	Ошибка		Активность	Ошибка	
	7,71E+05 Бк.	2,11E+04	0,001164		2,08E+07 Бк.	3,52E+05	

Рис. 25: Изомерные отношения для ядра ^{156}Ho

Таким образом были получены следующие результаты:

- Проверена методика вычисления периодов полураспада для основного состояния ядра ^{152}Ho ($T_{1/2} = 56$ минут);
- Подтверждено наличие изомерного состояния $^{9+156m2}\text{Ho}$ ($T_{1/2} = 7.6$ минут) для линий $E_{\gamma} = 366, 445$ КэВ;
- Найдены линии нового изомерного состояния $^{9+156m2}\text{Ho}$ $E_{\gamma} = 796$ и 631 КэВ. Период полураспада данного изомера < 2 минут (рис. 27 и 26);
- Проведены измерения выходов, активностей, изомерного отношения для ядра ^{156}Ho .

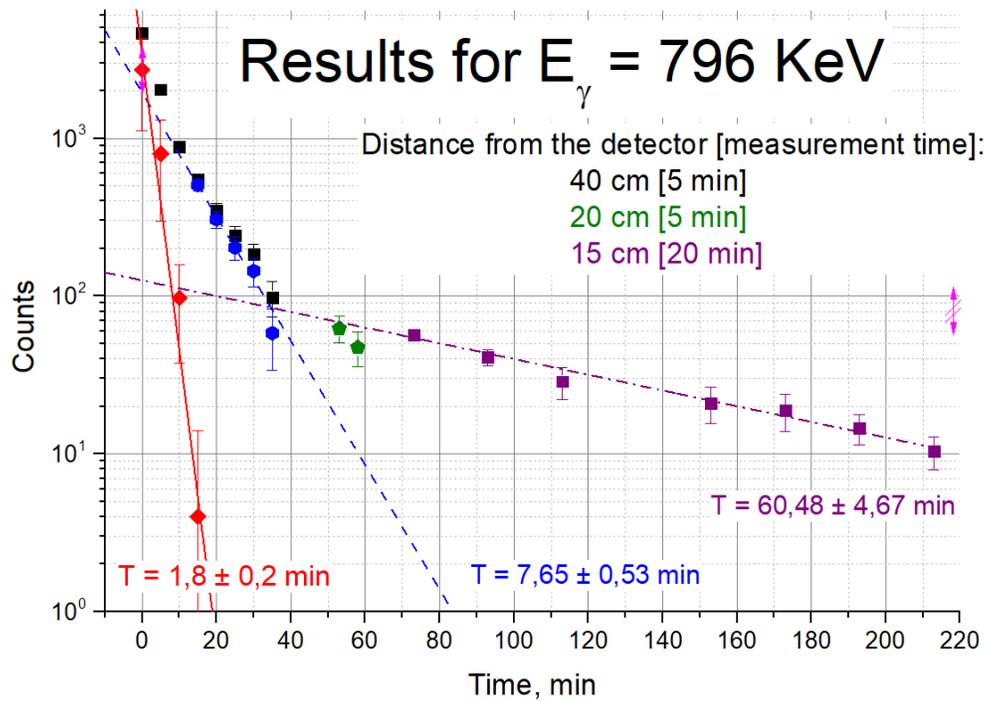


Рис. 26: Распады ядер $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_\gamma = 796$ КэВ (пучок протонов $E = 660$ МэВ, мишень ^{165}Ho). А) Пурпурный цветом - основное состояние Ho ;Б) Синим цветом - вычитание фона (основного состояния) - высокоспиновый изомер 9+ ;В) Красным цветом - Новый изомер с периодом полураспада <2 минут

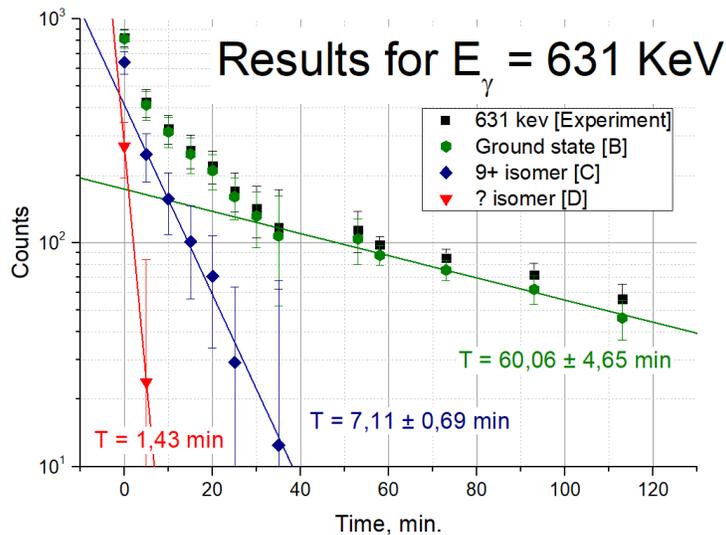


Рис. 27: Распады ядер $^{156}\text{Ho} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_\gamma = 631$ КэВ (пучок протонов $E = 660$ МэВ, мишень ^{165}Ho). А) Чёрным цветом - экспериментальные точки ;Б) Зеленым цветом - вычитание фона ;В) Синим цветом - вычитание фона (основного состояния) - изомер 9+ ;Г) Красным цветом - Новый изомер

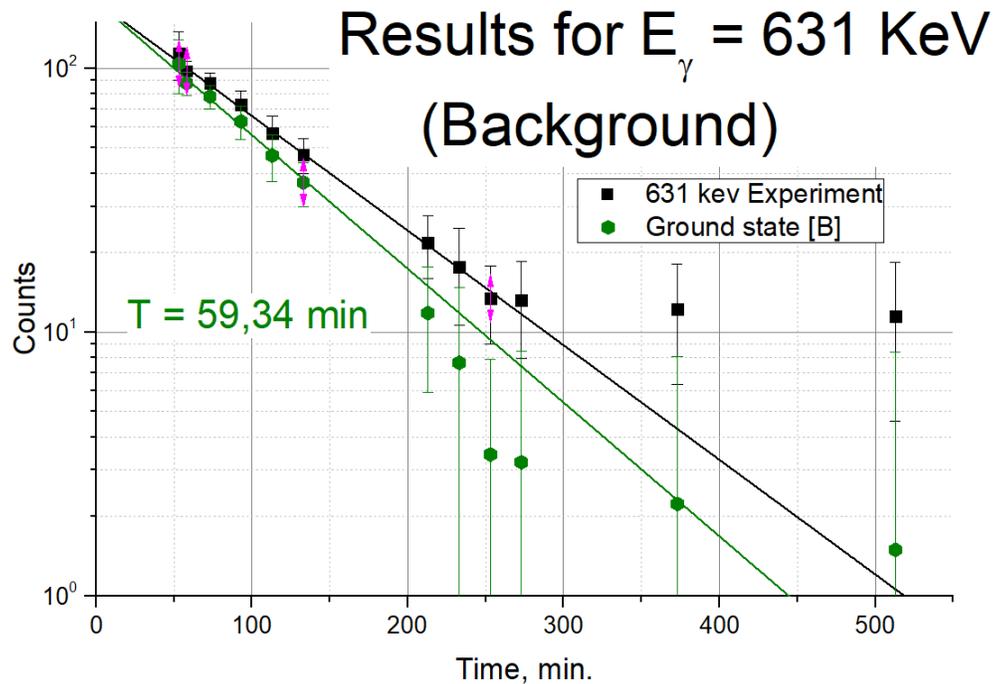


Рис. 28: Распады ядер $^{156}\text{No} \rightarrow ^{156}\text{Dy}$ $E_\gamma = 631 \text{ КэВ}$ (пучок протонов $E = 660 \text{ МэВ}$, мишень ^{165}Ho). Выход на фон. А) Чёрным цветом - экспериментальные точки ;Б) Зеленым цветом - вычитание фона

6.2 Мишень Vi-209 в поле конвертора на пучке ускорителя электронов ($E_e = 180 \text{ МэВ}$)

Чтобы проверить предложенную методику для изучения продуктов реакций ядер-мишеней на пучке электронов исследовали моноизотоп ^{209}Bi . С помощью электронного ускорителя LINAC-200 в ЛЯП ОИЯИ получен пучок электронов при разных энергиях электронов ($E = 60 \text{ МэВ}, 100 \text{ МэВ}, 140 \text{ МэВ}, 180 \text{ МэВ}$). Время облучения 30 минут в каждом эксперименте. Схема облучения приведена на риунке ниже.

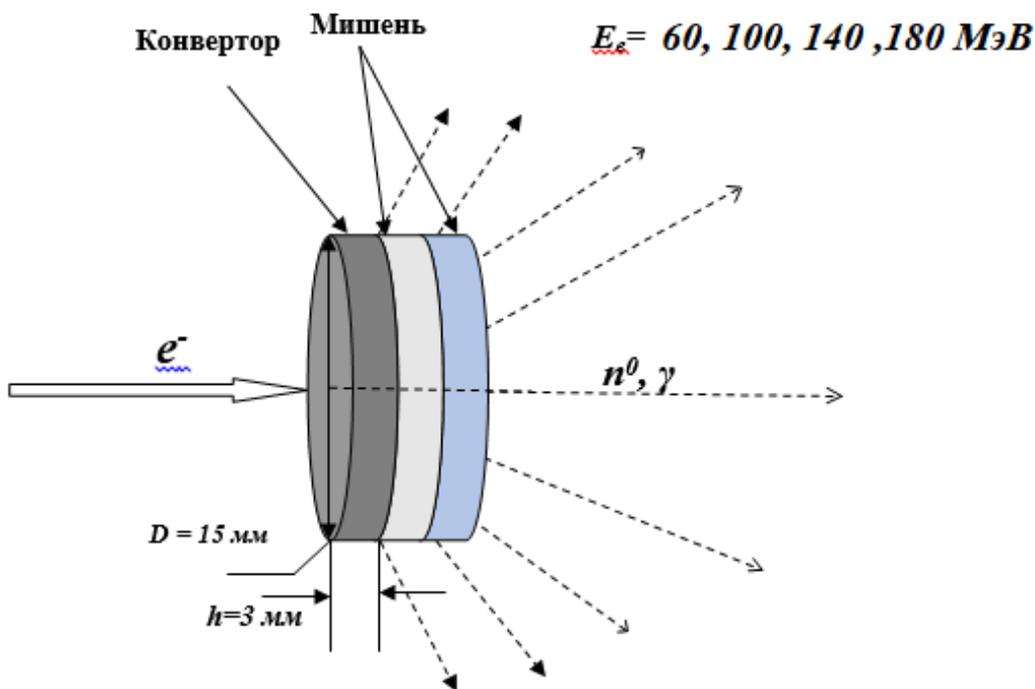


Рис. 29: Схема облучения мишени ^{209}Bi на электронном пучке

В качестве конвертора была выбрана висмутовая таблетка, которая даёт шанс изучать физические процессы в мишени на прямом пучке электронов. Электроны проходя через конвертор сталкиваются с ядрами ^{209}Bi , рассеиваются, замедляются и излучают тормозное излучение. В результате γ -кванты начинают взаимодействовать с ядрами ^{209}Bi . В следствии взаимодействия γ -кванты с большой энергией выбивают нейтроны из ядра, т.е. происходят фотонейтронные реакции (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, $(\gamma, 4n)$ в мишенях. Наконец, образуется поле, которое состоит из трех компонентов: тормозного излучения, нейтронов и электронов. Далее рассмотрим спектры облученных мишеней и будем исследовать какие реакции идут в мишенях в данном поле.

В ходе анализа продукты фотоядерных реакций идентифицировались по энергиям, относительным интенсивностям и периодам полураспада гамма-линий в спектрах, соответствующие площади пиков определялись с использованием подгонки по методу наименьших квадратов. В результате проведенного анализа в мишени ^{209}Bi идентифицированы следующие ядра по реакциям (γ, n) : ^{202}Bi , ^{203}Bi , ^{204}Bi , ^{205}Bi и ^{206}Bi . А также спектры содержали пики от ^{201}Rb , ^{202}Rb , ^{200}Rb , ^{199}Rb и ^{198}Rb которые могут быть получены как в реакциях с исходящими протонами, так и в β -распадах соответствующих ядер Bi. Расчёты сделаны по самым сильным гамма-переходам для всех ядер. Чтобы ясно видеть распад продуктов фотоядерных реакций нарисована часть спектра №10 (рисунок № 30), при времени остывания 587 минут.

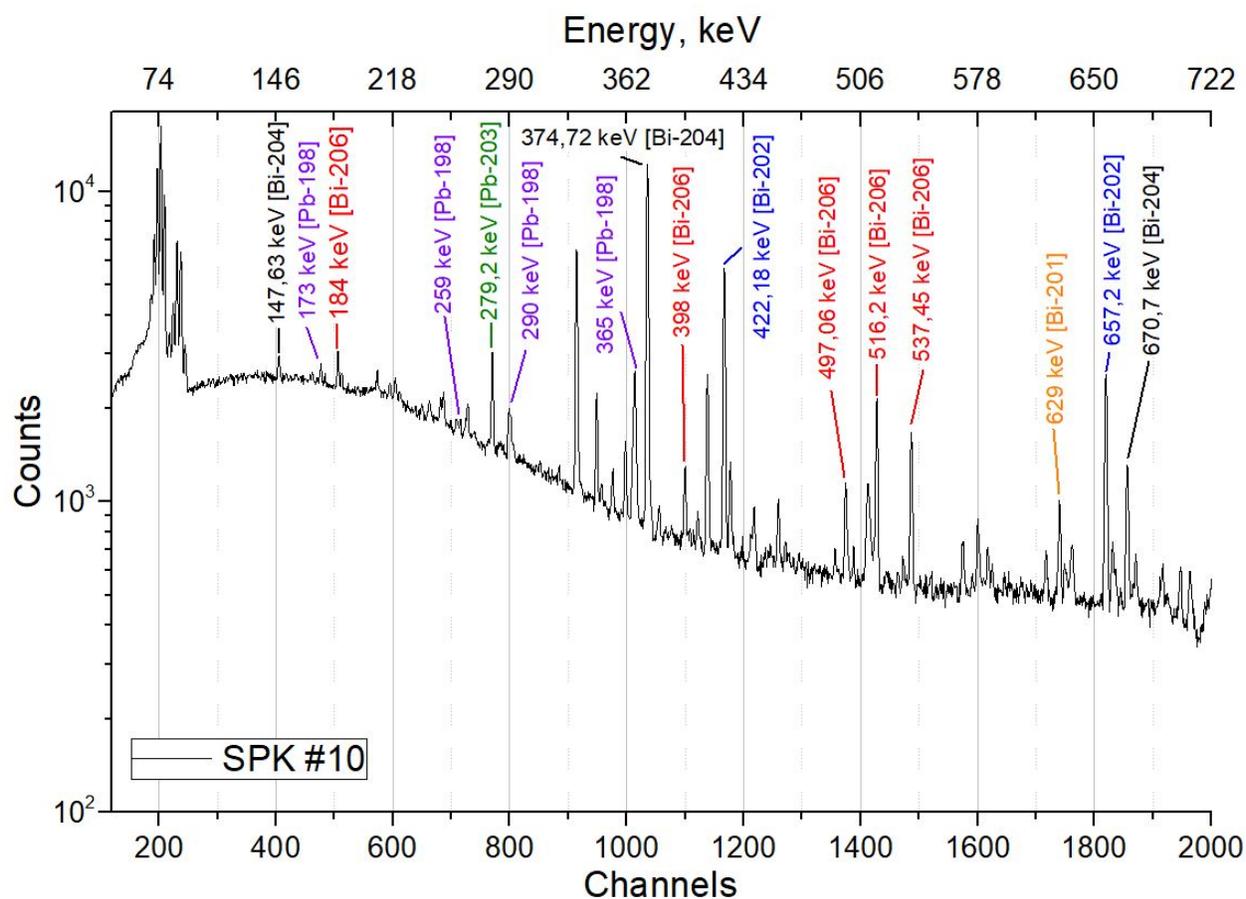


Рис. 30: Первая часть спектра облученной мишени ^{209}Bi на электронном пучке при $E_e = 180$ МэВ на предмет распада образовавшихся ядер

В качестве исследуемых ядер выбраны ядра Bi и Pb . Чтобы получить более достоверный результат по активностям мы выбрали несколько сильных гамма-переходов у каждого ядра (рисунок № 31). По методике, изложенной в пункте 6.1 «Мишень Гольмия», вычислены активности ядер и их выходы. Пример таблицы с выходами ядра ^{204}Bi представлена ниже.

Bi-204 [Спектр N10]												
% dead tin	No SPK	Energy, keV	S	S dead	S error, %	S error	I, %	Eff, real	Ai(t)	Ni(t)	Y (Выход) Активность	
5	10	899,15	32422	34043,1	1,8	612,776	98,00	6,23E-04	4,65E+04	5,58E+05	1,21E+11	1,01E+08
5	10	374,72	46241	48553,05	1,1	534,084	82,00	1,06E-03	4,65E+04	5,59E+05	9,20E+10	7,66E+07
5	10	984,02	15614	16394,7	1,6	262,315	59,00	5,82E-04	3,98E+04	4,77E+05	7,70E+10	6,42E+07
5	10	912,22	3553	3730,65	2,1	78,3437	11,10	6,17E-04	4,54E+04	5,45E+05	8,79E+10	7,32E+07
5	10	670,75	4014	4214,7	5,3	223,379	11,40	7,78E-04	3,96E+04	4,75E+05	7,67E+10	6,39E+07
5	10	918,15	3414	3584,7	4,7	168,481	10,80	6,14E-04	4,50E+04	5,41E+05	8,72E+10	7,27E+07
5	10	791,2	1119	1174,95	11	129,245	3,26	6,86E-04	4,38E+04	5,25E+05	8,47E+10	7,06E+07
5	10	1211	749	786,45	21	165,155	3,00	4,98E-04	4,39E+04	5,26E+05	8,49E+10	7,08E+07

Рис. 31: Расчёты по изменению активности и выходов ядра ^{204}Bi , спектр №10

Полученные результаты по выходам сравнили с результатами современных теоре-

тических расчетов [10] (таблица ниже). Неопределенности высокоэнергетической части спектра тормозного излучения, которая была использована для расчета теоретических выходов, возникающие, например, из-за неопределенности формы электронного пучка на мишени, могут быть одной из причин, которые способствуют разнице. Другим возможным объяснением является описание квазидейтронного механизма поглощения фотонов, который доминирует в этой области энергий.

Реакция	Продукт	60 МэВ 2020 год	100 МэВ 2020 год	140 МэВ 2020 год	180 МэВ	Результаты группы Бельшева С.С. (55.6 МэВ)
(γ , 2n)	Bi-207	–	–	–	–	7,3
(γ , 3n)	Bi-206	1	1	1	1	1
(γ , 4n)	Bi-205	1,16	1,77	2,74	0,6347	0,3308
(γ , 5n)	Bi-204	0,0122	0,0202	0,0317	0,7252	0,0649
(γ , 6n)	Bi-203	0,0051	0,0156	0,0187	0,4468	0,0025
(γ , 7n)	Bi-202	0,0001	0,0015	0,0035	0,3064	–
(γ , 8n)	Bi-201	–	0,0008	0,002	0,1941	–
(γ , 9n)	Bi-200	–	0,0004	0,0017	0,2063	–
(γ , 10n)	Bi-199	–	–	–	0,1533	–

Таблица 1: Сравнение результатов для энергий $E_e = 60, 100, 140, 180$ МэВ

На рисунке ниже предварительные результаты наших расчётов для эксперимента при $E_e = 180$ МэВ и результаты расчётов научной группы Бельшева С.С., Варламова В.В., Ишханова Б.С. и др ($E_e = 55.6$ МэВ) [10]. Прямая, которая описывает экспериментальные результаты С.С Бельшева, лежит гораздо ниже кривой для $E_e = 180$ МэВ. Причём для ядра с массовым числом $A = 203$ относительные выходы на пучке электронов с $E_e = 180$ МэВ отличаются почти на два порядка от результатов на пучке с $E_e = 55.6$ МэВ.

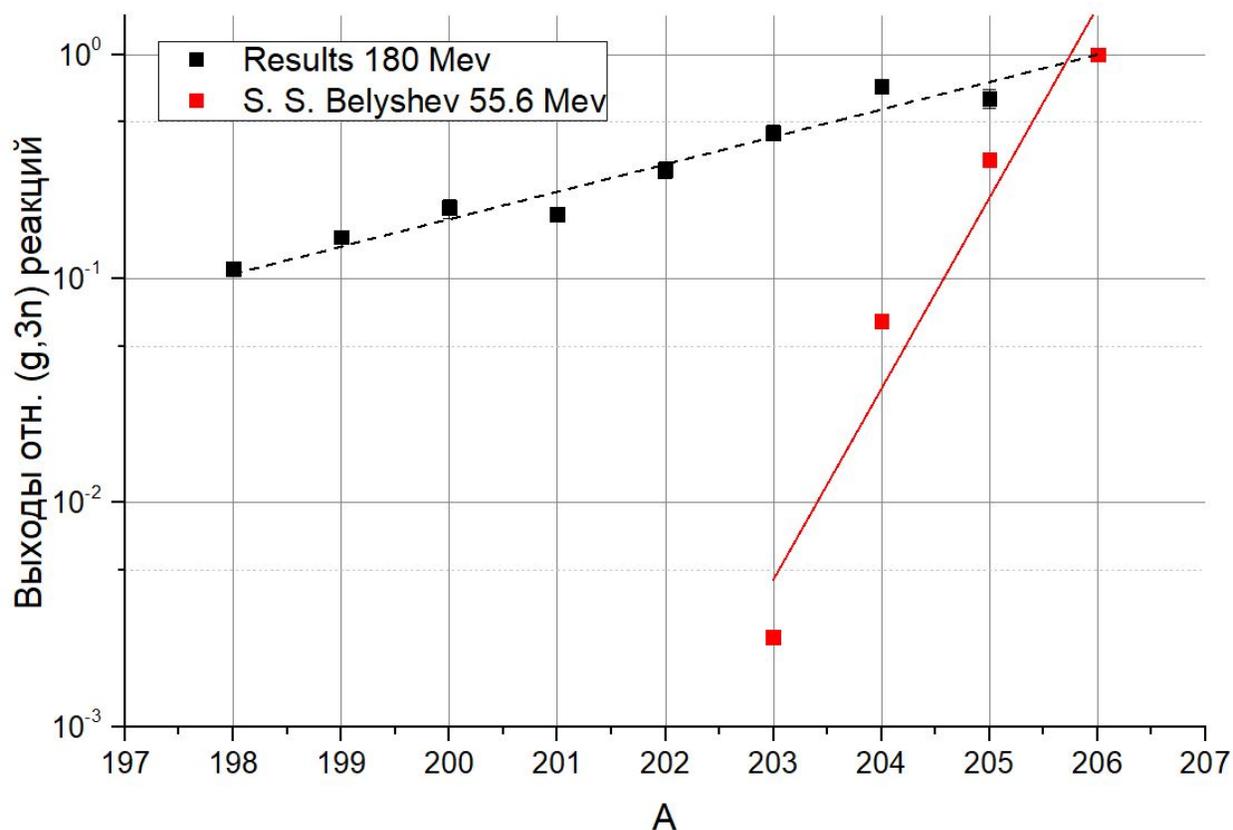


Рис. 32: Выходы фотоядерных реакций относительно $(\gamma, 3n)$ реакции в мишени ^{209}Bi при $E_e = 60$ МэВ и 180 МэВ и результаты группы Бельшева [10]

Часть III

Мишень природного урана на прямом пучке протонов ($E_p = 660$ МэВ)

Эксперименты на свинцовых сборках проводились на выведенном пучке протонов фазотрона Лаборатории ядерных проблем им. В.П.Джелепова ОИЯИ. Продукты многих реакций испытывают ряд последовательных распадов, так что в результате реакции появляется несколько радиоактивных нуклидов. После облучения мишень из урана была перемещена в низкофоновую измерительную камеру с детектором из германия высокой чистоты ORTEC PLANAR (энергетическое разрешение 1,8 КэВ при 700 КэВ) для измерения спектров. Каждый спектр измерен по 24 часа на позиции №2. Схема эксперимента представлена ниже.

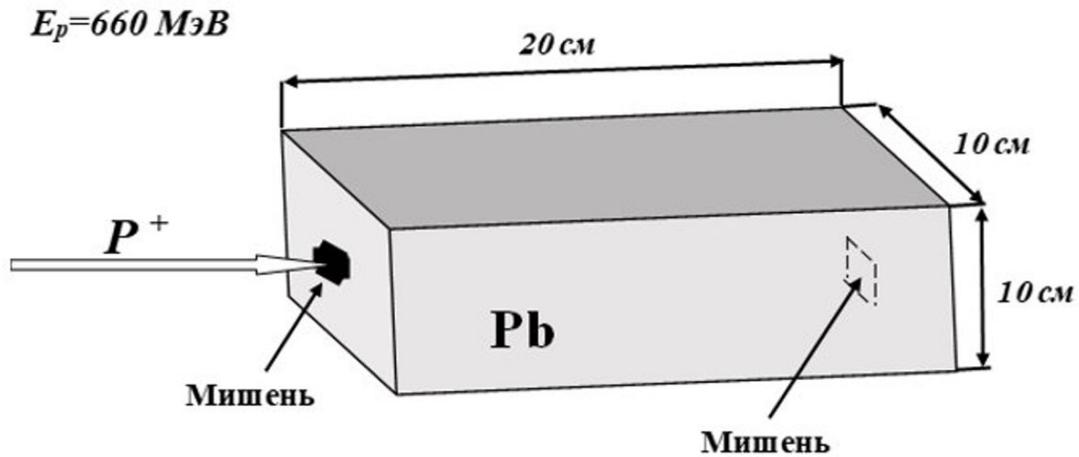


Рис. 33: Схема облучения мишени природного урана на прямом пучке протонов

Теперь, пользуясь формулами и схемами, описанными в части II, можно определить выходы и активности образовавшихся ядер. Для этого был полностью обработан спектр №5, который снят в детекторе на позиции №2, а так же сравнили его со спектром №15. В этих спектрах наблюдаются долгоживущие ядра, такие как Ва-140 или Ru-105. Для определения короткоживущих ядер обрабатывался спектр №1. Для точного определения энергии γ -линии была построена нелинейность детектора, линейность строилась по двум реперным точкам - 208 КэВ и 1596,21 КэВ.

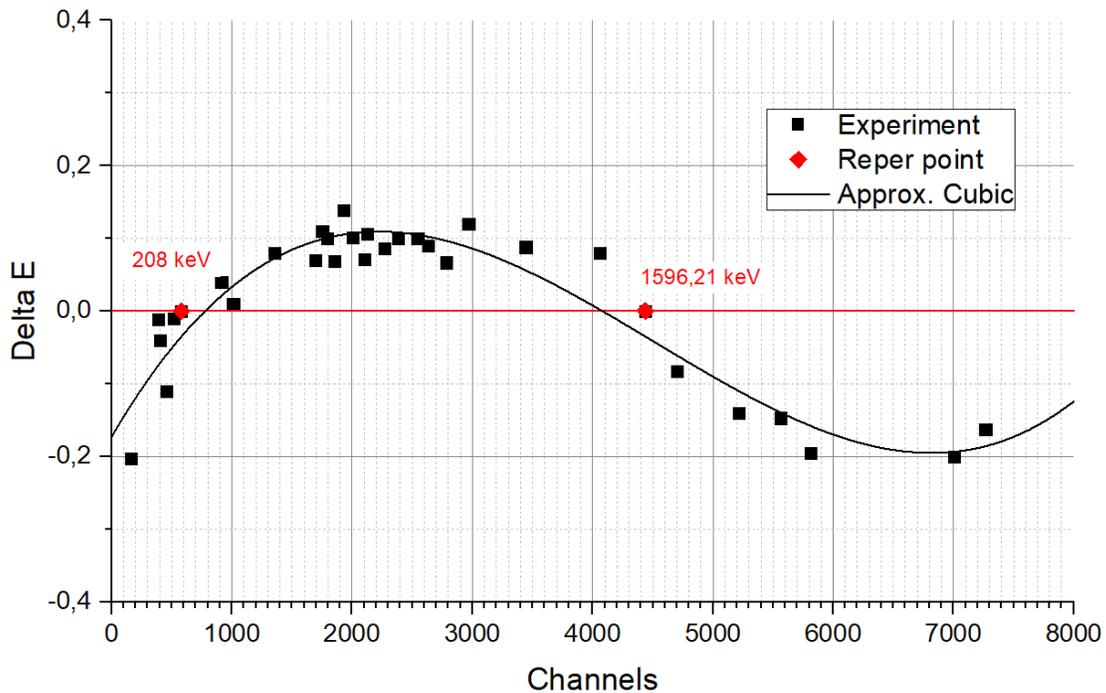


Рис. 34: Нелинейность детектора

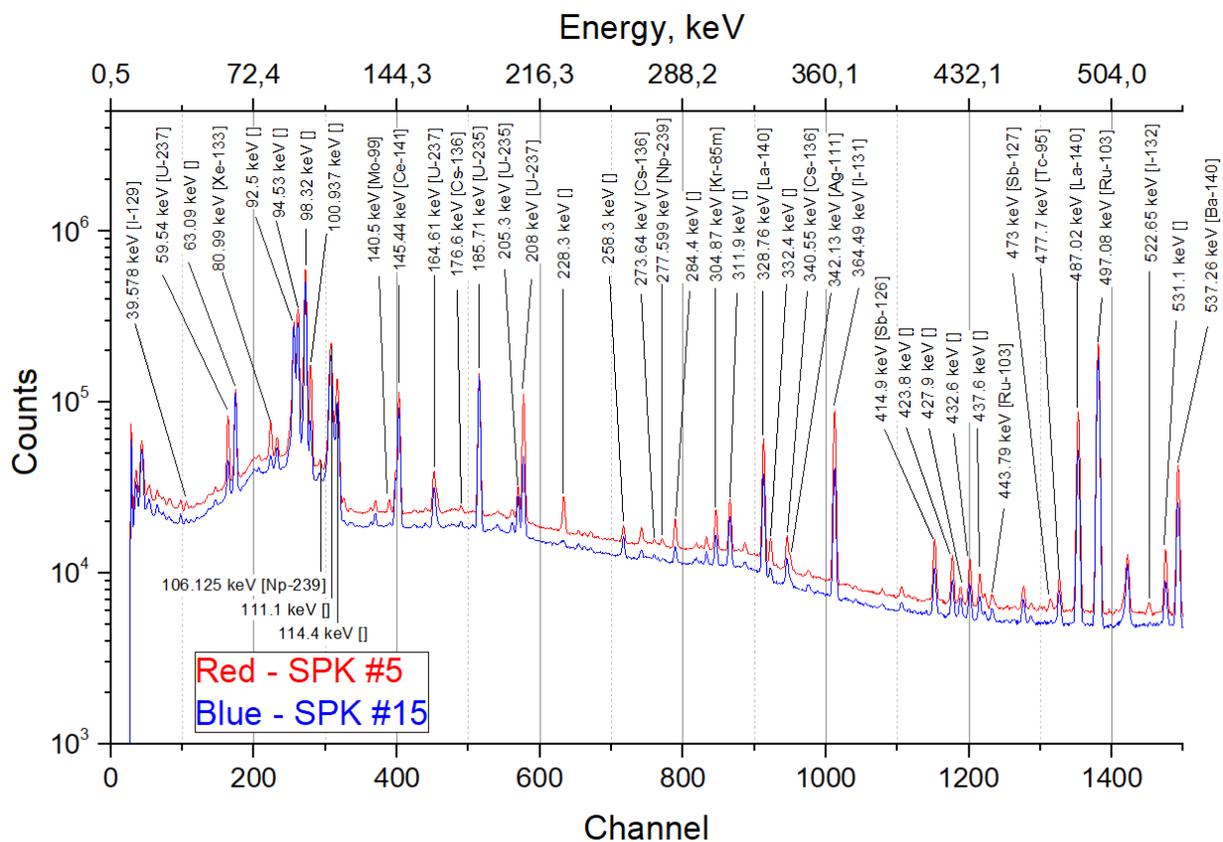


Рис. 35: Сравнение части спектров №5 (красный) и №15 (синий). Номера каналов: 0-1500.

На основе идентифицированных ядер построена A-Z диаграмма. Как видно на рисунке № 36, есть две большие области, это подтверждает, что мы наблюдаем двойное деление, даже не смотря на то что есть фоновое ядро в диаграмме (как Ag-111).

На основе идентифицированных гамма-переходов найдены выходы ядер, образовавшихся в мишени. Основываясь на данных расчётах построена зависимость выходов от массового числа - «Кривая Деления». Как видно на рисунке № 37 наблюдается двугорбая кривая. Это подтверждает факт, что в мишени, которая облучена на протонном пучке при $E_p = 660$ МэВ, идёт двойное деление и распределение продуктов деления по выходам совпадают с теорией.

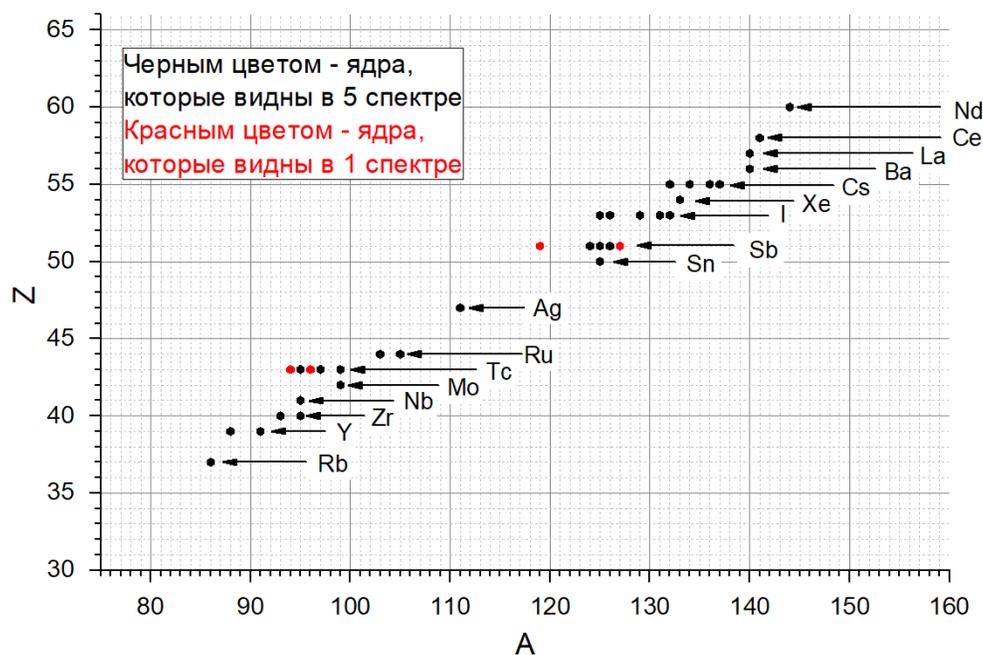


Рис. 36: Диаграмма ядер, образовавшихся в урановой мишени на прямом пучке протонов. А именно: ^{147}Nd , ^{141}Ce , ^{140}La , ^{140}Ba , $^{137,136,134,132}\text{Cs}$, ^{133}Xe , $^{132,131,129,125,126}\text{I}$, $^{124-127,119}\text{Sb}$, ^{125}Sn , ^{111}Ag , $^{103,105}\text{Ru}$, $^{99,97,96,95,94}\text{Tc}$, ^{99}Mo , ^{99}Mo , ^{95}Nb , $^{95,93}\text{Zr}$, $^{91,88}\text{Y}$, ^{86}Rb .

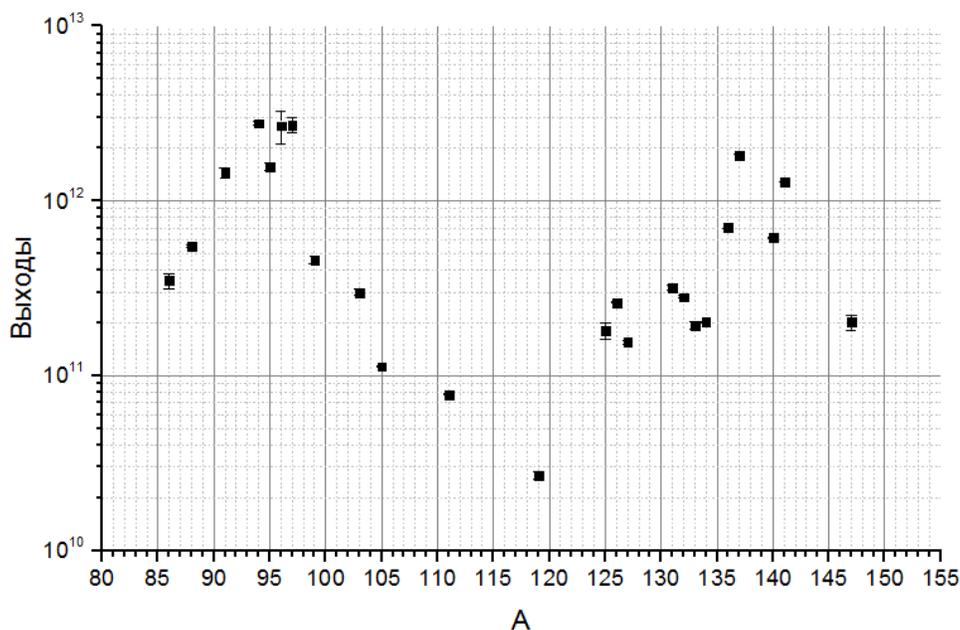


Рис. 37: Массовая кривая образовавшихся ядер в облученной мишени ^{238}U (Кривая деления)

Далее результаты сравнивались с результатами расчетов, опубликованными научной группой ОИЯИ в 2020 году, на пучке электронов ($E_e = 140$ МэВ) и в поле генера-

тора нейтронов (свинец) на пучке протонов ($E_p = 660$ МэВ) [11,12]. Сравнение экспериментальных данных с расчетами приведено на рисунке ниже. Все эксперименты были выполнены на мишени ^{238}U .

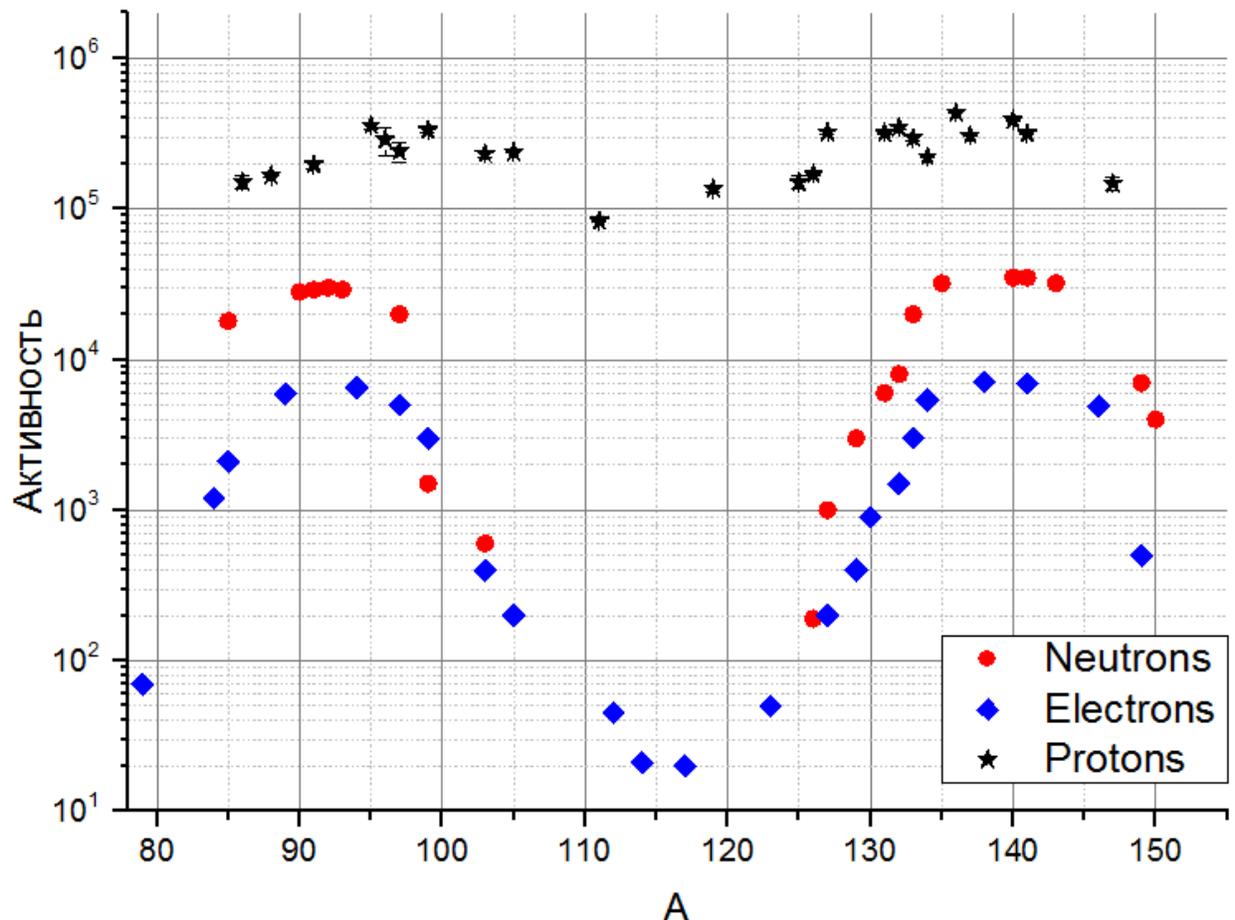


Рис. 38: Сравнение с результатами 2020 года (на пучке электронов и в поле генератора нейтронов)

Для сравнения были показаны результаты для всех 35 ядер, найденных при выполнении данной работы. В частности, видны точки, которые выбиваются из идеального массового распределения осколков деления, это может являться признаком присутствия в ядре долгоживущего изомерного состояния. Такие состояния будут иметь отличные от основного состояния периоды полураспада и соответственно выходы.

Видно, что в массовой области $90 < A < 100$ и $135 < A < 140$ активности продуктов деления ^{238}U на пучке протонов отличаются на порядок от активностей продуктов ^{238}U в поле генератора нейтронов и еще на половину порядка от активностей продуктов ^{238}U на пучке электронов. Отчасти это может быть объяснено тем, что ядра-продукты в большей части образуются в результате деления. Грубая оценка доли деления по сравнению с захватом дает значение:

$$\frac{Y_c}{Y_F} = \frac{6,37 * 10^{11}}{15,68 * 10^{12}} = 0,0406 = 4\% \quad (14)$$

где Y_F - суммарный выход всех осколков деления, Y_c - выход реакции захвата $^{238}\text{U} (n, \gamma)$
 ^{239}U

В качестве сравнения можно привести результаты отношения деления к захвату для Np-237 [13]. Образцы Np-237 облучались в поле нейтронов, полученном на установке QUINTA. В этом эксперименте для энергии пучка протонов 660 МэВ доля деления к захвату равняется 0.7, что почти на порядок отличается результатов для U-238 на прямом пучке протонов с энергией 660 МэВ.

Недооценка выхода осколков деления может быть обусловлена отсутствием некоторых ядер на кривой деления. Исследования активностей продуктов деления ядер ^{238}U при энергии бомбардирующих протонов 660 МэВ показали, что минимум активностей в области симметричного деления почти исчез. Отношение максимума к минимуму для протонов равняется 4, что намного меньше оценки этих же отношений для электронов и нейтронов - порядка 350 и 170 соответственно. Из-за неопределенности механизма образования ядер-продуктов после облучения мишени пучком протонов с высокой энергией полученные результаты представляются весьма интересными и требующими дальнейшего исследования.

В заключении необходимо отметить, что исследование сравнения эффективности трансмутации ядер ^{238}U проведено нами в трех режимах: под действием гамма-квантов тормозного излучения ($E_e = 140$ МэВ), протонов на прямом пучке ($E_p = 660$ МэВ) и в поле нейтронов ($E_p = 660$ МэВ). Результаты представлены на рисунке № 38. Среди этих трех экспериментов в терминах выходов образующихся ядер-осколков наиболее эффективным является облучение ^{238}U на прямом пучке протонов с энергией 660 МэВ. Также в методических целях проведено исследование реакций на ядрах моноизотопов ^{209}Bi под действием тормозного излучения на пучке электронов с $E_e = 180$ МэВ и ^{165}Ho на пучке протонов с $E_p = 660$ МэВ. Результаты представлены на рисунке № 26 (изомерия) и № 32 (выходы висмутов на 180 МэВ) соответственно.

Также автор выражает благодарность доктору техн. наук С.И.Тютюнникову за предоставления ряда материалов и многочисленные дискуссии и научному сотруднику Стегайлову В.И. за большую помощь в наладке измерительной методики. Работа выполнена на экспериментальной базе ОИЯИ. А так же моему научному руководителю из МГУ Кузнецову А.А. за помощь в написании диплома.

Часть IV

Литература

1. S.I. Tyutyunnikov, V.I. Stegailov et al. «Nucleus-2018». Voronezh. 2018. P.234.
2. S.I. Tyutyunnikov, V.I. Stegailov et al. «Nucleus-2020». St-Petersburg. 2020. P.117-118.
3. E.V. Barmina, A.V. Simakin, V.I. Stegailov et al. «Nucleus-2017». Almaty. 2017. P.169.
4. A.V. Nefiodov, V.P. Ovsyannikov, S.I. Tyutyunnikov et al. Nucl. Inst. and Meth. in Phys. B. 2021. 502. P. 23-28.
5. Нуклотрон. Научно-исследовательская база http://www.jinr.ru/jinr_facilities/
6. Многослойные полупроводниковые установки для спектрометрии заряженных частиц на ускорителях, доктор физико-математических наук Гуров Юрий Борисович.
7. Источники фотонного ионизирующего излучения радионуклидные закрытые ОСГИ-А, Назначение средства измерений.
8. V.G.Kalinnikov et al. (49 Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure). April 21-24, 1999, Dubna, Russia.
9. «Low-spin structure of 156-Dy through g-ray spectroscopy» M. A. Caprio, N. V. Zamfir, R. F. Casten, C. J. Barton, C. W. Beausang, J. R. Cooper, A. A. Hecht, R. Krucken, H. Newman, J. R. Novak, N. Pietralla, A. Wolf and K. E. Zyromski. PHYSICAL REVIEW C 66, 054310 (2002)
10. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu V. V. Varlamov. Multinucleon photonuclear reactions on 209Bi: Experiment and evaluation. Eur. Phys. J. A 51, 67 (2015).
11. Tyutyunnikov S.I., Kobets V.V., Yuldashev B.S., Khushvaktov J., Shakun N.G., Tran T.N., Kryachko I.A., Rozov S.V., Rasulova F.A., Stegailov V.I., Solnyshkin A.A., Brukva A.E., Perevoshikov L.L.. Nuclei produced from 238-U irradiated by secondary neutron field initiated by proton beam ($E = 660$ MeV).
12. Tyutyunnikov S.I., Kobets V.V., Yuldashev B.S., Khushvaktov J., Shakun N.G., Kryachko I.A., Rasulova F.A., Stegailov V.I., Tran T.N., Rozov S.V., Brukva A.E., Perevoshikov L.L.. Nuclei produced from 238-U irradiated by secondary gamma initiated by electron beam ($E = 140$ MeV).
13. S. Kilim, S.I. Tyutyunnikov, V.I. Stegailov et al. // NUKLEONIKA, 2018, V. 63 (1), P. 17-22.

Часть V

Приложение

A(X)	B(Y)	C(Y)	D(Y)	E(Y)	F(Y)	G(Y)	H(Y)	I(Y)	L(Y)	M(yEr±)	N(Y)	O(yEr±)
Energy	Ig	Error	Channel	cherr	Energy keV	Area	aerr	fwhm	Eff	Err	Abs Eff	Err
table	%	Stand			Deimos	S			(S/I)	Eff		Abs Eff
121,7817	28,58	5	200,005	0,003	121,775	193425,8	0,4	2,02	6,8E+05	2,7E+03	1,7E-02	3,6E-08
244,6975	7,583	5	401,644	0,009	244,91	36831,1	1,1	2,14	4,9E+05	5,3E+03	1,2E-02	3,7E-07
344,2785	26,5	5	564,648	0,005	344,451	108605,5	0,6	2,26	4,1E+05	2,5E+03	1,0E-02	5,8E-08
411,1163	2,234	5	673,969	0,028	411,21	8440,9	2,9	2,29	3,8E+05	9,9E+03	9,7E-03	3,3E-06
443,965	3,148	5	727,649	0,024	443,991	11483,5	2,4	2,35	3,6E+05	7,6E+03	9,3E-03	1,9E-06
563,99	0,489	--	923,751	0,062	563,745	1526,4	7,1	2,79	3,1E+05	2,2E+04	8,0E-03	3,7E-05
586,2648	0,459	--	960,175	0,074	585,988	1377,4	8,8	2,83	3,0E+05	2,3E+04	7,7E-03	4,9E-05
678,623	0,471	--	1111,262	0,066	678,253	1223,5	5,8	2,82	2,6E+05	1,5E+04	6,6E-03	3,1E-05
688,67	0,857	5	1127,631	0,043	688,248	2180,8	4,6	2,83	2,5E+05	1,2E+04	6,5E-03	1,4E-05
778,904	12,942	5	1275,806	0,016	778,734	29263,5	1,3	2,78	2,3E+05	2,9E+03	5,8E-03	2,6E-07
867,378	4,245	5	1420,847	0,018	867,307	8650,4	2	3,11	2,0E+05	4,1E+03	5,2E-03	1,2E-06
964,079	14,605	5	1579,452	0,017	964,162	27991,6	1,2	3,06	1,9E+05	2,3E+03	4,9E-03	2,1E-07
1085,869	10,207	5	1779,01	0,02	1086,027	17325,4	1,4	3,21	1,7E+05	2,7E+03	4,3E-03	3,5E-07
1089,737	1,727	5	1785,296	0,033	1089,865	3150	2,6	3,21	1,8E+05	5,2E+03	4,7E-03	3,8E-06
1112,074	13,644	5	1821,939	0,014	1112,242	24301,3	1,2	3,27	1,8E+05	2,2E+03	4,6E-03	2,2E-07
1212,948	1,422	--	1986,943	0,043	1213,006	2271,4	4,1	3,52	1,6E+05	6,5E+03	4,1E-03	7,4E-06
1299,14	1,623	--	2127,95	0,036	1299,114	2590	3,5	3,58	1,6E+05	5,6E+03	4,1E-03	5,5E-06
1408,006	21,005	5	2306,284	0,015	1408,018	32121,9	1	3,65	1,5E+05	1,5E+03	3,9E-03	1,2E-07
1457,643	0,502	--	2387,359	0,079	1457,528	735,8	6,4	3,89	1,5E+05	1,1E+04	3,7E-03	3,3E-05
--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Рис. 39: Таблица для вычисления эффективности детектора, измеренные с помощью ¹⁵²Eu на расстоянии 5 см.

No-156 m2 9+ [Спектр 40cm SPK № 0-7]												
Live time	№ SPK	Energy, keV	S	S error, %	S error	I, %	Eff, real	Cold time	Ai(t)	Ni(t)	Y (Выход)	Активнос
253.32	0	445	895	37.5	335.625	14.20	2.99E-04	720	8.33E+04	2.11E+05	2.31E+08	7.71E+05
261.24	1	445	610	37.1	226.31	14.20	2.99E-04	1020	5.50E+04	1.44E+05	2.47E+08	8.24E+05
266.86	2	445	397	68.9	273.533	14.20	2.99E-04	1320	3.51E+04	9.36E+04	2.52E+08	8.42E+05
271.08	3	445	255	38	96.9	14.20	2.99E-04	1620	2.22E+04	6.01E+04	2.54E+08	8.48E+05
274.68	4	445	174	75	130.5	14.20	2.99E-04	1920	1.49E+04	4.10E+04	2.72E+08	9.07E+05
253.32	0	366	1312	7.7	101.024	19.31	3.22E-04	720	8.33E+04	2.11E+05	2.31E+08	7.71E+05
261.24	1	366	698	8.4	58.632	19.31	3.22E-04	1020	4.30E+04	1.12E+05	1.93E+08	6.44E+05
266.86	2	366	547	8.1	44.307	19.31	3.22E-04	1320	3.30E+04	8.80E+04	2.37E+08	7.91E+05
271.08	3	366	324	8.4	27.216	19.31	3.22E-04	1620	1.92E+04	5.21E+04	2.21E+08	7.35E+05
274.68	4	366	224	8.6	19.264	19.31	3.22E-04	1920	1.31E+04	3.60E+04	2.39E+08	7.97E+05
278	5	366	153	9.1	13.923	19.31	3.22E-04	2220	8.85E+03	2.46E+04	2.56E+08	8.54E+05
280.42	6	366	92	9.2	8.464	19.31	3.22E-04	2520	5.28E+03	1.48E+04	2.42E+08	8.05E+05
283.08	7	366	58	8.7	5.046	19.31	3.22E-04	2820	3.29E+03	9.33E+03	2.39E+08	7.96E+05
253.32	0	796						720				
261.24	1	796						1020				
266.86	2	796						1320				
271.08	3	796	505	43	217.1116	42.90	2.26E-04	1620	1.92E+04	5.21E+04	2.21E+08	7.35E+05
274.68	4	796	306	38	116.251	42.90	2.26E-04	1920	1.15E+04	3.16E+04	2.10E+08	6.99E+05
278	5	796	203	34	68.87493	42.90	2.26E-04	2220	7.52E+03	2.09E+04	2.18E+08	7.26E+05
280.42	6	796	144	29	41.84443	42.90	2.26E-04	2520	5.31E+03	1.49E+04	2.43E+08	8.11E+05
283.08	7	796	58	25	14.5613	42.90	2.26E-04	2820	2.12E+03	6.01E+03	1.54E+08	5.13E+05

Рис. 40: Таблица выходов и активностей для изомера ^{9+156m2}No

Ho-156 [Спектр 40cm SPK № 0-7]												
Live time	№ SPK	Energy, ke	S	S error, %	S error	I, %	Eff, real	Cold time	Ai(t)	Ni(t)	Y (Выход)	Активность
253.32	0	366	2080.00	6.8	141.44	10.73	3.22E-04	720	2.38E+05	6.02E+05	6.87E+09	2.29E+07
261.24	1	366	1959.00	5.1	99.909	10.73	3.22E-04	1020	2.17E+05	5.67E+05	6.88E+09	2.29E+07
266.86	2	366	1831.00	9.2	168.452	10.73	3.22E-04	1320	1.99E+05	5.30E+05	6.84E+09	2.28E+07
271.08	3	366	1728.00	8.7	150.336	10.73	3.22E-04	1620	1.84E+05	5.00E+05	6.87E+09	2.29E+07
274.68	4	366	1627.00	8.4	136.668	10.73	3.22E-04	1920	1.71E+05	4.71E+05	6.88E+09	2.29E+07
278	5	366	1531.00	8.6	131.666	10.73	3.22E-04	2220	1.59E+05	4.43E+05	6.89E+09	2.30E+07
280.42	6	366	1444.00	7.7	111.188	10.73	3.22E-04	2520	1.49E+05	4.18E+05	6.91E+09	2.30E+07
283.08	7	366	1357.00	8.9	120.773	10.73	3.22E-04	2820	1.39E+05	3.93E+05	6.91E+09	2.30E+07
253.32	0	266	11390.00	5.1	580.89	54.7	3.58E-04	0	2.30E+05	5.82E+05	5.72E+09	1.91E+07
261.24	1	266	10729.00	6.2	665.198	54.7	3.58E-04	300	2.10E+05	5.48E+05	5.73E+09	1.91E+07
266.86	2	266	10119.00	5.5	556.545	54.7	3.58E-04	600	1.94E+05	5.17E+05	5.75E+09	1.92E+07
271.08	3	266	9559.00	4.7	449.273	54.7	3.58E-04	900	1.80E+05	4.88E+05	5.78E+09	1.93E+07
274.68	4	266	8949.00	5.8	519.042	54.7	3.58E-04	1200	1.66E+05	4.57E+05	5.76E+09	1.92E+07
278	5	266	8492.00	4.9	416.108	54.7	3.58E-04	1500	1.56E+05	4.34E+05	5.81E+09	1.94E+07
280.42	6	266	7983.00	5.2	415.116	54.7	3.58E-04	1800	1.45E+05	4.08E+05	5.81E+09	1.94E+07
283.08	7	266	7572.00	5.4	408.888	54.7	3.58E-04	2100	1.37E+05	3.87E+05	5.86E+09	1.95E+07
253.32	0	137	12966.00	6.2	803.892	51	4.10E-04	0	2.45E+05	6.20E+05	6.10E+09	2.03E+07
261.24	1	137	12203.00	6.7	817.601	51	4.10E-04	300	2.23E+05	5.84E+05	6.11E+09	2.04E+07
266.86	2	137	11441.00	5.9	675.019	51	4.10E-04	600	2.05E+05	5.47E+05	6.09E+09	2.03E+07
271.08	3	137	10729.00	7.1	761.759	51	4.10E-04	900	1.89E+05	5.13E+05	6.08E+09	2.03E+07
274.68	4	137	10119.00	6.8	688.092	51	4.10E-04	1200	1.76E+05	4.84E+05	6.10E+09	2.03E+07
278	5	137	9508.00	6.3	599.004	51	4.10E-04	1500	1.64E+05	4.55E+05	6.09E+09	2.03E+07
280.42	6	137	8949.00	6.5	581.685	51	4.10E-04	1800	1.53E+05	4.28E+05	6.10E+09	2.03E+07
283.08	7	137	8390.00	6.6	553.74	51	4.10E-04	2100	1.42E+05	4.01E+05	6.09E+09	2.03E+07

Рис. 41: Таблица выходов и активностей для основного состояния ^{156}Ho

Ba-140 [Спектр N5]											
% dead t	№ SPK	Energy, keV	S	S dead	S error, %	S error	I, %	Eff, real	Ni(t)	Y (Выход)	Активность
0,7	5	304	39065	39338,46	1	393,385	4,29	3,00E-02	3,06E+05	6,18E+11	3,91E+05
0,7	5	437	15056	15161,39	2	303,228	3,15	1,60E-02	3,01E+05	6,08E+11	3,84E+05
0,7	5	162	71414	71913,9	0,5	359,569	6,22	3,80E-02	3,04E+05	6,15E+11	3,89E+05
Лямбда											
6,317E-07											
						t обл, ми	30,00	1800			
Конец обл. день		18.01.2019				t ост, сут	3,78	326640			
Начало изм.		21.01.2019				t изм, сут	1,01	87000			
Конец изм.		22.01.2019									

Рис. 42: Пример подсчета выходов и активностей для ядра ^{140}Ba (Мишень ^{238}U , энергия пучка протонов $E = 660 \text{ МэВ}$)

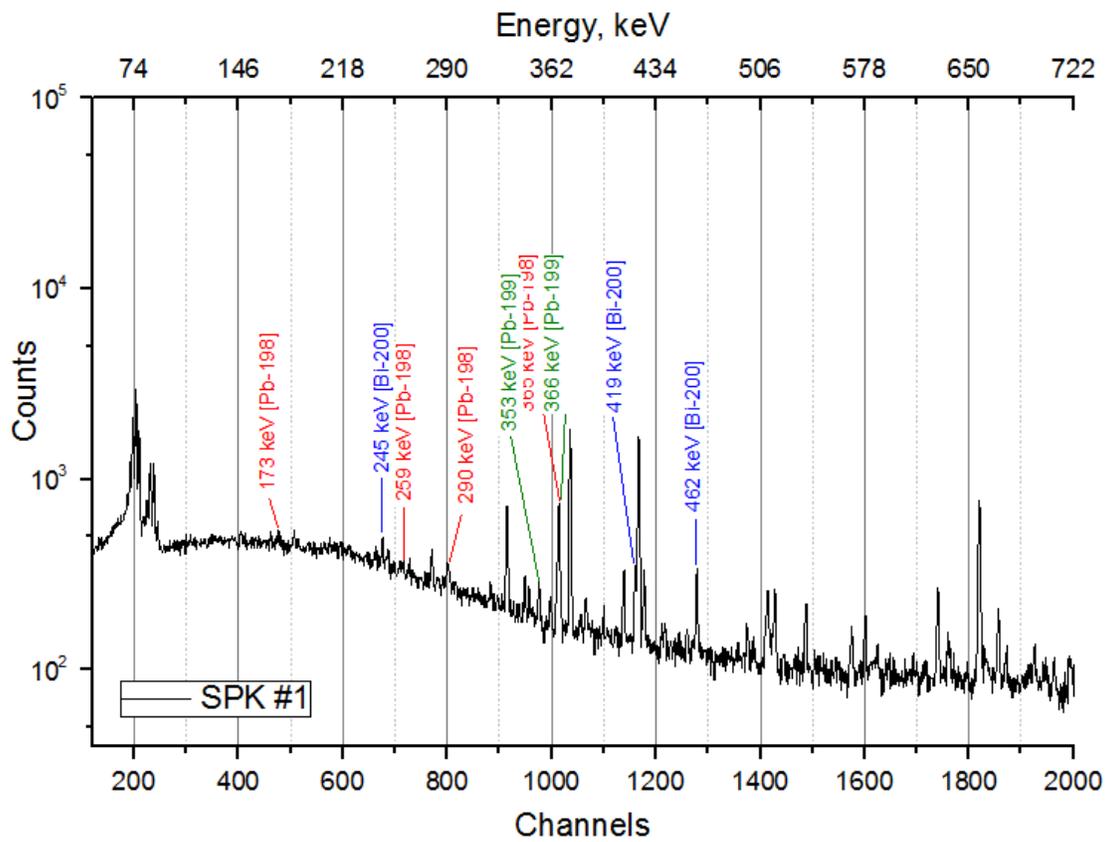


Рис. 43: Первая часть спектра №1 (время остывания 1.5 часа) ^{209}Bi облученного на пучке электронов с $E = 180$ МэВ. Убедительно показаны ядра с $A = 200, 199, 198$