

# Оглавление

<b>1 Полупроводниковый HPGe детектор</b>	<b>2</b>
§1.1. Обзор . . . . .	3
История . . . . .	3
Производство . . . . .	5
Регистрация ионизирующего излучения . . . . .	9
Регистрация гамма-квантов . . . . .	13
Электроника HPGe детекторов . . . . .	19
§1.2. Калибровка энергетической шкалы . . . . .	23
Радиоактивные изотопы . . . . .	23
Форма пика полного поглощения . . . . .	31
Калибровка энергетической шкалы . . . . .	35
<b>Литература</b>	<b>44</b>

# Глава 1

## Полупроводниковый HPGe детектор

### §1.1. Обзор

#### История

Полупроводниковые детекторы исторически обязаны своим появлением твердотельным ионизационным камерам на основе кристаллов алмаза. Для детектирования и, возможно, спектроскопии ионизирующего излучения твердотельным детектором, необходимо использовать материалы с минимальной собственной проводимостью, позволяющие получить высокие напряжённости электрического поля в теле детектора при минимальных токах утечки, что должно обеспечить высокую эффективность сбора заряда, появляющегося в веществе за счёт ионизации. Однако, использование алмазных резистивных детекторов существенно ограничено их высокой стоимостью и трудностями получения достаточно высоких коэффициентов сбора заряда, обусловленных наличием поглощающих центров (ловушек) в запрещённой зоне. После успешного и бурного развития технологии выращивания монокристаллов кремния (Si) и германия (Ge), используемых при производстве компонентов полупроводниковой электроники, концепция резистивных детекторов себя исчерпала, и на смену им пришли полупроводниковые детекторы ионизирующего излучения. Полупроводниковый детектор ионизирующего излучения по-существу

является  $p-i-n$  диодом, работающим в режиме обратного смещения.

До появления современных технологий получения кристаллов сверх-чистого германия, посторонние примеси в детекторах образовывали большое количество ловушек, захватывающих носители заряда – электроны и дырки в полупроводнике. Как следствие, эффективность сбора заряда уменьшалась, что не позволяло полностью реализовать спектрометрический потенциал прибора. Для уменьшения влияния таких ловушек в тело кристалла германия имплантировались ионы лития, формируя дополнительные  $p-n$  переходы, которые позволяли собрать выделившийся при ионизации заряд. Основной проблемой  $Ge(Li)$  детекторов была необходимость постоянного их пребывания при температуре жидкого азота. При нагреве до комнатной температуры литий диффундировал внутрь кристалла, и весь объём детектора становился проводящим.

В настоящее время HPGe детекторы выпускаются серийно в виде готового к применению экспериментального оборудования, имея большое разнообразие стандартных и специальных конфигураций. Два крупнейших производителя таких детекторов – компании AMETEK (торговая марка EG&G ORTEC [1]) и CANBERRA [2], производят как различные детекторы, так и широкий спектр электроники и сопутствующего оборудования. Штаб-квартиры обеих компаний находятся в США. Обзор HPGe детекторов, приведённый ниже в данной главе, составлен, в том числе, на основе информации, представленной в интернет-ресурсах указанных выше компаний. Самый распространённый в ядерной спектрометрии тип HPGe детекторов – коаксиальные детекторы  $p$ – типа. Такой детектор представляет из себя цилиндр с колодцем на оси, как это показано на Рис. 1.1.

## Производство

Исходным материалом для изготовления детектора является поликристаллический германий такого же качества (чистоты), как и для производства полупроводниковых приборов современной электроники. Материал очищается от примесей в

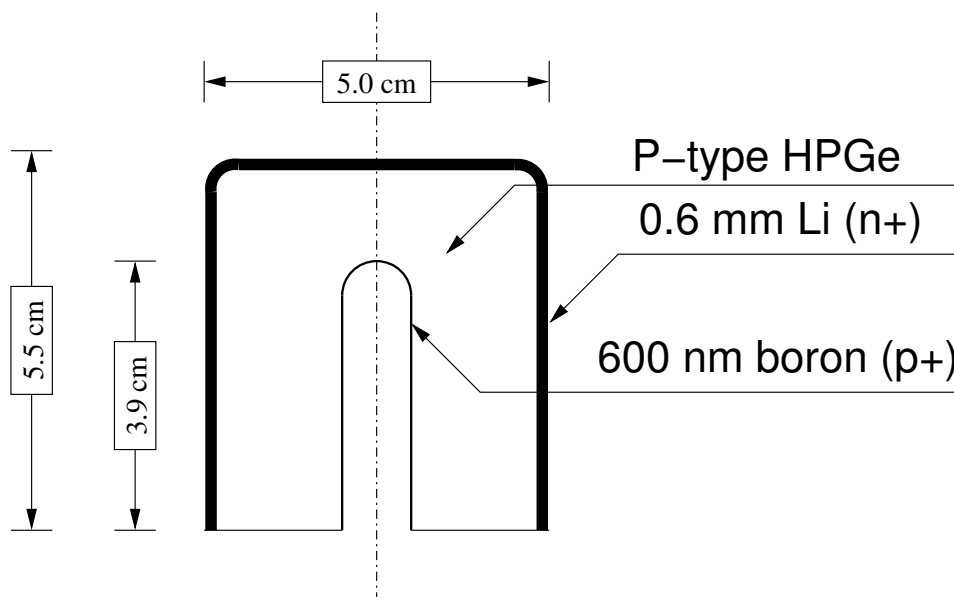


Рис. 1.1: Типичная геометрия коаксиального HPGe детектора р-типа (ORTEC GEM25-P4). Диаметр колодца – 9 мм.

специальной кварцевой трубе с пиролитическим графитовым покрытием. Принцип зонной очистки основан на свойстве примесей оставаться в жидкой фазе в процессе заморозки расплавленного материала. Высокочастотные нагревающие катушки расплавляют малую часть германиевой болванки, помещённой в кварцевую печь. Эти катушки медленно перемещаются вдоль болванки, заставляя перемещаться расположенную под ними жидкую фазу германия [3]. В результате, материал постоянно расплавляется при прохождении нагревательного элемента вдоль болванки и замерзает обратно после прохождения. Примеси в основном концентрируются в жидкой фазе и стягиваются катушками к одному из концов заготовки. Процесс повторяется многократно, и в результате один конец заготовки становится гораздо более «чистым», чем исходный материал: количество примесей уменьшается примерно на два порядка. На Рис. 1.2 показан процесс очистки в индукционной печи, а на Рис. 1.3 – заготовка после зонной очистки. Заострённый конец заготовки имеет повышенное содержание примесей. Концентрация и тип примесей в основной части заготовки измеряется с помощью датчиков Холла, затем заготовка нарезается на

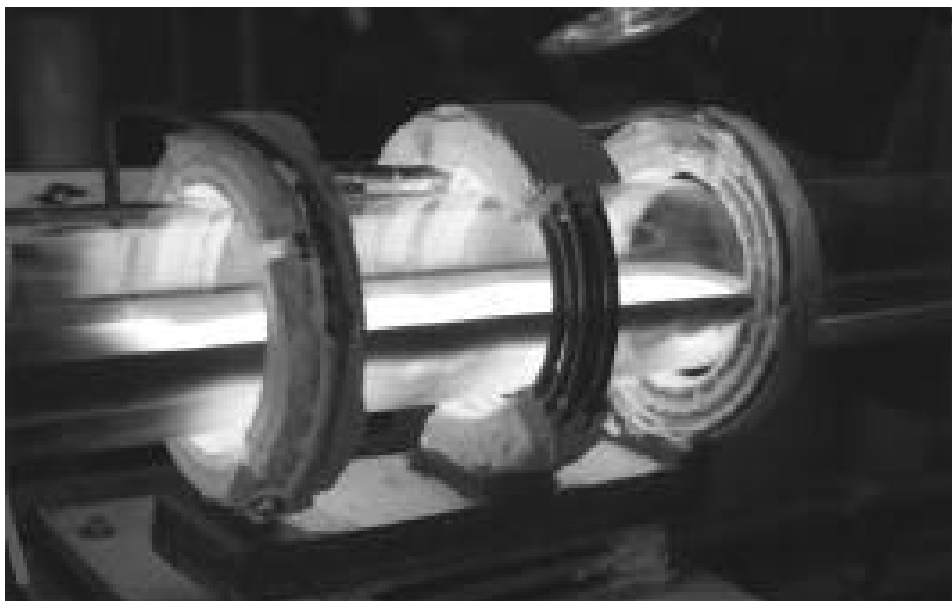


Рис. 1.2: Установка зонной очистки в работе

части, пригодные для помещения в прибор для выращивания кристаллов. В дальнейшем, полученная заготовка используется для выращивания большого кристалла методом Чохральского, который схематически представлен на Рис. 1.4. Аккуратно обрезанный затравочный кристалл погружается в расплав германия и медленно вращается, причём температура расплава лишь чуть выше температуры замерзания. Кристаллы сверхчистого германия, пригодного для изготовления детекторов, практически всегда выращиваются в кварцевом тигле в атмосфере водорода. Нижняя часть кристалла формируется в виде конуса для уменьшения термических напряжений материала. Рост кристалла ведётся до полного окончания расплава в тигле, так как расплавленный германий смачивает кварцевые стенки тигля, замерзая он расширяется и разрушает тигель.

Готовый кристалл германия нарезается на куски необходимого для дальнейшего производства размера. С помощью датчиков Холла в каждом отрезе проверяется количество и тип примесей ( $p$ - или  $n$ -). Кристаллы, не соответствующие необходимым параметрам чистоты бракуются и отправляются на переплавку. Отрезки с необходимой чистотой и качеством кристаллической решётки стачиваются до по-



Рис. 1.3: Заготовка германия после зонной очистки.

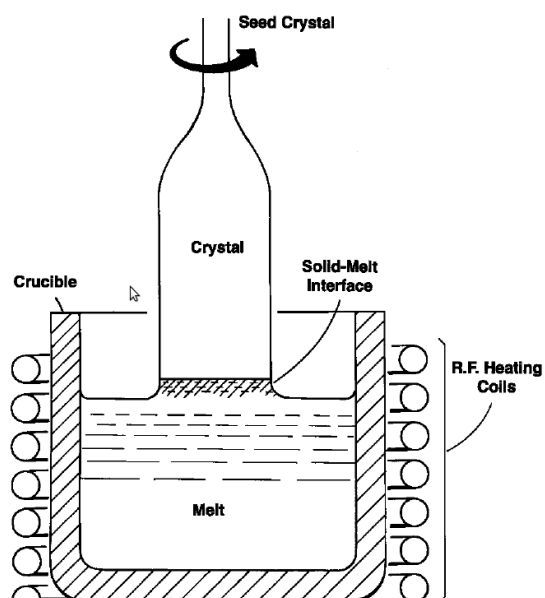


Рис. 1.4: Выращивание большого кристалла германия методом Чохральского.

лучения строго цилиндрической формы. С одной стороны цилиндр «закругляется» для улучшения качества и времени сбора заряда в будущем детекторе. В другом конце цилиндра высверливается отверстие под центральный электрод. После этого заготовка тщательно шлифуется чтобы убрать дефекты, оставшиеся после механической обработки кристалла.

Область пространственного заряда необходимо сформировать у внешнего электрода, поэтому во внешнюю поверхность кристалла  $p-$  типа диффундируют литий, формирующий отрицательный  $n+$  электрод, глубина диффузии составляет около 0.6–0.8 мм. После операции по диффузии лития кристалл ещё раз шлифуют, подвергают химической полировке, и наносят защитное покрытие из аморфного германия. Затем методом ионной имплантации ионов бора формируется положительный  $p+$  контакт толщиной 0.3–0.6 мкм.

В кристаллах  $n-$  типа литий наносится на стенки колодца, а бор – на внешнюю поверхность. Такие детекторы называются «коаксиальными детекторами реверсивного типа». Преимуществом таких детекторов, прежде всего, является отсутствие толстого слоя нечувствительного вещества на внешней поверхности, поэтому они подходят для регистрации гамма квантов с энергиями ниже 40 кэВ.

Эта операция завершает производственный цикл для главного элемента будущего детектора – кристалл готов к помещению в криостат. Основная функция криостата – охладить HPGe детектор до температуры, близкой к температуре жидкого азота (80-90°K). Для улучшения энергетического разрешения детектора первый каскад предусилителя также охлаждается до азотной температуры. Сборка из детектора и первого каскада предусилителя помещаются в вакуумный криостат для лучшей термоизоляции и защиты от посторонних загрязнений.

## Регистрация ионизирующего излучения

Основные физические параметры германия и кремния (для сравнения), приведены в Таблице 1.1.

Параметр	Si	Ge
Атомный номер	14	32
Плотность (300°K), г · см <sup>-3</sup>	2.33	5.33
Число атомов, см <sup>-3</sup>	$4.96 \cdot 10^{22}$	$4.41 \cdot 10^{22}$
Диэлектрическая постоянная	12	16
Ширина запрещённой зоны (300°K), эВ	1.115	0.665
Ширина запрещённой зоны (0°K), эВ	1.165	0.746
Подвижность электронов (300°K), см <sup>2</sup> · В <sup>-1</sup> · с <sup>-1</sup>	1350	3900
Подвижность электронов (77°K), см <sup>2</sup> · В <sup>-1</sup> · с <sup>-1</sup>	21000	36000
Подвижность дырок (300°K), см <sup>2</sup> · В <sup>-1</sup> · с <sup>-1</sup>	480	1900
Подвижность дырок (77°K), см <sup>2</sup> · В <sup>-1</sup> · с <sup>-1</sup>	11000	42000
Энергия образования пары электрон-дырка (300°K), эВ	3.62	—
Энергия образования пары электрон-дырка (70°K), эВ	3.76	2.96
Максимальная скорость носителей (300°K), см · с <sup>-1</sup>	$8.2 \times 10^6$	$5.9 \times 10^6$
Максимальная скорость носителей (77°K), см · с <sup>-1</sup>	$10 \times 10^6$	$9.6 \times 10^6$

Таблица 1.1: Основные физические параметры кремния и германия



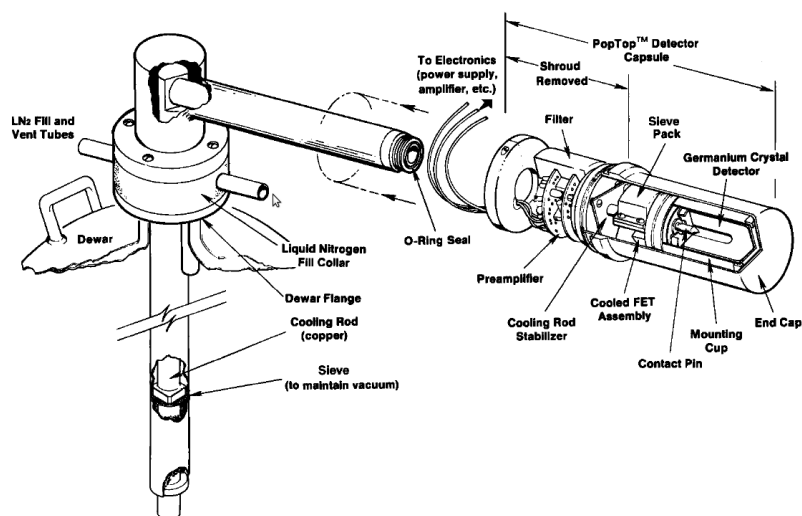


Рис. 1.5: Криостат с сосудом Дюара.

Любая ионизирующая частица при попадании в полупроводниковый детектор теряет свою энергию на образование электрон-дырочных пар. Известно, что средняя энергия  $\varepsilon$ , необходимая для рождения одной пары электрон-дырка, в заданном полупроводнике при заданной температуре является константой, не зависящей от типа и энергии ионизирующей частицы. Константа  $\varepsilon = 2.96$  эВ для германия при температуре  $77^\circ\text{K}$ .

Однако, из-за наличия в полупроводнике энергетического интервала между валентной зоной и зоной проводимости, энергия, необходимая для образования одной электрон-дырочной пары, не может быть меньше ширины запрещённой зоны. Следовательно, ионизирующая частица не может потратить всю свою энергию на разрыв валентных связей и образование пар, часть энергии неизбежно передаётся кристаллической решётке в виде фононов. Ширина запрещённой зоны в германии при температуре  $77^\circ\text{K}$  равна  $0.746$  эВ.

Одинаковая величина  $\varepsilon$  для ионизирующих частиц любого типа и энергии обуславливает универсальность применения полупроводниковых детекторов в ядерной спектроскопии. Энергия, необходимая для образования электрон-дырочной пары

в полупроводнике в 5–10 раз меньше, чем энергия, необходимая для рождения электрон-ионной пары в газовых детекторах, что определяет прекрасные спектрметрические характеристики полупроводниковых детекторов.

### Фактор Фано

Если бы вся энергия ионизирующей частицы тратилась на образование пар в чувствительном объёме детектора, то количество рождённых пар было бы строго одинаковым для ионизирующего излучения фиксированной энергии. В другом предельном случае, затраты энергии на образование пар и на возбуждение колебаний решётки – два статистически независимых процесса, и тогда число родившихся пар подчинялось бы распределению Пуассона и среднеквадратичный разброс количества пар составил бы  $\sigma_n^2 = \bar{n}$ . На самом деле оказывается, что ни одно из этих предположений не соответствует реальности. При достаточно большой энергии начальной ионизирующей частицы, она порождает ливень «горячих» электронов, который развивается до тех пор, пока энергия электронов не становится сравнимой с энергией, необходимой для рождения электрон-дырочной пары. И только на этом этапе появляется дополнительный (фононный) механизм поглощения энергии. Отличие статистики количества рождённых носителей заряда от пуассоновской, Уго Фано предложил описать с помощью дополнительного параметра, получившего в последствии его имя:  $\sigma_n^2 = F \cdot \bar{n}$  [4,5]. Численное значение фактора Фано  $F$  индивидуально для каждого материала и зависит также от его температуры. Если  $F = 1$  – мы имеем пуассоновскую статистику, если  $F = 0$  – флуктуации количества рождённых носителей заряда отсутствуют. Если энергия ионизирующей частицы гораздо больше чем энергия, необходимая для рождения пары, логично ожидать, что фактор Фано будет иметь значение ближе к нулю, чем к единице. Фактор Фано может быть рассчитан теоретически [6] или измерен экспериментально [7], и на основе совокупности данных о его величине для германия при температуре 77°K можно сделать вывод что  $F = 0.13 \pm 0.01$ . Таким образом, собственное энергетическое разрешение

германиевого детектора составит:

$$\sigma_E = \sqrt{F\varepsilon E} . \quad (1.1)$$

### Сбор заряда

Эквивалентная электрическая схема полупроводникового спектрометра показана на Рис. 1.6. Зарядо-чувствительный предусилитель интегрирует токовый сиг-

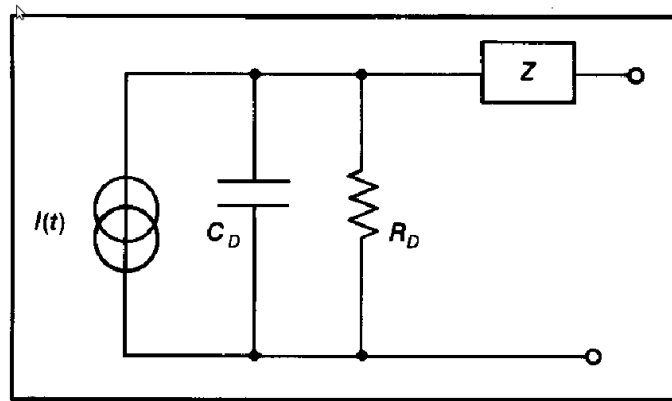


Рис. 1.6: Эквивалентная электрическая схема детектора.  $I(t)$  – генератор тока;  $C_D$  – ёмкость обеднённой зоны;  $R_D$  – сопротивление обеднённой зоны;  $Z$  – импеданс контактов и нечувствительных областей детектора.

нал, заряжая ёмкость в цепи обратной связи. Поведение токового сигнала на входе предусилителя  $I(t)$  определяется процессом сбора заряда от ионизации в детекторе и параметрами эквивалентной схемы, влияние которых, как правило, пренебрежимо мало. При достаточно большом напряжении обратного смещения, приложенном между внутренним и внешним электродами детектора, скорость распространения зарядов достигает насыщения, и, согласно Таблице 1.1, составляет  $V_c \simeq 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  для германия при температуре  $77^\circ\text{K}$ . Время сбора заряда, таким образом, определяется расстоянием между электродами  $W$ , т.е.  $T_c = W/V_c$ . Оно может быть измерено по длине переднего фронта электрического импульса на выходе предусилителя.

К увеличению времени сбора заряда приводит эффект захвата носителей заряда на примесных центрах в полупроводнике. Для количественного описания такого эффекта удобно ввести параметр  $\tau^+$ , характеризующий среднее время свободного пробега носителя заряда в веществе:

$$\tau^+ = \frac{1}{N_t \sigma V_c}, \quad (1.2)$$

где  $N_t$  – плотность примесных центров,  $\sigma$  – сечение захвата ( $\simeq 10^{-13}$  см<sup>2</sup>),  $V_c$  – скорость носителей заряда. Этот эффект может оказывать существенное влияние на время и качество сбора заряда, поскольку в обеднённой области детектора поглощающие центры не заполнены. По истечении некоторого времени, захваченные носители заряда высвобождаются, и вносят свой вклад в сигнал  $I(t)$ . Время нахождения носителя заряда в ловушке  $\tau_D$  зависит от энергии связи  $E_\tau$  и температуры вещества  $T$ :

$$\tau_D = C \exp\left(\frac{-E_\tau}{kT}\right), \quad (1.3)$$

где  $C$  – константа,  $k$  – постоянная Больцмана. Если время  $\tau_D$  того же порядка, или больше, чем время  $T_c$ , мы имеем потерю эффективности сбора заряда, и, как следствие, ухудшение энергетического разрешения прибора (появляется низко энергетический «хвост» в спектре). В противном случае, ничего фатального не происходит. Так, например, примеси лития, бора, фосфора, галлия, обычно применяющихся для легирования полупроводников, не приводят к появлению ловушек и не влияют на эффективность сбора заряда. Для грубой оценки эффективности сбора заряда  $\eta$  можно пользоваться простым выражением:

$$\eta = 1 - \frac{T_c}{2\tau^+}. \quad (1.4)$$

В современных HPGe детекторах эффективность сбора заряда находится на уровне 0.999, а среднее время свободного пробега  $\tau^+ = 10^{-4}$  с. Концентрация ловушек для носителей заряда составляет величину порядка  $N_t = 10^{10}$  см<sup>-3</sup>, т.е. одна ловушка приходится на  $10^{12}$  атомов германия.

Увеличение концентрации ловушек в может происходить при облучении детектора быстрыми нейтронами [8]. При этом, в основном, образуются ловушки для положительных носителей зарядов – дырок. Так, при интегральном флюенсе  $10^7$  нейтронов на квадратный сантиметр, разрешение коаксиального германиевого детектора  $p$ – типа существенно ухудшается. Детекторы  $n$ – типа, выдерживают большие потоки нейтронов (в  $\simeq 10$  раз). Из геометрии коаксиального детектора ясно, что бóльшая часть чувствительного объёма находится у внешней поверхности цилиндра. Поэтому в детекторе  $n$ – типа дыркам, в среднем, нужно пройти меньшее расстояние до электрода, чем в детекторе  $p$ – типа [9]. Это является ещё одним преимуществом использования детекторов с реверсивной конфигурацией электродов. Однако, такие детекторы меньше распространены, так как, по-видимому, вырастить кристалл  $n$ – типа получается значительно реже, чем кристалл  $p$ – типа.

## Регистрация гамма-квантов

Как известно, при регистрации гамма квантов играют роль три эффекта: фотоэффект, комптоновское рассеяние, и рождения электрон-позитронных пар в поле ядра. Для количественного описания взаимодействия гамма квантов с материалом детектора в нашем случае удобно использовать линейный коэффициент поглощения  $\mu$ , определяющий интенсивность взаимодействия фотонов с веществом за счёт упомянутых эффектов:

$$N = N_0 \exp(-\mu x) . \quad (1.5)$$

Здесь  $N_0$  – начальное число фотонов в хорошо коллимированном пучке, падающем на стенку из рассматриваемого материала перпендикулярно её поверхности.  $N$  – количество фотонов, не взаимодействовавших с веществом после прохождения пучком слоя вещества толщиной  $x$ . Количественное значение линейного коэффициента поглощения  $\mu$  графически представлено на Рис. 1.7 отдельно для каждого процесса.

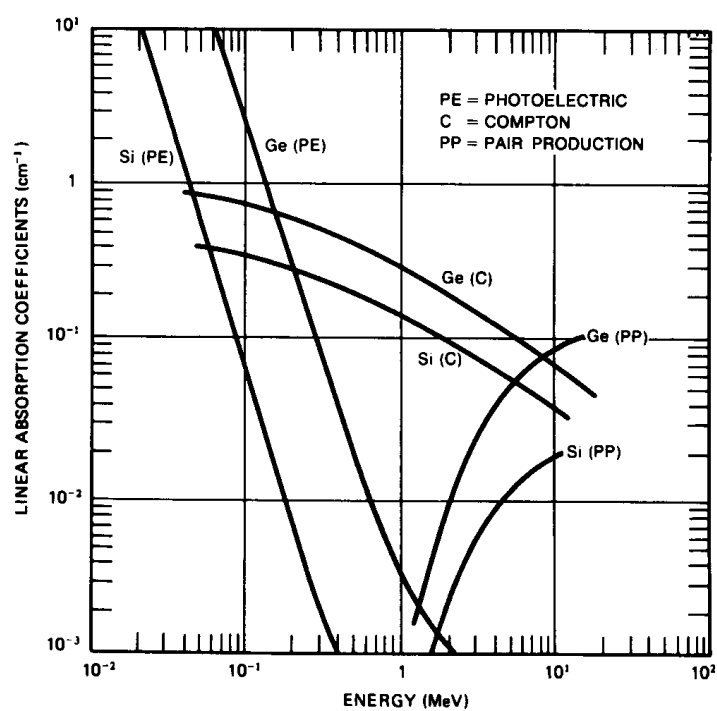


Рис. 1.7: Линейные коэффициенты поглощения гамма излучения для германия и кремния, в зависимости от энергии фотонов.

## Фотоэффект

При фотоэлектрическом поглощении фотон выбивает связанный электрон из атома. При этом, вся энергия фотона,  $\omega$ , передаётся атому, который затем испускает электрон с энергией  $\omega - E_K$ , где  $E_K$  — энергия связи электрона с атомом. Обычно электроны выбиваются из  $K$ -оболочки где образуется незаполненная вакансия. Такое состояние неустойчиво и электронная подсистема стремится минимизировать энергию за счёт заполнения вакансии электроном с одного из вышележащих уровней энергии атома. Выделяющаяся при этом энергия может быть испущена в виде кванта характеристического рентгеновского излучения, либо передана третьему электрону, который вынужденно покидает атом. Первый процесс более вероятен при энергии связи электрона, превышающей 1 кэВ, второй — для лёгких атомов и энергии связи электрона, не превышающей 1 кэВ. Второй процесс называют по имени его открывателя Пьера Оже — «эффектом Оже», а высвобождающийся при этом электрон, которому был передан избыток энергии, — Оже-электрон. Энергия Оже-электрона не зависит от энергии возбуждающего излучения, а определяется структурой энергетических уровней атома. Излученные частицы поглощаются в детекторе вблизи места своего возникновения. Таким образом, при фотоэлектрическом поглощении гамма-кванта в детекторе выделяется практически вся энергия  $\omega$ , и, благодаря пропорциональным свойствам детектора, в распределении импульсов по амплитудам должна иметь место соответствующая линия.

## Комптоновское рассеяние

При комптоновском рассеянии гамма-квантов энергии электронов отдачи определяются углом рассеяния гамма-квантов  $\theta$  и принимают значения, в соответствии с вероятностью рассеяния на тот или иной угол, от нуля (угол рассеяния  $\theta = 0^\circ$ ) до некоторого максимального (угол рассеяния  $\theta = 180^\circ$ ), равного  $E_C \approx \omega / (1 + 2\omega / m_e)$ . Таким образом, при однократном акте рассеяния гамма квант теряет только часть своей энергии. При многократном рассеянии энергия фотона падает и доминирую-

щим процессом ионизации становится фотоэффект. В процессе многократного рассеяния гамма квант может вылететь из детектора, и в результате энергия ионизирующего излучения окажется меньше чем энергия начальной частицы. Вероятность неполного поглощения энергии характеризуется параметром, который называется «соотношение пик-комpton». По определению, этот параметр вычисляется по экспериментальному спектру с использованием изотопа  $^{60}\text{Co}$  для линии излучения 1.33 МэВ как отношение количества отсчётов на канал АЦП в максимуме пика полного фотопоглощения к среднему значению этой величины в интервале энергий от 1.040 МэВ до 1.096 МэВ. На Рис. 1.8 показан фрагмент энергетического спектра гамма излучения от изотопа  $^{60}\text{Co}$ , измеренного HPGe детектором. Видны пики полного поглощения и комптоновская подложка. Каждому пику соответствует край комптоновского спектра (показано стрелками на Рис. 1.8), который образуется от гамма квантов, рассеивающихся назад при первом же столкновении и покидающих детектор.

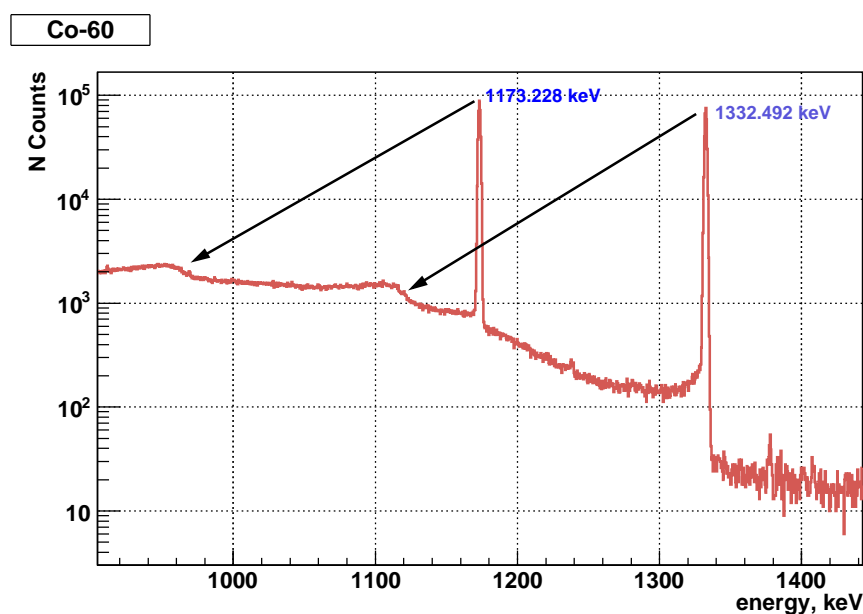


Рис. 1.8: Энергетический спектр  $^{60}\text{Co}$ .



## Рождение $e^+e^-$ пар

И наконец, при образовании электрон-позитронной пары, кинетическая энергия пары ионизирующих частиц  $E_e + E_p = \omega - 2m_e$ . Естественно, процесс рождения пар возможен только тогда, когда  $\omega > 2m_e$ . При рождении пары фотоном с энергией 2615 кэВ, средняя кинетическая энергия позитрона – около 800 кэВ, за счёт ионизации он термализуется за очень короткий, по сравнению с временем жизни в германии, интервал времени. Типичная длина пробега такого позитрона – около 1 мм, и по сравнению с многократным комптоновским рассеянием гамма кванта в германии, такую ионизацию можно считать точечной. Термализовавшийся до энергии порядка 7 мэВ позитрон аннигилирует с внутренним или валентным электроном, имеющим энергию порядка 1 эВ [8].

Рассмотрим подробнее реакцию  $e^+e^- \rightarrow 2\gamma$ , происходящую внутри HPGe детектора [10]. Полная энергия реакции  $E_T = 2m_e c^2 - E_b$ , где  $E_b$  – энергия связи электрона (и позитрона) с веществом. При аннигиляции эта энергия переходит в энергию родившихся гамма-квантов  $E_T = E_1 + E_2$ . В системе центра масс электрона и позитрона до рассеяния каждый из фотонов забирает половину энергии  $E_T$ , импульсы двух аннигиляционных квантов антипараллельны, а ось рассеяния изотропно распределена по углу  $\theta$ . В лабораторной системе отсчёта энергии фотонов могут отличаться из-за эффекта Доплера, это различие равно [11]:

$$\Delta E \equiv E_2 - E_1 = \frac{\vec{c} \cdot \vec{p} - p^2 c^2 / E_T}{1 - \vec{c} \cdot \vec{p} / E_T}; \quad (1.6)$$

где  $\vec{p}$  – импульс системы электрон-позитрон до рассеяния, а  $\vec{c}$  – скорость света в направлении излучения фотона с энергией  $E_2$ . В нашем случае  $pc \ll E_T$  и  $\Delta E \simeq \vec{c} \cdot \vec{p}$ , кинетическая энергия позитрона пренебрежимо мала и из выражения (1.6) следует, что:

$$\Delta E_{1,2} = mc^2(1 \pm \beta \cos \theta); \quad (1.7)$$

где  $\theta$  – угол между импульсами одного из аннигиляционных квантов и суммарным импульсом системы электрон-позитрон до рассеяния,  $\beta = v/c$  – Лоренц фактор

электрона. Для электрона с энергией 1 эВ  $\beta \simeq 0.002$ , и среднеквадратичный разброс энергии для каждого из двух аннигиляционных гамма квантов составит величину около 0.5 кэВ. Два родившихся при аннигиляции гамма кванта с энергиями около 0.511 МэВ, в свою очередь, имеют вероятность вылететь (один или оба) из объёма детектора без взаимодействия. Такого типа события приводят к формированию в спектре так называемых «single escape» и «double escape» пиков. На Рис. 1.9 приведён энергетический спектр, полученный при облучении германиевого детектора изотопом  $^{24}\text{Na}$ , который испускает гамма кванты с энергией  $2754.008 \pm 0.011$  кэВ. Чем

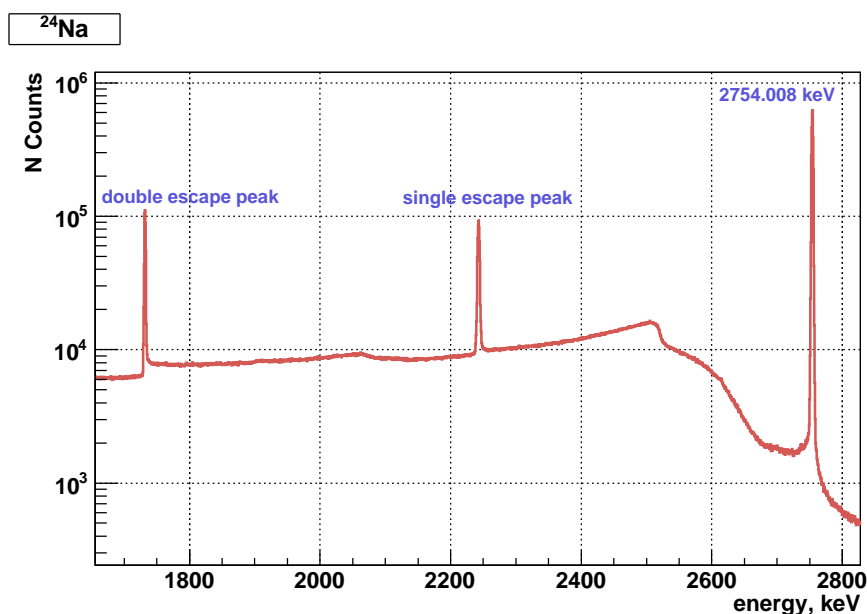


Рис. 1.9: Энергетический спектр  $^{24}\text{Na}$ .

ближе к поверхности рождается электрон-позитронная пара, тем больше вероятность аннигиляционным гамма квантам вылететь из детектора. В коаксиальном детекторе, к тому же, большая часть чувствительного объёма находится у внешней поверхности цилиндра, что увеличивает статистику в «single escape» и «double escape» пиках по сравнению с детекторами другой геометрии. Для «single escape» процесса доплеровский разброс энергий вылетающего гамма кванта приводит к уширению соответствующего пика на величину около 0.5 кэВ. Для «double escape» процесса

доплеровский механизм уширения не работает, т.к. при этом «теряется» суммарная энергия двух аннигиляционных гамма квантов.

## Электроника HPGe детекторов

### Предусилитель

Заряд, выделившийся в чувствительном объёме полупроводникового детектора, пропорционален энергии ионизации  $E$ :

$$Q_D = e \cdot \frac{E}{\varepsilon}, \quad (1.8)$$

где  $e$  – элементарный заряд,  $\varepsilon = 2.96$  eV для германия при  $t = 77^\circ\text{K}$ . Этот заряд в виде короткого токового импульса поступает на вход зарядо-чувствительного предусилителя (ЗЧУ). Блок-схема ЗЧУ с RC-цепочкой в цепи обратной связи представлена на Рис. 1.10. Напряжение сигнала на выходе предусилителя составит:

$$V_0 = \frac{Q_D}{C_1}, \quad (1.9)$$

где  $C_1$  – ёмкость конденсатора в цепи обратной связи. Типичная ёмкость конденсатора  $C_1 = 1$  пФ, большое сопротивление резистора  $R_1$  (1–2 ГОм) обеспечивает малый уровень вносимого им шума. В современных HPGe детекторах RC-цепочка ОС и полевой транзистор первого каскада ОУ размещаются внутри криостата вместе с самим кристаллом германия при температуре  $\simeq 80^\circ\text{K}$ . Коэффициент преобразования предусилителя, таким образом, будет определяться выражением:

$$G \equiv \frac{V_0}{E} = \frac{e}{\varepsilon C_1}. \quad (1.10)$$

При  $C_1 = 1$  пФ для германиевого детектора  $G = 54$  [мВ/МэВ].

Большая входная ёмкость ЗЧУ обеспечивается за счёт высокого коэффициента усиления ОУ ( $C_{input} = G_{openloop} \cdot C_1$ ). Входная ёмкость должна быть достаточно большой, чтобы другие источники паразитной ёмкости (сам детектор, контакты, провода и т.д.) не влияли на формирование сигнала. Поэтому собственный коэффициент усиления ОУ должен быть очень большим (обычно  $G_{openloop} > 10^4$ ).

**моделирование  
переходного процесса**

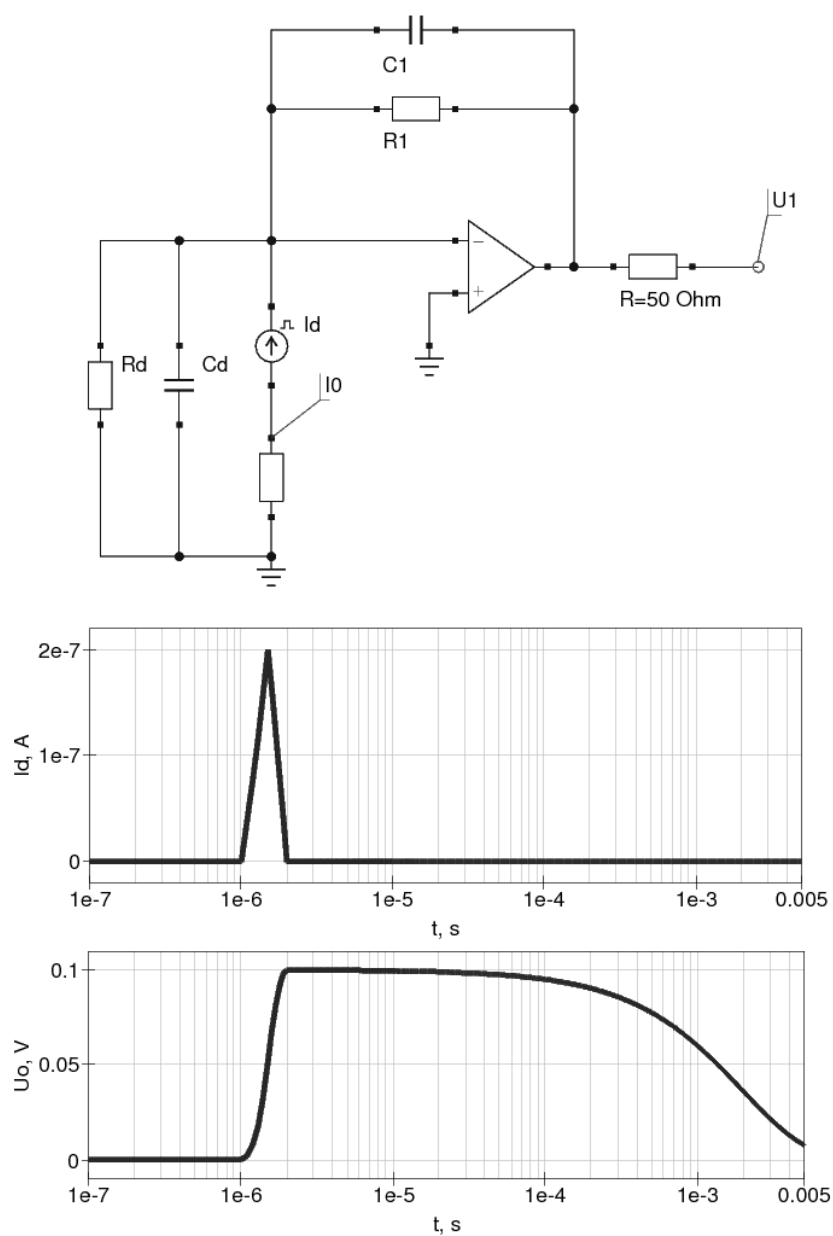


Рис. 1.10: Блок-схема ЗЧУ, графики входного тока и выходного напряжения.  $C_1 = 1 \text{ пФ}$ ,  $R_1 = 2 \text{ ГОм}$ .

### Цифровой сигнальный процессор.

В аналоговых спектрометрических системах сигнал, поступающий от детектора, обрабатывается, формируется и фильтруется в формирующем усилителе, а затем оцифровывается в АЦП, который заканчивает собой цепь аналоговой обработки сигналов. В системах с цифровыми процессорами сигналов (ЦПС) импульс от детектора оцифровывается сразу же после предусилителя. Затем оцифрованные данные фильтруются с помощью алгоритмов цифровой обработки сигналов и, наконец, передаются в многоканальный анализатор (МКА) для их дальнейшего сохранения, отображения и анализа.



Рис. 1.11: Цифровая спектрометрическая станция ORTEC DSPEC Pro <sup>TM</sup>.

Применение ЦПС позволяет использовать такие функции фильтрования, которые были ранее недоступны для методов аналоговой обработки сигналов. Потенциальный выигрыш от использования этих устройств состоит в повышении про-

пускной способности, уменьшении чувствительности к баллистическому дефициту, возможности адаптивной обработки, улучшении разрешения и температурной стабильности, обеспечивающих повторяемость результатов. При малых скоростях счета разрешение ограничивается детектором и может быть улучшено лишь до определенного предела. Но, поскольку алгоритмы фильтрации, применяемые в ЦПС, требуют значительно меньшего времени на общую обработку, то можно предположить, что разрешение останется постоянным в широком диапазоне скоростей счета, в то время как в аналоговых системах ухудшение разрешения с увеличением скорости счета обычно происходит гораздо быстрее.

При обсуждении цифровой обработки, для описания поведения фильтра и процессов формирования импульса, вместо традиционных понятий времени формирования вводятся понятия весовых функций. Пусть входной сигнал описывается функцией:

$$A(t) = \begin{cases} 0 & , t < 0 \\ A_0 \exp(-t/\tau) & , t \geq 0 \end{cases} ; \quad (1.11)$$

где  $A_0$  – амплитуда сигнала,  $\tau = R_1 C_1$  – постоянная времени RC-цепочки ОС ЗЧУ. Этот сигнал оцифровывается с помощью быстрого АЦП. В настоящее время применяются 14-разрядные АЦП со временем преобразования от 20 нс до 100 нс (тактовая частота – 10 ÷ 50 МГц) [12].

При трапецеидальном формировании импульса параметрами настройки цифрового фильтра являются длительность фронтов трапеции «rise time»  $T_r$ , и длительность плоской вершины «flat top»  $T_f$ . Сигнал на выходе цифрового фильтра определяется как

$$A^*(t) = \frac{1}{T_r} \left[ \int_{t-T_r}^t A(t') dt' - K_{pz} \times \int_{t-2T_r-T_f}^{t-T_r-T_f} A(t') dt' \right] ; \quad (1.12)$$

где  $K_{pz}$  коэффициент «полюс-ноль» («pole-zero») компенсации экспоненциального спада сигнала, определяемого постоянной времени  $\tau$ . Для  $\tau = \infty$  коэффициент  $K_{pz} = 1$ . В цифровом фильтре форма сигнала представлена в виде массива чи-

сел, поэтому интегралы из (1.12) вычисляются суммированием элементов массива в заданных пределах интегрирования временных интервалах.

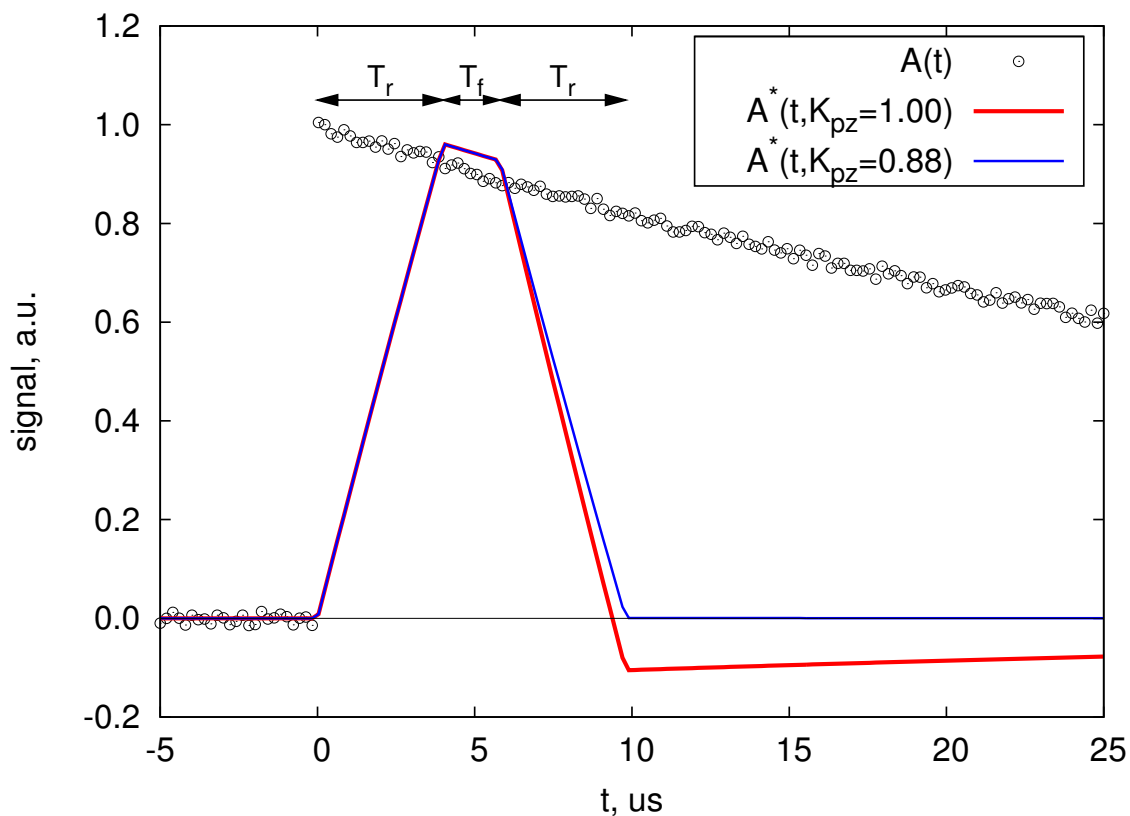


Рис. 1.12: Формирование трапецеидального импульса цифровым сигнальным процессором.

## §1.2. Калибровка энергетической шкалы

### Радиоактивные изотопы

Для измерения абсолютной энергии гамма квантов с помощью HPGe детектора необходимо провести калибровку энергетической шкалы прибора. Прямой путь проведения абсолютной калибровки всего спектрометрического тракта – использование монохроматических гамма-квантов, испускаемых возбуждёнными ядрами,

энергии которых хорошо измерены и занесены в таблицы физических величин [13]. Типичная собственная ширина ( $\Delta E \sim \hbar/\tau$ ) спектра излучения ядерного источника составляет доли электрон-вольта даже с учётом отдачи ядра ( $E_R \sim E_\gamma^2/2M_n$ ). Типичная табличная точность для энергий распространенных ядерных источников гамма квантов составляет несколько электрон-вольт.

### Распространенные «простые» калибровочные источники

Для калибровки шкалы в диапазоне МэВ-ных энергий фотонов наиболее распространены и доступны следующие изотопы/энергии:

- $^{137}\text{Cs}$  ( $\tau_{1/2} \simeq 30.07$  лет):  $E_\gamma = 661.657 \pm 0.003$  кэВ
- $^{60}\text{Co}$  ( $\tau_{1/2} \simeq 5.27$  лет):  $E_\gamma = 1173.228 \pm 0.003$  кэВ
- ...  $E_\gamma = 1332.492 \pm 0.004$  кэВ
- $^{40}\text{K}$  : ( $\tau_{1/2} \simeq 10^9$  лет) [14]:  $E_\gamma = 1460.750 \pm 0.060$  кэВ

Изотопы  $^{137}\text{Cs}$  и  $^{60}\text{Co}$  входят в состав стандартных образцовых спектрометрических источников (ОСГИ), применяемых в качестве рабочих эталонов для поверки и градуировки средств измерений фотонного излучения. Изотоп  $^{40}\text{K}$  в достаточном количестве присутствует в окружающей среде (считается одним из основных источников геотермальной энергии, выделяемой в недрах Земли).

### Источник ( $^{232}\text{Pu}-^{13}\text{C}$ )

Для проведения калибровки энергетической шкалы HPGe детектора при более высоких энергиях, с начала 2010 года, в наших экспериментах использовался  $^{232}\text{Pu}-^{13}\text{C}$  источник, произведенный по нашему заказу ЗАО РИТВЕРЦ (НПО «Радиовый институт им. В.Г. Хлопина» С-Петербург, Россия) [15]. Этот источник позволяет получить для калибровки детектора гамма кванты с энергией 6128.63 кэВ. При  $\alpha$ -распаде  $^{232}\text{Pu}$   $\alpha$ -частицы индуцируют реакцию

$$\alpha + ^{13}\text{C} \rightarrow n + ^{16}\text{O}^* . \quad (1.13)$$

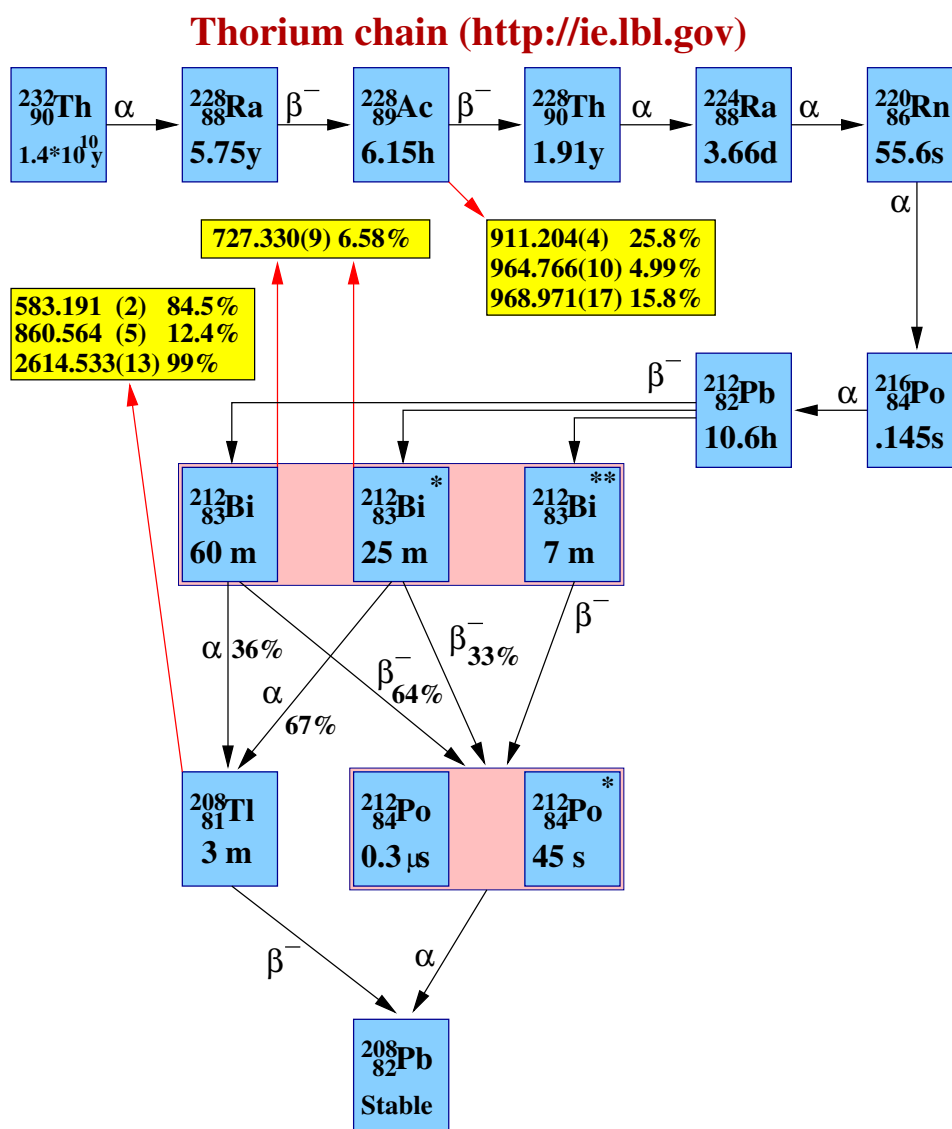


Возбуждённое ядро кислорода излучает гамма квант с энергией  $6128.63 \pm 0.04$  кэВ. Помимо гамма квантов такой источник излучает большое количество нейтронов. Для нашего источника нейтронов примерно в 10 раз больше ( $\sim 10^4$  с $^{-1}$ ), чем фотонов ( $\sim 10^3$  с $^{-1}$ ). Поскольку быстрые нейтроны приводят к образованию центров захвата в полупроводнике, нужно минимизировать нейтронный поток на детекторе.

Для защиты детектора от повреждения быстрыми нейтронами источник расположен на расстоянии  $\sim 22$  см от детектора, это расстояние заполнено полиэтиленовым замедлителем.

### Источник $^{228}\text{Th}$ (ОСГИ)

Радиоактивный изотоп тория  $^{228}\text{Th}$  с временем полураспада  $\tau_{1/2} \simeq 1.91$  года, является промежуточным звеном в цепочке распада  $^{232}\text{Th}$ . Диаграмма радиационных переходов  $^{232}\text{Th}$  изображена на Рис. 1.13, а в Таблицах 1.2, 1.3 перечислены энергии гамма квантов, излучаемых этим источником.

Рис. 1.13: Диаграмма радиационных переходов  $^{232}\text{Th}$

---

NUCLIDE: 212Bi (GROUND STATE). Intensity is normalised.

NUMBER OF LINES: 22 for GAMMA DECAY

LINE	ENERGY (keV)	ERROR (keV)	INTENSITY	ERROR
1	39.858	0.004	0.0102	0.0005
2	288.08	0.07	0.00314	0.00011
3	327.94	0.06	0.0012	0.00004
4	433.7	0.2	0.00012	0.00003
5	452.8	0.1	0.00333	0.00018
6	473.6	0.2	0.00044	0.00003
7	727.2	0.05	0.0675	0.0011
8	785.37	0.08	0.01094	0.00024
9	893.43	0.09	0.00381	0.00012
10	952.1	0.2	0.0014	0.0001
11	1078.6	0.6	0.0063	0.0004
12	1512.66	0.07	0.00278	0.00015
13	1620.735	0.01	0.0149	0.0004
14	1679.3	0.1	0.0006	0.0001
15	1801	0.5	0.0011	0.0002
16	1805.8	0.1	0.0009	0.0002

END OF DATA

---

Таблица 1.2: Третьим с конца звеном цепочки является изотоп  $^{212}\text{Bi}$  ( $\tau_{1/2} = 60$  мин), который, согласно TORI (Table of Radioactive Isotopes), излучает гамма кванты с энергиями, представленными в таблице (линии с относительной интенсивностью  $P > 10^{-4}$ .)

---

NUCLIDE: 208Tl (GROUND STATE). Intensity is normalised.

NUMBER OF LINES: 27 for GAMMA DECAY

LINE	ENERGY (keV)	ERROR (keV)	INTENSITY	ERROR
1	211.4	0.15	0.00018	1e-05
2	233.36	0.15	0.0029	0.0003
3	252.61	0.1	0.0078	0.0003
4	277.358	0.01	0.0637	0.0012
5	485.95	0.15	0.00047	6e-05
6	510.77	0.1	* 0.225	0.005
7	583.191	0.002	* 0.851	0.009
8	587.7	0.3	0.00042	0.00017
9	650.1	0.3	0.00036	6e-05
10	705.2	0.3	0.00022	6e-05
11	722.04	0.12	0.0024	0.0002
12	748.7	0.2	0.00045	3e-05
13	763.13	0.08	0.0178	0.0006
14	821.2	0.2	0.00042	3e-05
15	860.564	0.005	* 0.126	0.002
16	883.3	0.2	0.00031	3e-05
17	927.6	0.2	0.00128	0.0002
18	982.7	0.2	0.0019	0.0002
19	1093.9	0.2	0.0042	0.0003
20	1160.8	0.3	0.00011	3e-05
21	1185.2	0.3	0.00017	6e-05
22	1282.8	0.3	0.0005	6e-05
23	2614.53	0.013	* 0.999	0.004

END OF DATA

---

Таблица 1.3: При  $\alpha$ -распаде  $^{212}\text{Bi}$  ( $\sim 36\%$ ) образуется изотоп  $^{208}\text{Tl}$  ( $\tau_{1/2} = 3$  мин), также очень «богатый» по количеству возможных радиационных переходов. С вероятностью 100%  $^{208}\text{Tl}$  переходит в  $^{208}\text{Pb}$ , являющийся конечным звеном ториевой цепочки (в таблице представлены линии с относительной интенсивностью  $P > 10^{-4}$ ).

## Калибровочные спектры

Все описанные ниже эксперименты проводились в ИЯФ в 2010 году на коаксиальном HPGe детекторе ORTEC GEM55P4-95 с относительной эффективностью регистрации 55%, диаметр кристалла 75.8 мм, высота – 53.1 мм. Использовался электрический безазотный охладитель ORTEC X-COOLER II, охлаждающий кристалл до температуры  $\sim 90^\circ\text{K}$  и спектрометрическая станция ORTEC DSPEC Pro (см. Рис. 1.11).

Измеренные спектры записываются на диск в хронологическом порядке. При обработке произвольное количество последовательно накопленных спектров суммируются и заносятся в гистограмму ROOT. При этом число каналов гистограммы определяется разрядностью АЦП ( $2^{14} = 16384$ ), а ошибка числа отсчётов в каждом канале (BinError) вычисляется как:

$$\Delta N = \sqrt{N + (\zeta N)^2}, \quad (1.14)$$

где  $N$  – число событий в канале гистограммы, а параметр  $\zeta$  определяет дифференциальную нелинейность АЦП. Для прибора ORTEC DSPEC Pro паспортная дифференциальная нелинейность составляет  $\zeta = \pm 1\%$  в 99% шкалы. На Рис. 1.14 и Рис. 1.15 показаны спектры калибровочных линий, набранные в приблизительно одинаковых условиях в Марте и Июне 2010 года соответственно. Визуально они похожи, только в июньском спектре добавлен изотоп  $^{60}\text{Co}$ .

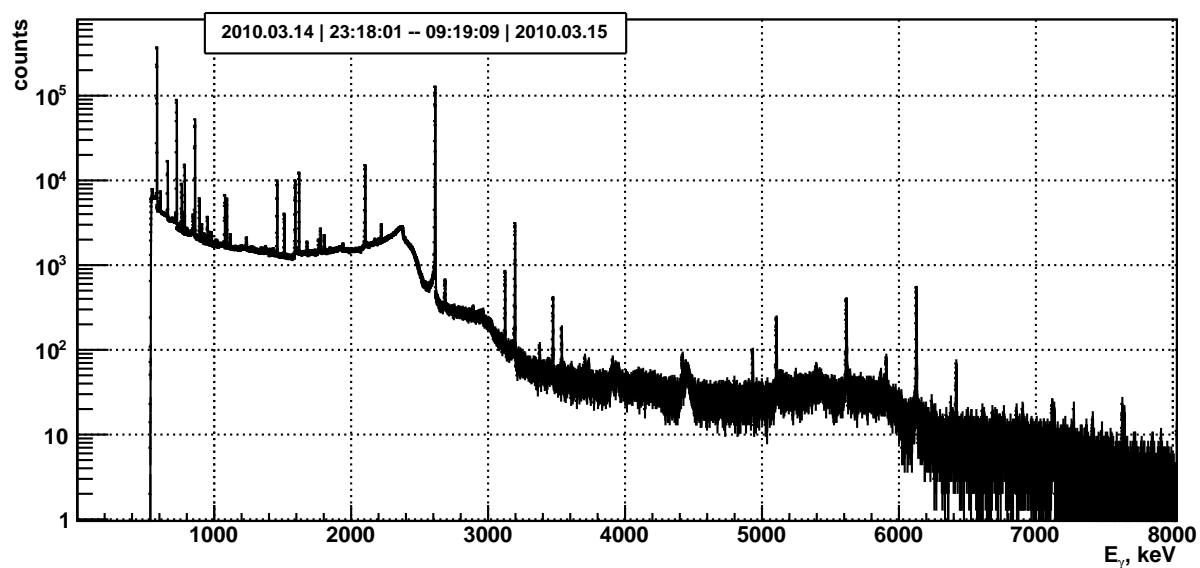


Рис. 1.14: Спектр с калибровочными линиями, набранный в марте 2010 года

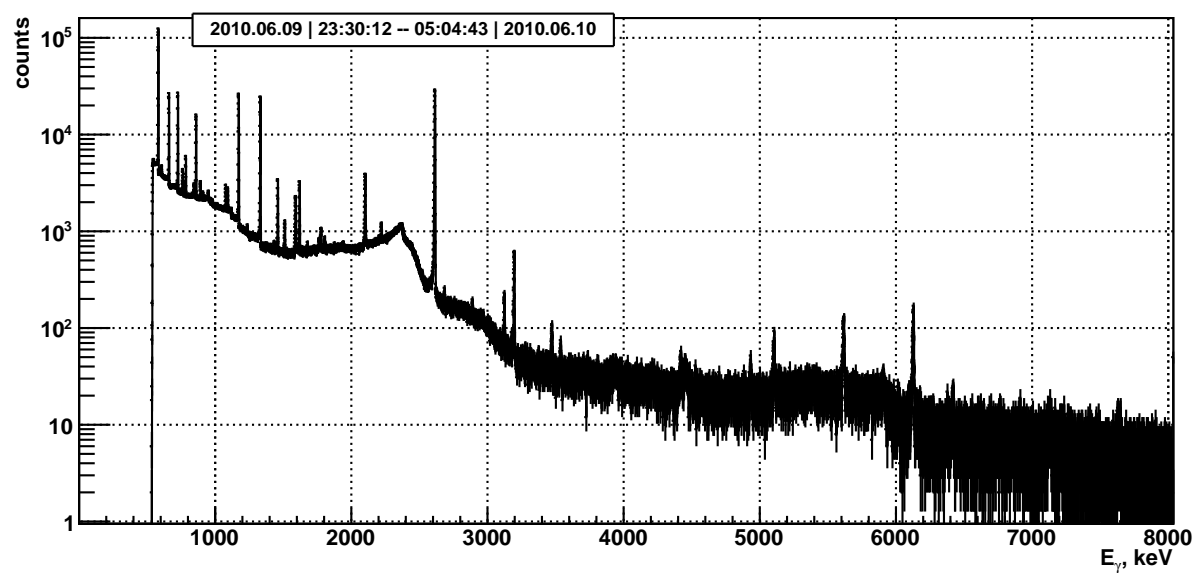


Рис. 1.15: Спектр с калибровочными линиями, набранный в июне 2010 года. Добавлен изотоп <sup>60</sup>Co.

## Форма пика полного поглощения

Форма пика полного поглощения для монохроматического гамма излучения в HPGe детекторе определяется несколькими эффектами:

- статистикой рождения электрон-дырочных пар,
- шумами предусилителя,
- комптоновской «ступенькой» под пиком (многократное рассеяние),
- настройкой компенсации полюса нулём в сигнальном тракте,
- захватом носителей заряда на примесных центрах полупроводника, приводящим к неполному сбору заряда,
- зависимостью времени сбора заряда от места ионизации («баллистический дефицит»),
- наложением импульсов при высокой скорости счёта (pile-up эффект),
- особенностями и настройками алгоритма измерения амплитуды импульса в цифровом сигнальном процессоре (коррекция баллистического дефицита, режектор наложений, восстановление базовой линии и т.д.)

Первые два элемента списка приводят к равномерному (симметричному) уширению формы энергетического отклика детектора. Влияние остальных пунктов списка обуславливает наличие асимметричной компоненты в форме пика полного поглощения. Исходя из вышеозначенного списка можно сделать вывод, что для математического описания формы пика имеет смысл искать эмпирическую функцию, которая должна обладать минимально необходимым числом параметров. Скорее всего она не будет универсальна, так как зависит не только от физики процесса регистрации, но и от алгоритмов оптимизации, заложенных в конкретный сигнальный процессор.

Для описания формы пика полного поглощения к гауссовой форме пика обычно эмпирически добавляют экспоненциальный «хвост» [16,17,18], который может быть

описан комбинацией различных функций. В работе [19] проведен качественный и количественный анализ эффекта захвата положительных носителей заряда (дырок) и его влияние на сбор заряда в коаксиальном HPGe детекторе. Плотность центров захвата (ловушек) увеличивается при облучении германиевого детектора быстрыми нейтронами, что приводит к существенному росту асимметричной компоненты в энергетическом отклике детектора и заметной деградации энергетического разрешения.

Для описания спектрального отклика системы на монохроматическое возбуждение используем модифицированную функцию Гаусса:

$$f(x, x_0, \sigma, \xi) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot \begin{cases} x > (x_0 - \xi \cdot \sigma) : \exp\left\{-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right\} \\ x < (x_0 - \xi \cdot \sigma) : \exp\left\{\frac{\xi^2}{2} + \frac{\xi(x - x_0)}{\sigma}\right\} \end{cases} \quad (1.15)$$

Для нормировки этой функции вычислим её интеграл:

$$\frac{1}{N} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x, x_0, \sigma, \xi) dx = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(-\frac{\xi}{\sqrt{2}}\right) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) \quad (1.16)$$

Параметр асимметрии  $\xi$  определяет точку (в единицах  $\sigma$ ), в которой к симметричной функции Гаусса, слева от максимума, «пришивается» экспоненциальный «хвост». Общий вид функции (1.15) представлен на Рис. 1.16 для различных значений параметра  $\xi$ .

На Рис. 1.17 – Рис. 1.20 последовательно представлены фрагменты приведённых на Рис. 1.14 и Рис. 1.15 спектров, соответствующие пикам полного поглощения для линий 583.191 кэВ, 1460.830 кэВ, 2614.530 кэВ и 6128.630 кэВ. Эти линии покрывают весь интересующий нас диапазон калибровки энергетической шкалы. На рисунках слева приведены мартовские данные, на рисунках справа – июньские. Временные интервалы, в течение которых набирались данные, показаны в названии гистограммы. На гистограммах нарисованы также результаты подгонки пика простым сим-



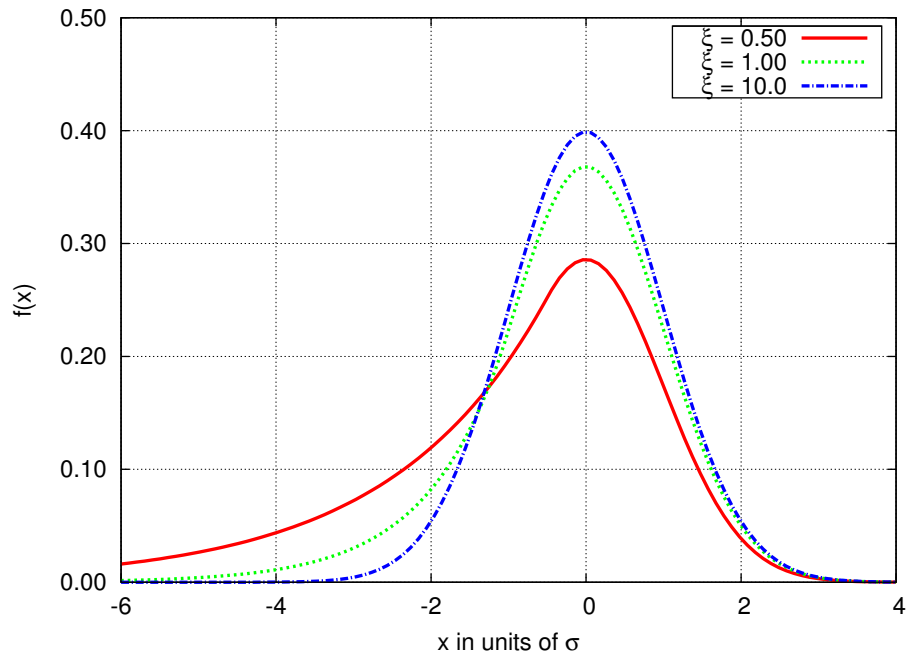


Рис. 1.16: Модель асимметричного отклика спектрометрического тракта при различных значениях параметра  $\xi$  ( $x_0 = 0$ , ось абсцисс – в единицах  $\sigma$ ).

метричным Гауссианом (+ постоянная подложка), и асимметричной функцией (см. выражение 1.15). Фон под пиком описывался наклонной прямой. Значения  $\chi^2/NDF$ , приведённые на графиках, соответствуют асимметричной подгонке. Путём визуального сравнения мартовских и июньских картинок можно сделать вывод, что за прошедшие три месяца эксплуатации HPGe детектора его энергетическое разрешение ухудшилось, а также появилась хорошо заметная асимметрия пиков, которая растёт с увеличением энергии.

Деградация энергетического разрешения, по всей видимости, вызвана длительным облучением детектора нейтронами из источника ( $^{232}\text{Pu}-^{13}\text{C}$ ). Согласно документации ORTEC, в коаксиальных детекторах р-типа заметное ухудшение разрешения наступает при интегральном флюенсе  $\sim 10^7$  нейтронов/см<sup>2</sup>. К счастью, облучённые нейтронами HPGe детекторы могут быть относительно легко восстановлены путем нагрева кристалла на длительное время (рекомендованные значения 168 часов при 120°C).

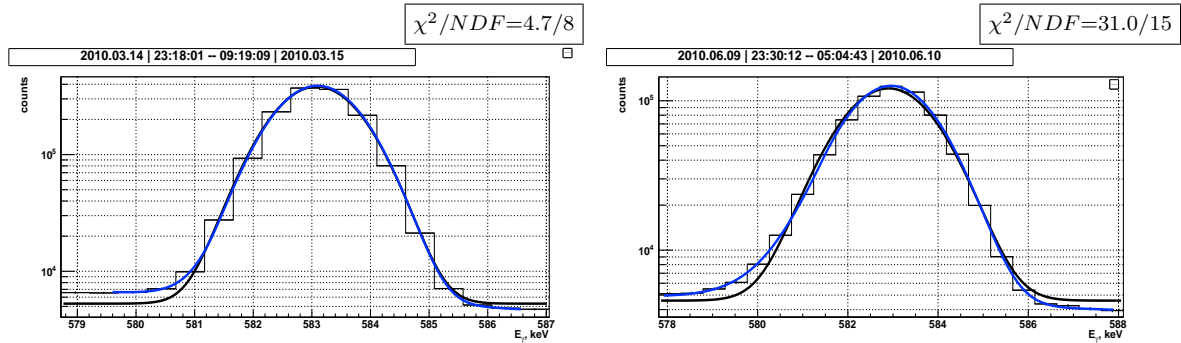


Рис. 1.17: Пик полного поглощения 583.191 кэВ

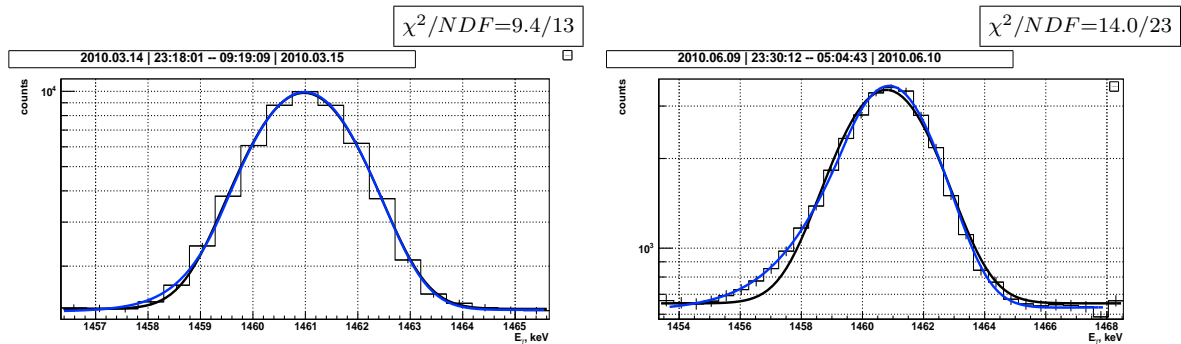


Рис. 1.18: Пик полного поглощения 1460.830 кэВ

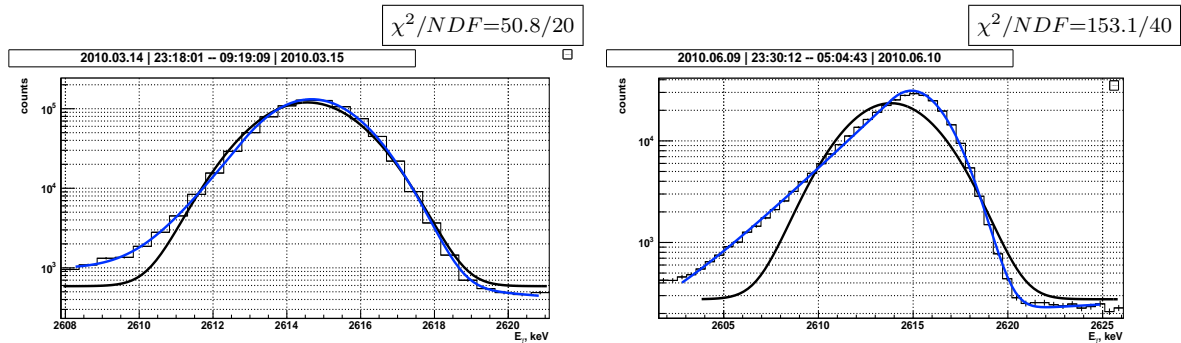


Рис. 1.19: Пик полного поглощения 2614.530 кэВ

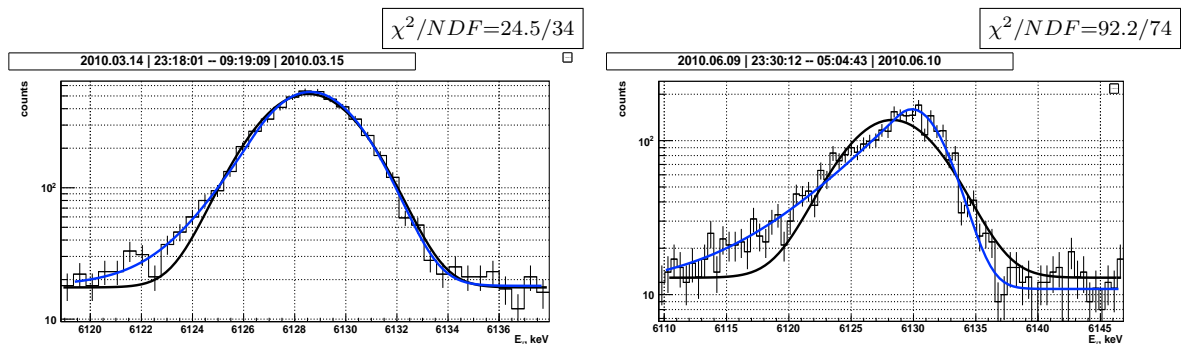


Рис. 1.20: Пик полного поглощения 6128.630 кэВ

## Калибровка энергетической шкалы

### Алгоритм обработки спектра

1. Данные спектра записываются в гистограмму ( ROOT:TH1() ).
2. С помощью алгоритмов класса ROOT:TSpectrum() в спектре находятся все возможные пики. Алгоритмы поиска пиков описаны в [20,21,22], после поиска появляется список  $X$  и  $Y$  координат пиков.
3. Найденные пики слегка фильтруются, затем идентифицируются по атласу известных линий с использованием наперёд заданной грубой линейной калибровки шкалы. Атлас (программный модуль) устроен так, что в нём определены истинные линии согласно табличным значениям. Для каждой линии создаётся запись вида

- [ имя изотопа ];
- [ порядковый номер линии для каждого изотопа ];
- [ табличная энергия фотона  $E_{table}$  ];
- [ табличная точность энергии  $dE_{table}$  ];
- [ использовать для калибровки шкалы – да/нет ];
- [ использовать для калибровки разрешения – да/нет ].

Исходя из этих данных к основным линиям (в атласе) добавляются всевозможные сателлиты: эскейп-пики, а также комбинации (суммы энергий) для любой пары линий одного изотопа. В названиях сателлитов отражена «природа» пика (эскейп или сумма), таким образом, после идентификации уже известно «происхождение» пика.

4. Считая точность нахождения положения пика равной 1 каналу АЦП, по выбранным для калибровки шкалы пикам производится (опционально) линейная

коррекция энергетической шкалы. Ось абсцисс гистограммы масштабируется в соответствии с этой калибровкой.

5. Все идентифицированные пики подгоняются функцией (1.15) с линейным фоном. Определяются и запоминаются значения параметров и их ошибки по результатам подгонки:  $E_{fit} \equiv x_0$ ,  $\sigma_E \equiv \sigma$ ,  $\xi$ .
6. Строятся графики зависимостей  $\sigma_E$ ,  $(E_{fit} - E_{table})$  и  $\xi$  от энергии ( $E_{fit}$ ). Точки на графиках разделены по категориям:
  - «простые» линии, выбранные для калибровки,
  - «простые» линии, не участвующие в калибровке,
  - «суммарные» линии,
  - «сингл-эскейп» пики,
  - «дабл-эскейп» пики.

Графики «простых» линий, выбранных для калибровки, подгоняются функциями, предположительно описывающими поведение того или иного параметра в зависимости от энергии.

### Энергетическое разрешение

На основе рассмотренного выше процесса регистрации гамма квантов в HPGe детекторе, мы знаем, что с учётом шумовой составляющей электроники, энергетическое разрешение детектора в зависимости от энергии гамма кванта должно описываться функцией вида:

$$\sigma_E = \sqrt{K_0 + F\varepsilon E}, \quad (1.17)$$

где  $K_0$  отвечает за шум электроники,  $F$  – фактор Фано,  $\varepsilon$  – энергия образования пары носителей заряда. Посмотрим на экспериментальные графики зависимости  $\sigma_E$  от  $E_{fit}$ .

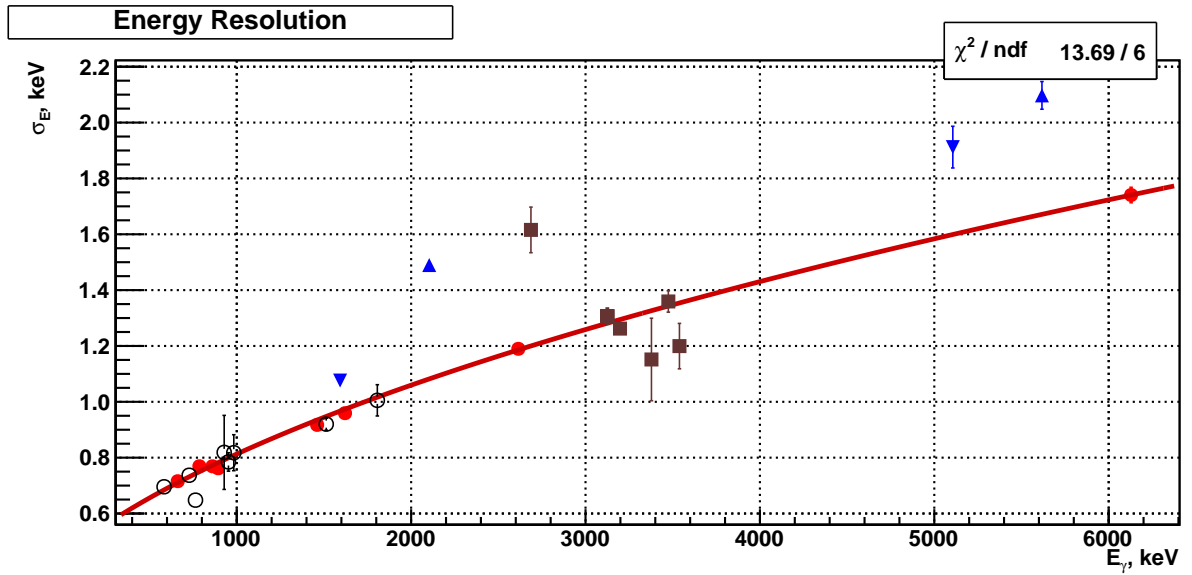


Рис. 1.21: Энергетическое разрешение – Март 2010. Параметры подгонки:  
 $F = 0.156 \pm 0.002, K_0 = 0.199 \pm 0.009 \text{ keV}^2$ .

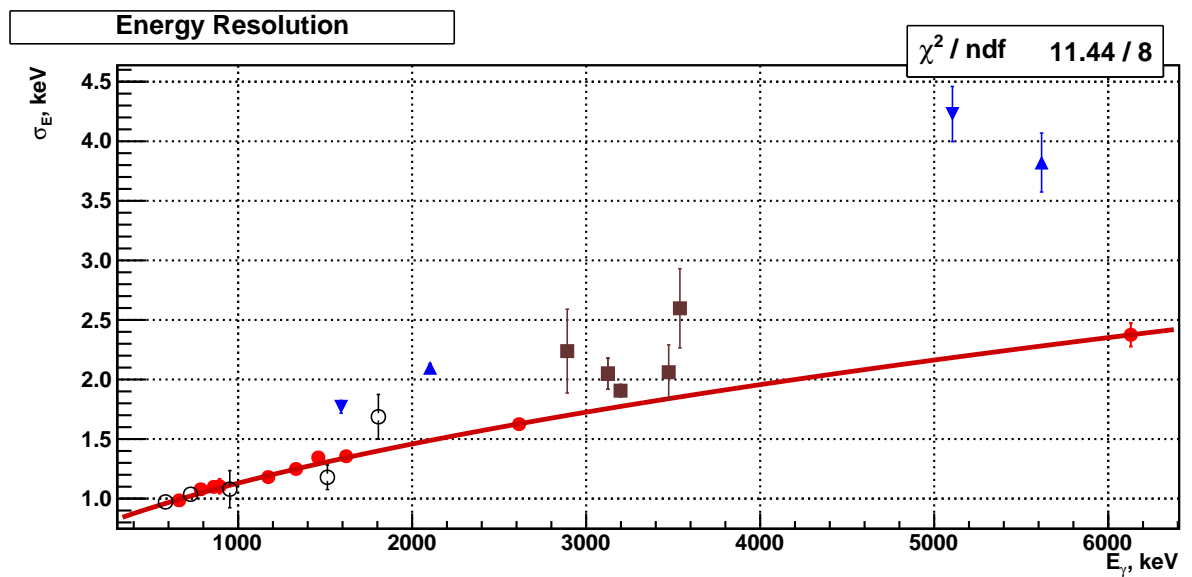


Рис. 1.22: Энергетическое разрешение – Июнь 2010. Параметры подгонки:  
 $F = 0.287 \pm 0.007, K_0 = 0.426 \pm 0.007 \text{ keV}^2$ .

На (Рис. 1.21, Рис. 1.22) сплошными точками обозначены «простые» линии, выбранные для калибровки, по которым проведена подгонка функцией (1.17). Треугольниками показаны «сингл-эскейп» и «дабл-эскейп» пики, квадратами – суммарные линии, окружностями – «простые» линии, не включенные в калибровку.

На основании графиков на Рис. 1.21, Рис. 1.22 можно сделать вывод, что характер зависимости  $\sigma_E$  от  $E$  действительно определяется выражением (1.17). При этом суммарные и эскейп-пики на эту зависимость не ложатся, а кроме того, есть и «простые» линии, не участвующие в калибровке (объяснение этому будет дано далее). Из сравнения графиков на Рис. 1.21 и Рис. 1.22 видно, что за время, прошедшее между измерениями, энергетическое разрешение системы ухудшилось, причём это касается обоих параметров подгонки  $K_0$  и  $F$ . Поскольку мы считаем, что деградация параметров системы во-времени происходит из-за образования ловушек заряда, вызванного нейтронным облучением, мы видим, что этот эффект оказывает влияние на оба параметра модели поведения энергетического разрешения.

### Нелинейность шкалы

Следующим объектом изучения является нелинейность шкалы спектрометра, т.е. зависимость разницы энергий, полученных при подгонке пика, и табличного значения энергии ( $E_{fit} - E_{table}$ ), от энергии  $E_{fit}$ . Напомним, что энергия  $E_{fit}$  определяется параметрами, полученными при подгонке, и линейным преобразованием каналов АЦП в энергию:  $E = Zero + Gain \times ch$ . Эти зависимости показаны на Рис. 1.23 и Рис. 1.24, обозначения категорий точек такие же, как и раньше.

Интегральную нелинейность определяют как максимальное отклонение измерительной характеристики от аппроксимирующей прямой, проведенной таким образом, чтобы отклонения от нее в обе стороны были одинаковы и минимальны. Здесь уместно выдвинуть гипотезу о том, что нелинейность энергетической шкалы можно описать полиномом низкого порядка (паспортная интегральная нелинейность DSPEC Pro  $< \pm 0.025\%$  на 99.5% шкалы). Судя по Рис. 1.23 и Рис. 1.24 эта гипотеза (отча-

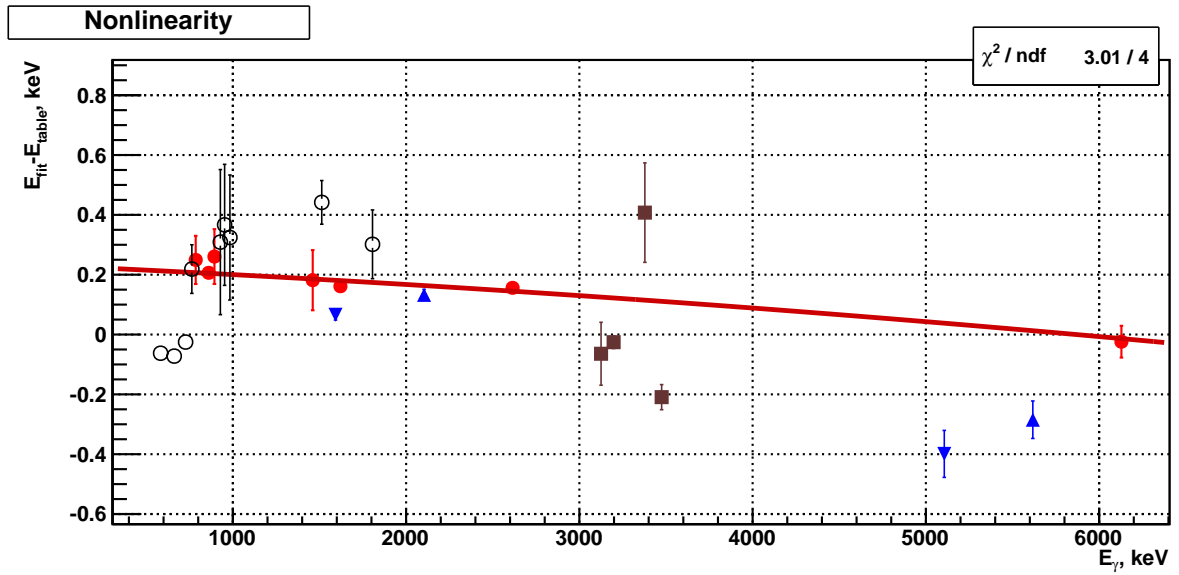


Рис. 1.23: Нелинейность шкалы – Март 2010.

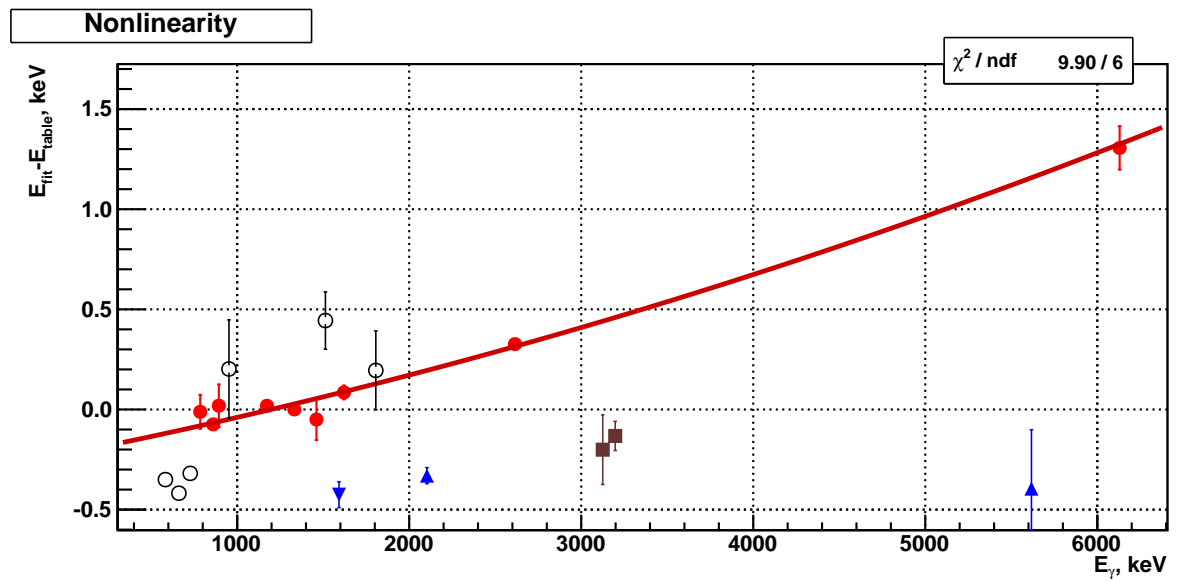


Рис. 1.24: Нелинейность шкалы – Июнь 2010

сти) подтверждается, подгонка осуществлялась полиномом второй степени. Отчасти – потому что из рассмотрения пришлось «выбросить» некоторые «простые» линии.

В калибровке участвуют гамма линии, показанные на Рис. 1.23 и Рис. 1.24 сплошными круглыми точками. Вот их полный список в порядке нарастания энергии (энергия и ошибка – табличные значения):

1. $^{212}\text{Bi}$	$785.370 \pm 0.080$ кэВ
2. $^{208}\text{Tl}$	$860.564 \pm 0.005$ кэВ
3. $^{212}\text{Bi}$	$893.430 \pm 0.090$ кэВ
4. $^{60}\text{Co}$ (нет на Рис. 1.23)	$1173.228 \pm 0.003$ кэВ
5. $^{60}\text{Co}$ (нет на Рис. 1.23)	$1332.492 \pm 0.004$ кэВ
6. $^{40}\text{K}$	$1460.750 \pm 0.060$ кэВ
7. $^{212}\text{Bi}$	$1620.735 \pm 0.010$ кэВ
8. $^{208}\text{Tl}$	$2614.530 \pm 0.013$ кэВ
9. $^{16}\text{O}$	$6128.630 \pm 0.040$ кэВ

Глядя на этот список легко заметить, что часть линий известна с высокой точностью ( $\lesssim 10$  эВ), в то время как для других линий точность табличного значения энергии на порядок хуже. Как правило, хорошо измеренными линиями являются более мощные, т.к. они рекомендуются и чаще используются для целей проведения энергетической калибровки. Линии с худшей точностью используются в основном для идентификации нуклидов, а для этого высокая точность знания энергии не нужна. Ссылаясь на это обстоятельство, можно легко объяснить почему в наши калибровочные кривые не включены некоторые точки из диапазона энергий от 900 кэВ до 2000 кэВ. Как видно из Рис. 1.23 и Рис. 1.24, в области энергий ниже 1000 кэВ мы имеем три линии с маленькими ошибками табличного значения, а именно

1. $^{208}\text{Tl}$	$583.191 \pm 0.002$ кэВ,
2. $^{137}\text{Cs}$	$661.657 \pm 0.003$ кэВ,



3.  $^{212}\text{Bi}$

$727.200 \pm 0.050$  кэВ,

которые сильно не согласуются с кривой подгонки нелинейности шкалы. Эти три линии пришлось исключить из калибровочной кривой по следующим причинам:

- а) они не укладываются в гипотезу о плавном характере нелинейности,
- б) точки лежат в начале шкалы АЦП, где теоретически может быть большая интегральная нелинейность,
- в) интересующий нас диапазон калибровки шкалы – от 2 до 6 МэВ.

Как бы то ни было, точного ответа на вопрос об изломе шкалы при маленьких энергиях пока нет. Возможно, этот эффект связан с резким увеличением полного сечения взаимодействия фотонов с германием при уменьшении энергии. Тогда вся ионизация происходит вблизи поверхности HPGe, и эффект захвата положительных носителей заряда приводит к смещению среднего значения регистрируемой энергии.

Пики-сателлиты, изображённые на Рис. 1.23 и Рис. 1.24 очевидно не ложатся на калибровочную кривую, однако это и не удивительно, так как они ведут себя аналогичным образом и на графиках разрешения (Рис. 1.21 и Рис. 1.22). Иными словами, форма пиков-сателлитов иная, чем у «простых» пиков, она не описывается принятой нами моделью, и включать их в калибровку смысла не имеет.

### Асимметрия – $\xi$

Теперь нам осталось рассмотреть поведение последнего параметра нашей модели (1.15) формы пика – асимметрии  $\xi$ , представленное на Рис. 1.25 и Рис. 1.26. Функция для подгонки была подобрана эмпирически:

$$\xi(E_\gamma) = p_0 + \exp\left(-p_1(E_\gamma - p_2)\right), \quad (1.18)$$

где  $p_0$ ,  $p_1$ ,  $p_2$  – свободные параметры. Из 1.25 и Рис. 1.26 видно, что параметр  $\xi$  монотонно зависит от энергии, и, в общем, его поведение описывается эмпириче-

ской зависимостью (1.18). Очевидно, что в июне вклад асимметричной компоненты сильно вырос, по сравнению с мартом (см. также Рис. 1.19 – Рис. 1.20).

Определив все параметры нашей модели и продемонстрировав их плавную и предсказуемую зависимость от энергии, мы можем считать, что задача калибровки энергетической шкалы выполнена.

Предположим, что теперь мы регистрируем излучение какого-нибудь неизвестного, предположительно монохроматического источника. Имея в своем распоряжении все представленные выше калибровочные зависимости, мы можем сделать заключение о том, является ли наш неизвестный источник строго монохроматическим и если да, то можем определить энергию излучаемых фотонов с абсолютной точностью не хуже 50 эВ в диапазоне энергий от 1 МэВ до 6–7 МэВ.

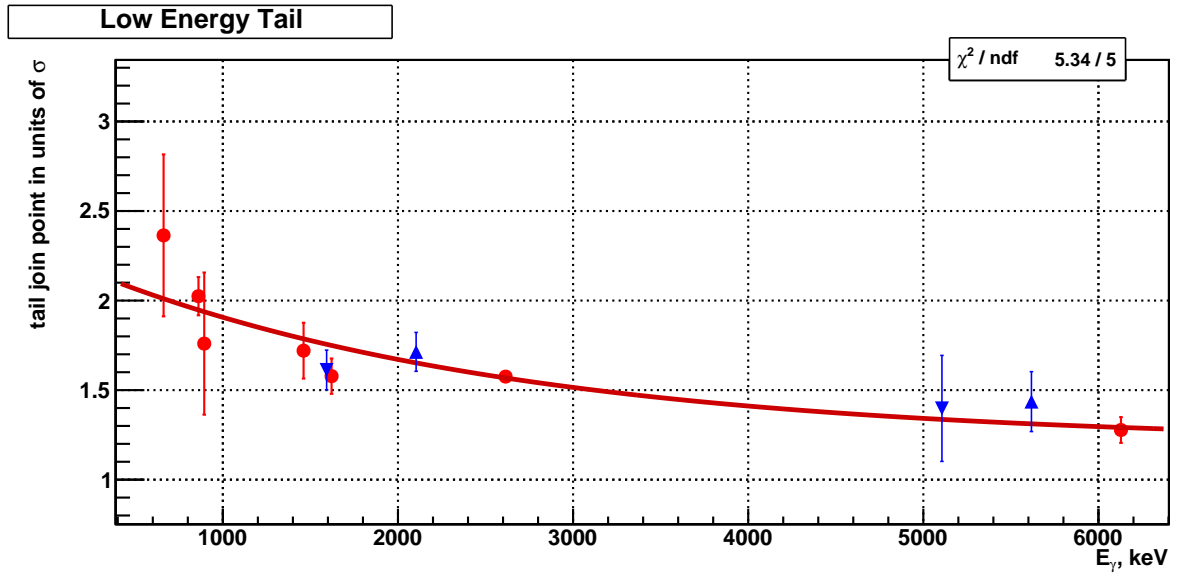


Рис. 1.25: Асимметрия – Март 2010. Значения параметров подгонки:

$$p_0 = 1.21 \pm 0.16, p_1 = 0.0004 \pm 0.0002, p_2 = 131 \pm 420.$$

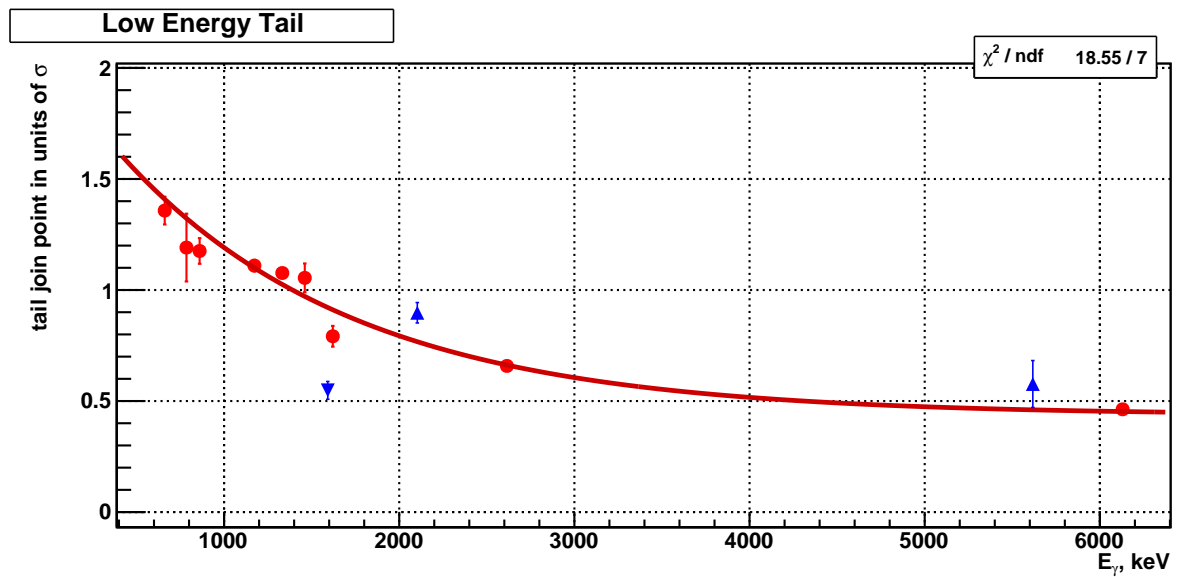


Рис. 1.26: Асимметрия – Июнь 2010. Значения параметров подгонки:

$$p_0 = 0.436 \pm 0.024, p_1 = 0.0007 \pm 0.0001, p_2 = 624 \pm 45.$$

# Литература

- [1] AMETEK Advanced Measurement Technology. — <http://www.ortec-online.com>.
- [2] CANBERRA Analytical Instruments. — <http://www.canberra.com>.
- [3] *Keyser, Ronald M.* Germanium radiation detector manufacturing: Process and advances / Ronald M. Keyser, Thomas W. Raudorf // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1990. — Vol. 286, no. 3. — Pp. 357–363. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FVWF-H6/2/443eddc8b3089737397a9151828bdcf>.
- [4] *Fano, U.* On the Theory of Ionization Yield of Radiations in Different Substances / U. Fano // *Phys. Rev.* — 1946. — Jul. — Vol. 70, no. 1-2. — Pp. 44–52.
- [5] *Fano, U.* Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions / U. Fano // *Phys. Rev.* — 1947. — Jul. — Vol. 72, no. 1. — Pp. 26–29.
- [6] *Alig, R. C.* Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors / R. C. Alig, S. Bloom, C. W. Struck // *Phys. Rev. B*. — 1980. — Dec. — Vol. 22, no. 12. — Pp. 5565–5582.
- [7] *Bilger, Hans R.* Fano Factor in Germanium at 77 ° K / Hans R. Bilger // *Phys. Rev.* — 1967. — Nov. — Vol. 163, no. 2. — Pp. 238–253.
- [8] Gamma-ray escape peak characteristics of radiation-damaged reverse-electrode germanium coaxial detectors / R. H. Pehl, E. L. Hull, N. W. Madden et al. // *Nuclear*

- Instruments and Methods in Physics Research A*. — 1996. — feb. — Vol. 381. — Pp. 97–102.
- [9] Radiation Damage Resistance of Reverse Electrode Ge Coaxial Detectors / Richard H. Pehl, Norman W. Madden, Jack H. Elliot et al. // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 1979. — Vol. NS-26, no. 1.
- [10] *Ferrell, Richard A.* Theory of Positron Annihilation in Solids / Richard A. Ferrell // *Rev. Mod. Phys.* — 1956. — Jul. — Vol. 28, no. 3. — Pp. 308–337.
- [11] Positron-Annihilation Momentum Profiles in Aluminum: Core Contribution and the Independent-Particle Model / K. G. Lynn, J. R. MacDonald, R. A. Boie et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1977. — Jan. — Vol. 38, no. 5. — Pp. 241–244.
- [12] *А.В.Бушуев Е.В.Петрова, А.Ф.Кожин.* Практическая гамма-спектрометрия / А.Ф.Кожин А.В.Бушуев, Е.В.Петрова. — Москва: МИФИ, 2006.
- [13] *Helmer, R. G.* Recommended standards for [gamma]-ray energy calibration / R. G. Helmer, C. van der Leun // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1999. — Vol. 422, no. 1-3. — Pp. 525–531. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3VR1CVW-3P/2/322b88cbb08c95f38510fefb9efe3a1e>.
- [14] *King, J. D.* The energy of the  $^{40}\text{K}$  gamma ray and its use as a calibration standard / J. D. King, N. Neff, H. W. Taylor // *Nuclear Instruments and Methods*. — 1967. — Vol. 52, no. 2. — Pp. 349–350. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-470P01T-4SB/2/6ab0fe9ec078cbac4ae48872853b52ae>.
- [15] ЗАО РИТВЕРЦ. — <http://www.ritverc.ru>.
- [16] *Papp, Tibor.* On the response function of solid-state detectors, based on energetic electron transport processes / Tibor Papp // *X-Ray Spectrometry*. — 2003. — Vol. 32, no. 6. — Pp. 1097–4539.

- [17] Lee, M. C. Extension of the semiempirical germanium detector response function to low energy gamma rays / M. C. Lee, K. Verghese, R. P. Gardner // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 1987. — dec. — Vol. 262. — Pp. 430–438.
- [18] Siegert, H. Precise determination of gamma-ray peak areas / H. Siegert, H. Janssen // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 1990. — jan. — Vol. 286. — Pp. 415–420.
- [19] Raudorf, Thomas W. Effect of charge carrier trapping on germanium coaxial detector line shapes / Thomas W. Raudorf, Richard H. Pehl // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1987. — Vol. 255, no. 3. — Pp. 538–551. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-472J836-1Y/2/e76d8cf6dd4da11536c22d77404f55fb>.
- [20] Background elimination methods for multidimensional coincidence [gamma]-ray spectra / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1997. — Vol. 401, no. 1. — Pp. 113–132. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YGDBFS-11/2/24c801a8ce6b973e73b02c62b2c37d26>.
- [21] Efficient one- and two-dimensional gold deconvolution and its application to [gamma]-ray spectra decomposition / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1997. — Vol. 401, no. 2-3. — Pp. 385–408. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPX9YH-2K/2/4dc51ef6c8116b5b2bc5d2a2c28fec44>.
- [22] Identification of peaks in multidimensional coincidence [gamma]-ray spectra / Miroslav Morhac, Jan Kliman, Vladislav Matousek et al. // *Nuclear In-*

*struments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2000. — Vol. 443, no. 1. — Pp. 108–125. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3YTT063-9/2/9f7481e1bd06c4d2130749363aaec7ed>.