

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Иркутский государственный университет»

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт геохимии им. А. П. Виноградова
Сибирского отделения Российской академии наук

*Методы экспериментальной физики
конденсированного состояния*

Р. Ю. Шендрик, Е. А. Раджабов

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ – 2

Учебное пособие



УДК 539.1.074
ББК В374.9
Ш47

Печатается по решению ученого совета
физического факультета ИГУ

Серия основана в 2013 году

Редактор серии

заслуженный деятель науки России, профессор,
лауреат премии Правительства РФ,
д-р физ.-мат. наук *А. И. Непомнящих*

**Издание подготовлено при частичной поддержке
Программы стратегического развития ИГУ на 2013–2016 гг.,
проект Р132-ОУ-002, в рамках научно-образовательного центра
«НОЦ физического материаловедения и спектроскопии
конденсированного состояния»**

Рецензенты:

канд. геол.-минерал. наук *А. Н. Сапожников*,
д-р физ.-мат. наук *А. А. Гаврилюк*

Шендрик Р. Ю.

Ш47 Введение в физику сцинтилляторов – 2 : учеб. пособие /
Р. Ю. Шендрик, Е. А. Раджабов – Иркутск : Изд-во ИГУ, 2014. –
95 с. – (Методы экспериментальной физики конденсированного
состояния).

ISBN 978-5-9624-1104-0

Обсуждаются основы регистрации сигналов от сцинтилляторов и принципы действия фотоприемников, усилителей сигнала и аналого-цифровых преобразователей. Рассматриваются вопросы определения энергии, типа и активности неизвестных источников излучения, методы определения характеристик сцинтилляторов.

Пособие предназначено для бакалавров и магистров физического факультета, специализирующихся в области радиофизики, микро- и твердотельной электроники, общей, медицинской и теоретической физики.

Библиогр. 17 назв. Табл. 2. Илл. 54

УДК 539.1.074
ББК В374.9

ISBN 978-5-9624-1104-0

© Шендрик Р. Ю., Раджабов Е. А., 2014
© ФГБОУ ВПО «ИГУ», 2014
© ИГХ СО РАН 2014

Оглавление

| | |
|--|-----------|
| Используемые сокращения | 5 |
| Предисловие | 6 |
| Глава I. Фотодетекторы | 8 |
| 1.1. Фотоэлектронный умножитель | 8 |
| 1.1.1. Конструкция ФЭУ | 9 |
| 1.1.2. Система динодов | 18 |
| 1.1.3. Подключение и режимы работы | 22 |
| 1.2. Полупроводниковые фотодетекторы | 31 |
| 1.2.1. p-n-фотодиоды | 32 |
| 1.2.2. Лавинный фотодиод | 33 |
| 1.2.3. Микропиксельные лавинные фотодиоды (МАРД) | 34 |
| 1.2.4. Гибридные ФЭУ и Si-ФЭУ | 34 |
| Контрольные вопросы и практические задания | 37 |
| Глава II. Аппаратура для гамма-спектрометрии | 38 |
| 2.1. Предусилитель | 39 |
| 2.2. Усилитель | 44 |
| 2.2.1. Форма выходного импульса | 48 |
| 2.2.2. Схема «полюс–ноль» | 50 |
| 2.2.3. Цепь восстановления базового уровня | 52 |
| 2.2.4. Цепь режекции наложений | 53 |
| 2.3. Многоканальный анализатор | 57 |
| 2.3.1. АЦП Уилкинсона | 60 |
| 2.3.2. АЦП поразрядного взвешивания | 61 |
| 2.3.3. «Мертвое» время | 65 |
| Контрольные вопросы | 67 |
| Глава III. Практические вопросы и применение | 68 |
| 3.1. Пассивный анализ гамма-излучения | 68 |
| 3.1.1. Градуировка АЦП | 68 |
| 3.1.2. Определение положения пика (центроиды) | 71 |
| 3.2. Определение активности источника гамма-излучения | 73 |
| 3.2.1. Определение относительной активности источника гамма-излучения | 73 |
| 3.2.2. Определение абсолютной активности источника гамма-излучения | 75 |
| 3.3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора | 80 |
| 3.4. Измерение светового выхода сцинтиллятора | 83 |
| 3.4.1. Измерение относительного светового выхода | 83 |
| 3.4.2. Измерение абсолютного светового выхода | 86 |

| | |
|--|-----------|
| Практические задания | 92 |
| Заключение | 94 |
| Список рекомендованной литературы | 95 |

Используемые сокращения

| | |
|------------|-------------------------------------|
| <i>АЛЭ</i> | автолокализованный экситон |
| <i>АЦП</i> | аналого-цифровой преобразователь |
| <i>ВБУ</i> | цепь восстановления базового уровня |
| <i>ВУФ</i> | вакуумный ультрафиолет |
| <i>МКА</i> | мультисканальный анализатор |
| <i>ОКА</i> | одноканальный анализатор |
| <i>РЗ</i> | редкоземельный |
| <i>РЗИ</i> | редкоземельный ион |
| <i>РЗЭ</i> | редкоземельный элемент |
| <i>ТЛ</i> | термолюминесценция |
| <i>ТСЛ</i> | термостимулированная люминесценция |
| <i>ФЭУ</i> | фотоэлектронный умножитель |
| <i>ЩГК</i> | щелочно-галогидные кристаллы |
| <i>Re</i> | редкоземельные элементы |

Предисловие

Перед вами вторая часть учебного пособия «Введение в физику сцинтилляторов». Сцинтилляторами называют вещества, обладающие способностью излучать свет при поглощении ионизирующего излучения. Со сцинтилляционными материалами были связаны открытия рентгеновских лучей и других типов ионизирующего излучения. За последние два десятилетия они находят все большее применение в различных сферах. Сцинтилляционные кристаллы активно используются в физике высоких энергий, медицине (позитрон-эмиссионная (ПЭТ) и однофотонная эмиссионная компьютерная (СПЕКТ) томография), радиометрии, геофизике (гамма-каротаж) и космосе.

Высокий спрос на сцинтилляционные детекторы обусловил развитие исследований сцинтилляционных кристаллов. За последние двадцать лет понимание процессов, происходящих в сцинтилляционных кристаллах, существенно продвинулось вперед. Сцинтилляционные свойства исследованы уже в более чем в 500 различных соединений. Несмотря на все многообразие сцинтилляционных материалов, процессы, протекающие в них, имеют много общего. Изучение фундаментальных процессов в сцинтилляторе с момента поглощения ионизирующего излучения до люминесценции позволяет значительно улучшить свойства сцинтилляторов.

В первой части учебного пособия были определены базовые понятия из физики сцинтилляторов и сцинтилляционного метода регистрации ионизирующих излучений – амплитудные спектры импульсов, характеристика ионизирующих излучений и их взаимодействие с веществом сцинтилляционного детектора. Также рассматривался сцинтилляционный процесс и различные характеристики сцинтилляторов, их связь с процессами, протекающими в сцинтилляционных кристаллах.

Вторая часть учебного пособия посвящена вопросам регистрации и обработки сигнала от сцинтиллятора. В первой главе рассматривается первый этап на пути вспышки света из сцинтиллятора – фотоприемник. Удивительно, но со времени открытия сцинтиллятора и ионизирующих излучений прошло полвека, прежде чем появился промышленный образец фотоприемника, подходящий для практических применений. Изобретение фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и исследование в рамках военных программ сцинтилляционных детекторов (ФЭУ плюс сцинтиллятор) предопределили развитие физики сцинтилляторов и поиск новых материалов. В этой главе мы кратко рассмотрим историю создания первых ФЭУ, а также принципы работы ФЭУ и полупроводниковых фотоприемников. Коснемся также современных мультисканальных и гибридных ФЭУ. Основное внимание будет уделено приложениям фотоприемников к исследованию сцинтилляторов.

Вторая глава посвящена аппаратуре, регистрирующей, обрабатывающей и сохраняющей электрические импульсы с ФЭУ. В главе рассматриваются принципы работы предусилителей, усилителей. Отдельное внимание уделяется методам формирования импульсов, алгоритмам оцифровки сигнала и алгоритмам работы аналого-цифровых преобразователей, используемых в гамма-спектрометрии.

В третьей главе рассматриваются некоторые практические аспекты исследования сцинтилляционных детекторов. В частности, уделено внимание градуировке шкалы АЦП, методам определения активности радиоактивных источников, определению энергетического разрешения сцинтилляторов, относительного и абсолютного светового выхода.

В этом учебном пособии мы постарались представить современный взгляд на исследования сцинтилляторов. Материал, использованный в данном пособии, взят из достаточно современных монографий и статей. В конце каждой главы, помимо контрольных вопросов, мы предлагаем читателю ряд практических заданий, которые студенты выполняют на лабораторных работах в рамках профиля «Диагностика материалов».

Глава I

Фотодетекторы

При взаимодействии с ионизирующим излучением сцинтиллятор испускает вспышку света. Ее надо зарегистрировать и измерить интенсивность, которая пропорциональна поглощенной сцинтиллятором энергии. В первых сцинтилляторах измерение интенсивности производилось глазом. Натренированный глаз может различать интенсивности свечения, отличающиеся на несколько порядков. Развитие техники и все более широкое использование сцинтилляционных детекторов привело к созданию первых фотодетекторов. В физике сцинтилляторов первым и до сих пор широко используемым фотодетектором стал фотоэлектронный умножитель. В дальнейшем были разработаны полупроводниковые фотодетекторы. С их появлением предоставилась возможность существенно уменьшить размеры сцинтилляционных детекторов. В данной главе мы рассмотрим принцип действия и основные характеристики фотодетекторов, которые широко используются при исследовании свойств сцинтилляторов.

1.1. Фотоэлектронный умножитель

Фотоэлектронный умножитель – один из первых и наиболее эффективных фотоприемников, которые используются для регистрации свечения, испускаемого сцинтиллятором. Фотоэлектронный умножитель представляет собой электровакуумный прибор, в котором поток электронов, эмитируемый фотокатодом под действием оптического излучения, усиливается в умножительной системе в результате вторичной электронной эмиссии. Ток в цепи анода (коллектора вторичных электронов) значительно превышает первоначальный фототок (обычно в 10^5 раз и выше).

Работы над созданием эффективного фотоприемника, в первую очередь для нужд телевизионной съемки, параллельно велись в нескольких странах. В СССР ФЭУ впервые был предложен и разработан советским изобретателем Л. А. Кубецким в 1930–1934 гг. В США над созданием ФЭУ работала группа под руководством В. К. Зворыкина. Под его началом компания RCA первая начала промышленное производство фотоумножителей.

Однако вплоть до 1947 г. ФЭУ активно не использовались. К примеру, в 1935–1938 гг. фотоэлектронные умножители в США начали выпускаться серийно, но, несмотря на это, вплоть до 1947–1948 гг. они существовали в весьма ограниченном числе типов, мало различавшихся между собой (умножители RCA 931A, 1P21, 1P28), и являлись приборами универсального

назначения. О промышленном выпуске ФЭУ в других странах за этот период почти ничего не известно. Коренной перелом наступил, когда для нужд ядерной физики потребовались фотоприемники с низким порогом чувствительности и высоким быстродействием. В результате, если за первые 14 лет после изобретения количество типов ФЭУ можно было пересчитать по пальцам, то за следующие 12 лет оно превысило 150 и продолжает расти.

1.1.1. Конструкция ФЭУ

Фотоэлектронный умножитель состоит из входной (катодной) камеры (образуется поверхностями фотокатода, фокусирующих электродов, первого динода), умножительной динодной системы, анода и дополнительных электродов. Все элементы размещаются в вакуумном корпусе (колбе) (рис. 1.1). Наиболее распространены ФЭУ, в которых усиление потока электронов осуществляется при помощи нескольких специальных электродов изогнутой формы — динодов, обладающих коэффициентом вторичной эмиссии больше 1. Для фокусировки и ускорения электронов на анод и диноды подается высокое напряжение (600–3000 В).

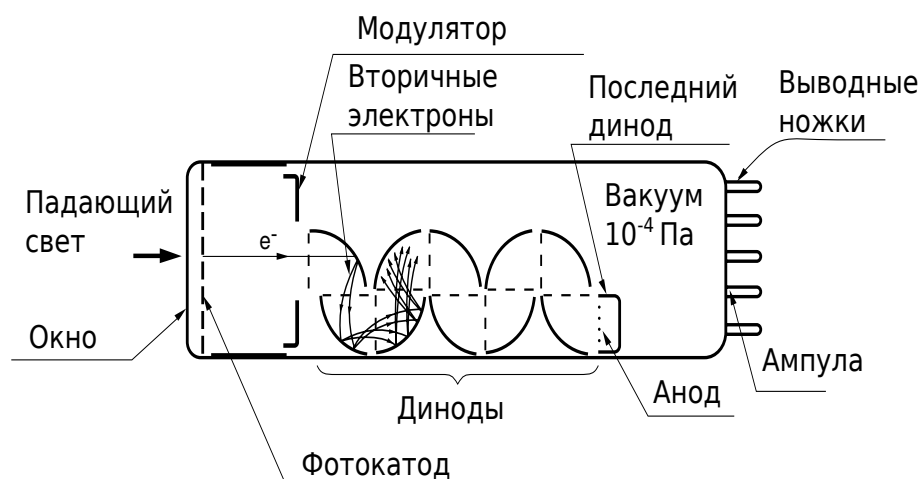


Рис. 1.1. Принципиальная схема фотоэлектронного умножителя

Свет, который попадает в фотоумножитель, детектируется и производит на выходе сигнал в результате следующих процессов:

- 1) свет проходит через входное окно;
- 2) происходит возбуждение электронов фотокатода так, что фотоэлектроны выбрасываются в вакуум (внешний фотоэффект);
- 3) фотоэлектроны ускоряются и фокусируются модулятором на первом диноде, где они умножаются посредством вторичной электронной эмиссии. Эта вторичная эмиссия повторяется на каждом из последующих динодов;
- 4) умноженные вторичные электроны, испускаемые последним динодом, собираются на аноде.

В результате на выходе мы регистрируем электрический сигнал. Рассмотрим подробнее элементы, составляющие конструкцию, и физические процессы, происходящие в ФЭУ.

Фотокатод

Большинство фотокатодов выполнены из полупроводниковых соединений, которые состоят из щелочных металлов с низкой работой выхода. Имеется около десяти видов фотокатодов, применяемых в настоящее время в практических приложениях. Каждый фотокатод может пропускать свет (выполнен из полупрозрачного материала) или отражать его (непрозрачный), что определяет сферу применения данного устройства. В основе принципа действия фотокатода лежит внешний фотоэффект. Внешний фотоэффект – это фотоэлектронная эмиссия, т. е. эмиссия электронов твердым телом под действием падающего на него света. Фотоэффект был открыт Герцем в 1887 г., но особенно ученого не заинтересовал. Систематическое изучение фотоэффекта проводилось профессором Московского университета Столетовым с 1888 по 1889 г. В результате в науке имя Столетова входит в два названия: «закон Столетова» и «эффект Столетова». Закон Столетова формулируется так: при фиксированной частоте падающего света число фотоэлектронов, вырываемых из катода в единицу времени, пропорционально интенсивности света. Эффект Столетова не имеет прямого отношения к фотоэффекту, но созданная им аппаратура по понижению давления позволила исследовать зависимость величины тока в разрядном промежутке, создаваемого электронами фотоэмиссии, от давления газа и выявить, что с понижением давления разрядный ток сначала возрастает, затем проходит через максимум и начинает убывать. Но это относится к свойствам газового заряда, а не к фотоэмиссии. Вторым законом фотоэмиссии считается закон Эйнштейна: «Максимальная кинетическая энергия вырываемых светом электронов линейно возрастает с частотой света и не зависит от его интенсивности»:

$$h\nu = W + \frac{mv^2}{2}, \quad (1.1)$$

где W – так называемая работа выхода (минимальная энергия, необходимая для удаления электрона из вещества), $\frac{mv^2}{2}$ – максимальная кинетическая энергия вылетающего электрона, ν – частота падающего фотона с энергией $h\nu$, h – постоянная Планка. Из этой формулы следует существование красной границы фотоэффекта, т. е. существование наименьшей частоты ($h\nu_{min} = W$), ниже которой энергии фотона уже недостаточно для того, чтобы «выбить» электрон из металла. Суть фотоэффекта заключается в том, что энергия фотона расходуется на ионизацию атома вещества и на

работу, необходимую для «вырывания» электрона, а остаток переходит в кинетическую энергию электрона. Основные закономерности внешнего фотоэффекта для металлов хорошо описываются теорией Фаулера. Согласно ей, после поглощения в металле фотона его энергия переходит электронам проводимости, в результате чего электронный газ в металле состоит из смеси газов с нормальным распределением Ферми — Дирака и возбужденным (сдвинутым на $h\nu$) распределением по энергиям. Плотность фототока определяется формулой Фаулера:

$$j = \begin{cases} B_1 T^2 \exp\left(\frac{h\nu - h\nu_{\min}}{kT}\right), & h\nu \leq h\nu_{\min} - 2kT, \\ B_2 T^2 \left(\frac{(h\nu - h\nu_{\min})^2}{k^2 T^2} + B_3\right), & h\nu > h\nu_{\min} + 2kT, \end{cases} \quad (1.2)$$

где B_1, B_2, B_3 – постоянные коэффициенты, зависящие от свойств облучаемого металла. Формула справедлива при энергиях возбуждения фотоэмиссии, не превышающих значения работы выхода металла более чем на несколько электронвольт. Теория Фаулера верна только в случае падения света по нормали к поверхности.

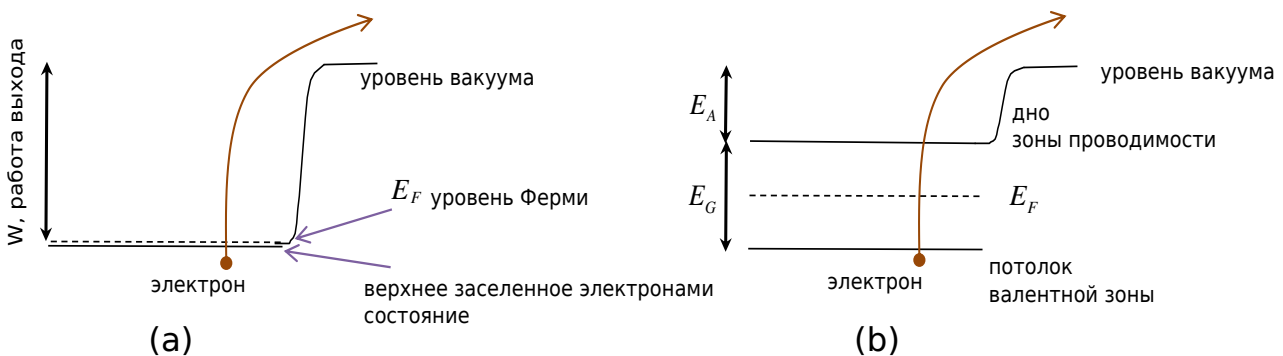


Рис. 1.2. Зонные модели металлического (а) и полупроводникового фотокатодов (б)

Рассмотрим зонную схему металлического фотокатода (рис. 1.2, а). Избыточная энергия электрона, которая переходит в его кинетическую энергию, равна:

$$E_{excess,met} = h\nu - W, \quad (1.3)$$

где W – работа выхода. Наименьшей работой выхода обладают щелочные металлы, поэтому они часто используются в качестве материалов для фотокатода.

Для фотокатодов, изготовленных из полупроводниковых элементов, применима следующая зонная схема (рис. 1.2, б). В этом случае избыточная энергия электрона равна:

$$E_{excess,semi} = h\nu - E_G - E_A. \quad (1.4)$$

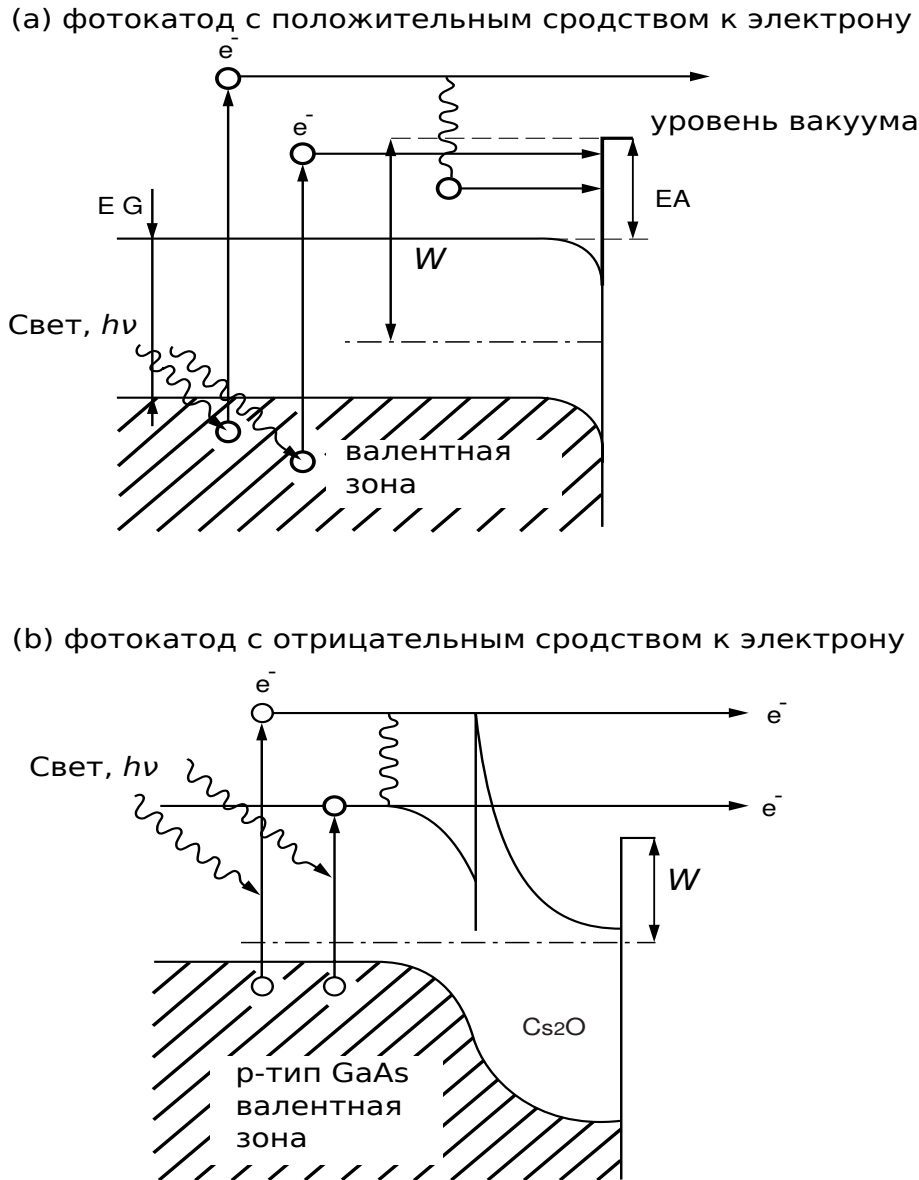


Рис. 1.3. Зонные модели полупроводниковых фотокатодов

На рисунке 1.3 приведены два типа фотокатода с положительным и отрицательным сродством к электрону. Сродством к электрону называют энергию, которая выделяется при присоединении электрона к свободному атому в его основном состоянии. В результате присоединения такой атом превращается в отрицательный ион. Таким образом, энергия сродства к электрону или сродство к электрону по сути является энергией ионизации соответствующего однозарядного иона, взятой с обратным знаком. Наибольшим сродством к электрону обладают *p*-элементы VII группы.

В полупроводниках в отличие от металлов существует зона запрещенных энергий (EG), которая не может быть занята электронами. Сродство к электрону (EA) определяется разницей между энергиями дна зоны проводимости и уровнем вакуума, а работа выхода W по сути является разницей между уровнем Ферми и уровнем вакуума. Когда фотон ударяется

в фотокатод, электроны в валентной зоне поглощают фотон с энергией $h\nu$ и переходят в возбужденное состояние, распространяясь по поверхности фотокатода. Если такие электроны имеют энергию, достаточную для преодоления барьера уровня вакуума, то они испускаются в вакуум в качестве фотоэлектронов. Квантовый выход такого процесса, т. е. отношение количества фотоэлектронов к количеству падающих на фотокатод, можно выразить следующим образом:

$$\eta(\nu) = (1 - R) \frac{P\nu}{k} \cdot \frac{1}{1 + 1/kL} P_s, \quad (1.5)$$

в этом выражении R – коэффициент отражения, k – коэффициент полного поглощения фотонов, $P\nu$ – вероятность того, что свет с энергией $h\nu$ может возбудить электрон на уровень, лежащий выше уровня вакуума, L – средняя длина пробега возбужденных электронов, P_s – вероятность того, что электроны, достигающие поверхности фотокатода, покинут его и перейдут в вакуум.

На рисунке 1.3, *b* показана модель фотокатода на основе полупроводников типа III–V. Если поверхностный слой положительно заряженного материала, например Cs_2O , применяется в таком материале, то всегда имеется обедненный слой. В результате происходит перестройка и искажение зонной структуры (изгиб в область меньших энергий), что приводит к отрицательному сродству к электрону. Это состояние называется ОСЭ (NEA). Эффект отрицательного сродства к электрону увеличивает вероятность P_s того, что электроны, достигшие поверхности фотокатода, испустятся в вакуум. В частности, повышается квантовая эффективность регистрации в длинноволновой части спектра.

Также не так давно появились ФЭУ, использующие $p - n$ -переход в структурах типа InP/InGaAsP или InP/InGaAs на (p+InP)-подложке. Такие фотокатоды чувствительны в области ближнего ИК-света вплоть до 1700 нм – области, недостижимой для обычных ФЭУ. Их зонная схема приведена на рис. 1.4. В фотокатодах данного типа происходит перенос электронов через гетеропереход. На поверхность полупроводник/полупроводник наносится тонкий металлический слой (толщиной 5 нм) из серебра для формирования барьера Шоттки – потенциальный барьер, возникающий в приконтактном слое полупроводник/полупроводник–металл, равный разности работ выхода металла и полупроводника. Приложение напряжения между электродом Шоттки и обратной стороной кристалла InP/InGaAsP формирует электрическое поле внутри фотокатода. Это позволяет существенно снизить поверхностный потенциальный барьер и увеличить вероятность выхода электронов в вакуум P_s . В случае когда напряжение смещения не приложено, фотоэлектроны из светопоглощающего слоя InGaAs не могут преодолеть барьер в области проводимости δE_c и достигнуть поверхности

эмиссии в InP. После приложения напряжения формируется обедненная область на границе электрода Шоттки, которая распространяется вглубь системы полупроводник/полупроводник. Происходит перестройка и искажение зонной структуры, потенциальный барьер уменьшается и электроны достаточно легко покидают InP и выходят в вакуум. Более того, электроны ускоряются в слое InP и способны перейти со дна зоны проводимости G в вышележащую область L , это в свою очередь увеличивает энергию электронов, вылетающих в вакуум. Что увеличивает сбор и улучшает дальнейшую фокусировку электронов. К недостаткам такого типа фотокатодов относится высокий темновой ток, что требует охлаждения такого типа ФЭУ до $-60...-190$ °С.

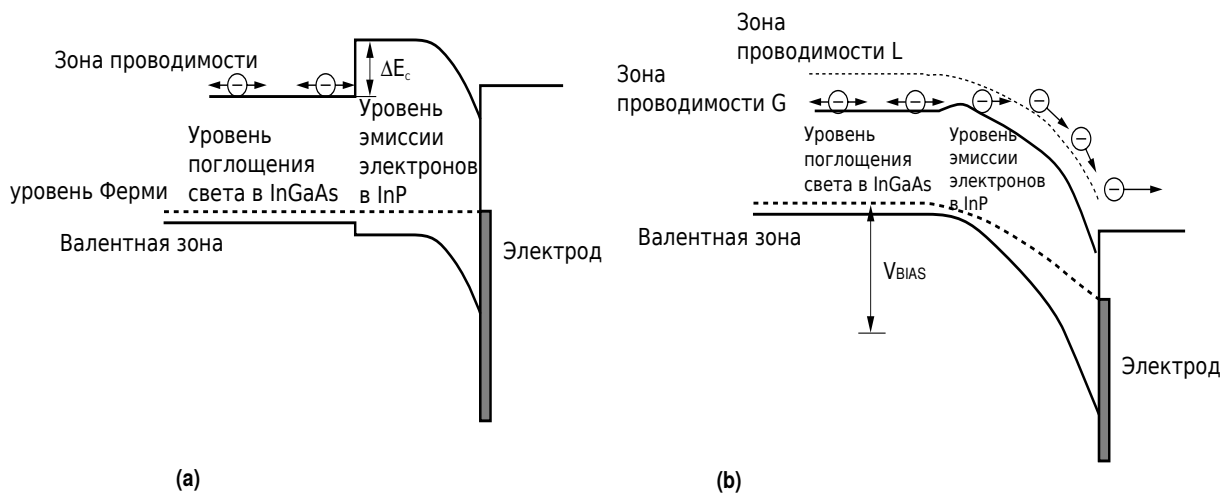


Рис. 1.4. Зонная модель фотокатода на гетеропереходе

Фотокатоды могут быть классифицированы по процессу эмиссии фотоэлектронов. Существуют два основных режима – режим пропускания и режим отражения. Фотокатод, работающий в режиме отражения, как правило, представляет собой металлическую пластину, фотоэлектроны из которой испускаются в направлении, противоположном падающему свету. Фотокатод в режиме пропускания представляет собой тонкую пленку, которая наносится на обратную сторону окна ФЭУ. Эта пленка является оптически прозрачной. Фотокатоды, работающие в режиме отражения, встречаются чаще всего в ФЭУ с боковым входом. Прозрачные фотокатоды применяются в торцевых ФЭУ. Подавляющее большинство российских и советских ФЭУ имеют прозрачные фотокатоды. На Западе широко распространены как торцевые ФЭУ, так и ФЭУ с боковым окном.

В начале 1940-х JEDEC (Комитет инженеров, специализирующихся в области электронных устройств) представил "S номер" для обозначения спектральной характеристики фотокатода, которая определяется из типа фотокатода и материала окна. В настоящее время, когда используется большое количество различных материалов для изготовления фотокатодов и окон, а также широко применяются гибридные ФЭУ, эта характеристика

больше не используется, за исключением фотокатодов типа S-1 и S-20. Сегодня для характеристики ФЭУ производитель приводит материал окна, тип фотокатода и его спектральную чувствительность. На рисунках 1.5 и 1.6 приведены спектральные характеристики традиционных фотокатодов, работающих в режимах отражения, пропускания, и новых фотокатодов на полупроводниковых соединениях типа III–V.



Рис. 1.5. Спектральная характеристика основных фотокатодов в режиме пропускания

Рассмотрим основные типы фотокатодов.

Cs-I

Фотокатод из Cs-I не чувствителен к солнечному излучению, поэтому его часто называют солнечно-слепой. Его чувствительность резко падает при длинах волн больше 200 нм. ФЭУ с таким фотокатодом используются исключительно в вакуумной ультрафиолетовой спектроскопии. В качестве материалов для окна применяются кристаллы MgF_2 или синтетического кварца, которые прозрачны в области вакуумного ультрафиолета.

Cs-Te

Этот тип фотокатодов также не чувствителен к свету с длиной волны более 300 нм, поэтому он также относится к солнечно-слепым ФЭУ. Особенностью этого ФЭУ является то, что в режиме отражения квантовая эффективность этого фотокатода почти в два раза выше, чем в режиме пропускания. В качестве материала для окон для таких ФЭУ используется синтетический кварц или монокристаллический MgF_2 .

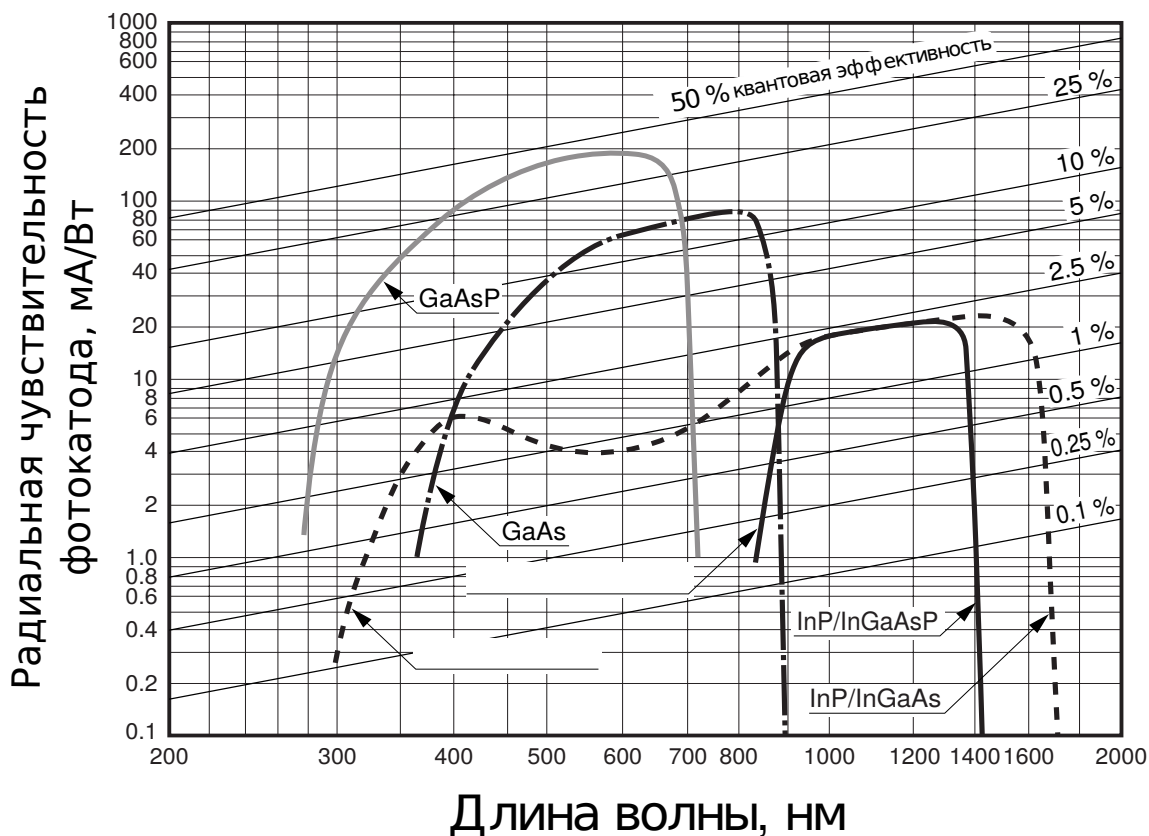


Рис. 1.6. Спектральная характеристика основных фотокатодов на основе полупроводников III-V-типа

Солнечно-слепые ФЭУ практически не применяются в физике сцинтилляторов ввиду того, что свечение большинства сцинтилляторов лежит в ближнем УФ или видимой области спектра.

Sb-Cs

Этот фотокатод чувствителен в ультрафиолете в видимом спектральном диапазоне и широко используется во многих приложениях. Поскольку сопротивление фотокатода Sb-Cs ниже, чем у мультищелочных фотокатодов, описанных ниже, то этот фотокатод подходит для измерений больших интенсивностей света, так как через фотокатод может протекать достаточно большой ток. Также этот тип фотокатодов используется в случае измерений при больших перепадах температур, когда может меняться сопротивление фотокатода. Sb-Cs фотокатоды в основном используются в режиме отражения.

Бищелочные (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs)

Так как при изготовлении этих фотокатодов используется два вида щелочных металлов, они получили название бищелочные, или *bi-alkali*. Фотокатоды, работающие в режиме пропускания, имеют спектральную характеристику, аналогичную характеристике для фотокатода Sb-Cs. Но также они имеют более высокую чувствительность и низкий темновой ток. Максимальная спектральная чувствительность данного типа фотока-

тодов лежит в области свечения сцинтиллятора NaI–Tl, таким образом, эти фотокатоды широко используются для сцинтилляционного счета и радиационных измерений. С другой стороны, бищелочные фотокатоды отражательного типа широко используются в оптической спектроскопии. Они могут регистрировать излучение с длинами волн до 700 нм.

Щелочные фотокатоды с низким уровнем шума (Sb-Na-K)

Этот тип фотокатодов практически не отличается от вышеописанных бищелочных фотокатодов. Они имеют схожие спектральные характеристики, однако их квантовая эффективность несколько ниже. Важным отличием такого типа фотокатодов от простых бищелочных является на порядок меньший уровень тепловых шумов. Это повышает диапазон работы ФЭУ с такими фотокатодами от 50 до 175 °С и обуславливает их практическое применение в гамма-каротажных исследованиях в геофизике, где сцинтилляционные детекторы подвергаются воздействию высоких температур.

Мультищелочные фотокатоды (multialkali, Sb-Na-K-Cs)

При изготовлении этого типа фотокатодов используется три или более видов щелочных металлов, поэтому они получили такое название. Мультищелочные фотокатоды имеют высокую чувствительность в широком спектральном диапазоне вплоть до 850–900 нм. Часто такой тип фотокатодов комбинируется с кварцевым окном, что позволяет регистрировать сигнал от сцинтилляторов, люминесцирующих в УФ-области (например, кросс-люминесценция).

Полупроводниковые фотокатоды InGaAs (Cs), GaAs(Cs), InP/InGaAsP(Cs), InP/InGaAs(Cs)

Принцип действия таких фотокатодов описан выше. Они используются для регистрации свечения в ИК-области спектра. Потенциально могут использоваться для регистрации свечения сцинтилляторов, люминесцирующих в красной и ближней ИК-областях спектра.

Для работы со сцинтилляторами в подавляющем большинстве используются ФЭУ с торцевым окном. Рассмотрим подробнее часто применяемые материалы для окон ФЭУ. Их спектры пропускания приведены на рис. 1.7.

Монокристалл MgF₂

Фторид магния имеет большую ширину запрещенной зоны и пропускает свет в ВУФ-области вплоть до 115 нм. В основном используется в установках с каналом измерений в области вакуумного ультрафиолета. На таких установках производится возбуждение первичных носителей заряда и изучаются процессы передачи энергии в сцинтилляторах.

Синтетический кварц

Кварцевые окна прозрачны до 160 нм. Это позволяет регистрировать свечение сцинтилляторов в УФ-области: кросс-люминесценцию и свечение экситонов в щелочноземельных фторидах.

Таблица 1.1

Прозрачные фотокатоды

| Номер фотокатода | Материал фотокатода | Материал окна | Спектральная область, нм ¹ |
|------------------|---------------------|------------------|---------------------------------------|
| 100M | Cs-I | MgF ₂ | 115–200 |
| 200S | Cs-Te | синт. кварц | 160–320 |
| 200M | Cs-Te | MgF ₂ | 115–320 |
| 300K (S-11) | Sb-Cs | боросиликат | 300–650 |
| 400K | bialkali | боросиликат | 300–650 |
| 400U | bialkali | кварц | 185–650 |
| 400S | bialkali | синт. кварц | 160–650 |
| 500K (S-20) | multiakali | боросиликат | 300–850 |
| 500U | multiakali | кварц | 185–850 |
| 500S | multiakali | синт. кварц | 160–850 |
| 700K | Ag-O-Cs | боросиликат | 300–1200 |

¹Спектральные характеристики фотокатодов приведены на рис. 1.5

Боросиликатные стекла

Из-за своей доступности этот материал является наиболее широко используемым для окон ФЭУ. Главным его недостатком является непрозрачность в области УФ. Однако большинство сцинтилляторов люминесцируют в области прозрачности данного типа окон. Еще одним недостатком является наличие небольшого количества изотопа ⁴⁰K в данных стеклах, что создает фоновый шум при сцинтилляционных измерениях. Поэтому для сцинтилляционных применений используются особые боросиликатные стекла с пониженным содержанием ⁴⁰K.

1.1.2. Система динодов

Вылетевшие из фотокатода электроны фокусируются и попадают в первый динод. Далее происходит их умножение от первого динода к последнему. Между динодами поддерживается потенциал, который задается делителем напряжения. Количество электронов при этом умножается от 10 до более чем 10⁸ раз. Схематически процесс умножения электронов показан на рис. 1.8.

Однако далеко не все испущенные динодом электроны достигают следующего динода. Каждый промежуток между динодами характеризуется

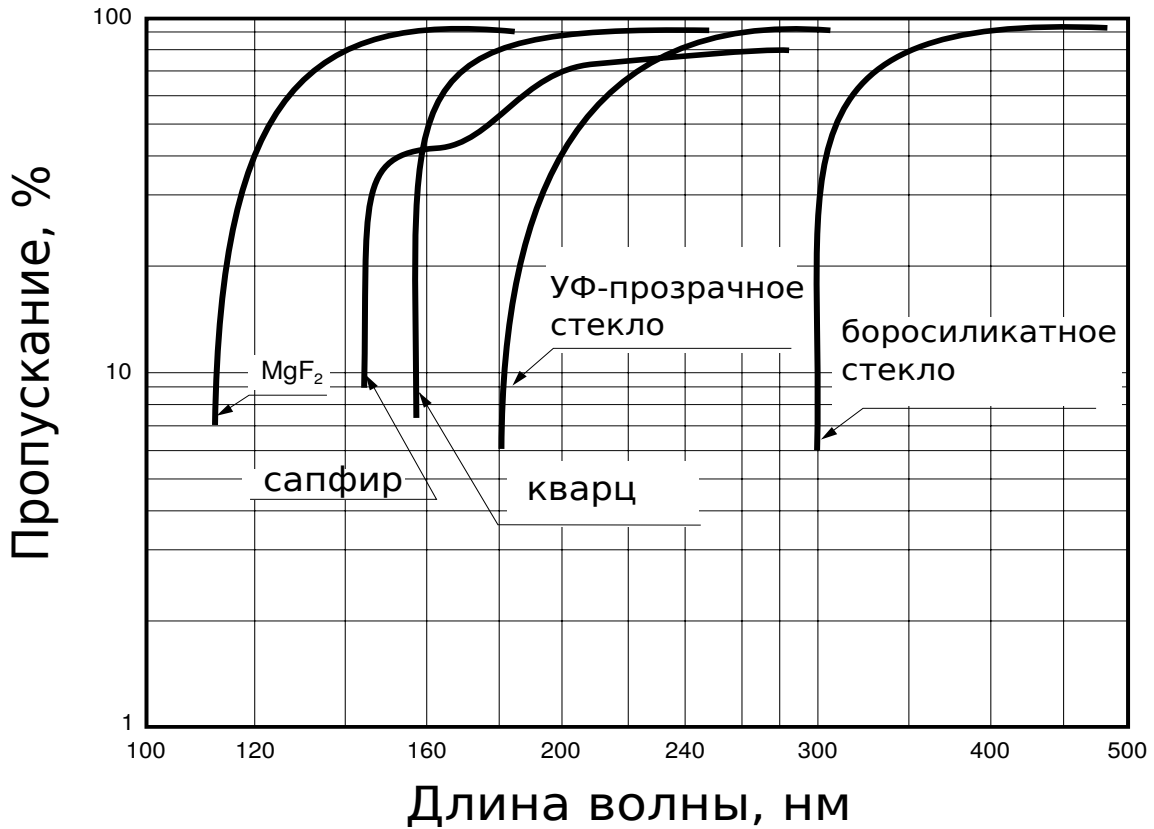


Рис. 1.7. Спектры пропускания различных материалов, использующихся в качестве окон ФЭУ

величиной, называемой эффективностью сбора n . Каждый i -й диод также обладает собственным коэффициентом вторичной эмиссии δ_i и, как было указано выше, эффективностью сбора n_{i-1} на промежутке между $(i - 1)$ -м и i -м диодами. Напряжение между i -м и $(i - 1)$ -м диодами мы обозначим как V_i . Тогда произведение n_{i-1} и δ_i можно выразить через напряжение между диодами следующим образом:

$$n_{i-1}\delta_i = k_i V_i^\alpha, \tag{1.6}$$

где k_i является константой, а значение α лежит в интервале 0,65–0,75.

Коэффициент усиления i -го диода также можно выразить через коэффициент вторичной эмиссии:

$$g_i = \delta_i n_i. \tag{1.7}$$

Полный коэффициент усиления фотоумножителя запишется тогда следующим образом:

$$M = \prod_{i=1}^N g_i, \tag{1.8}$$

где N – количество диодов.

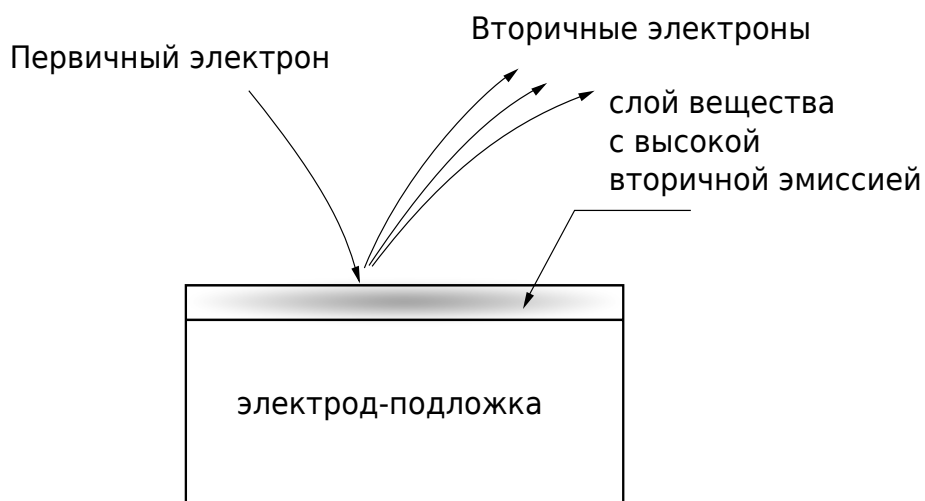


Рис. 1.8. Вторичная эмиссия на диноде

Все диноды в фотоумножителе идентичны по форме и изготавливаются из одного материала (исключением в редких случаях являются первый и два последних динода). Из-за того, что траектории электронов в ФЭУ сильно искривлены, необходимо обеспечить эффективное взаимодействие между фотокатодом, производящим первичные фотоэлектроны, и первыми двумя динодами. От этого напрямую зависит эффективность регистрации ФЭУ. Обычно для увеличения эффективности между фотокатодом и первым динодом помещают ряд фокусирующих электродов (модулятор), также напряжение между первыми двумя динодами выше, чем между последующими.

Коэффициент усиления на каждом из динодов варьируется. Его вариации имеют статистическую природу и обусловлены различными факторами. В частности, вариациями начальных скоростей электронов и их траекторий. Поэтому немаловажную роль играет правильный выбор формы и материала динодов.

В качестве материалов для динодов используют соединения с высокой вторичной эмиссией. Основными материалами являются антимониды щелочных металлов, окись бериллия (BeO), оксид магния (MgO), фосфид галлия (GaP) и фосфиды арсенида галлия (GaAsP). Эти материалы наносят на подложку из никеля, нержавеющей стали, меди или медь-бериллиевого сплава. В зависимости от предназначения ФЭУ используется различный материал для динодов. К примеру, диноды из SbCs дают высокий коэффициент усиления и стабильность сигнала, но имеют худшую линейность по сравнению с динодами из BeCu .

Как было отмечено выше, немаловажную роль играет и форма динодов. На рисунке 1.9 приведены основные типы динодов.

Структура типа «жалюзи» (*venetian-blind*) представляет собой параллельные полоски, наклоненные по отношению к оси ФЭУ, вдоль которой

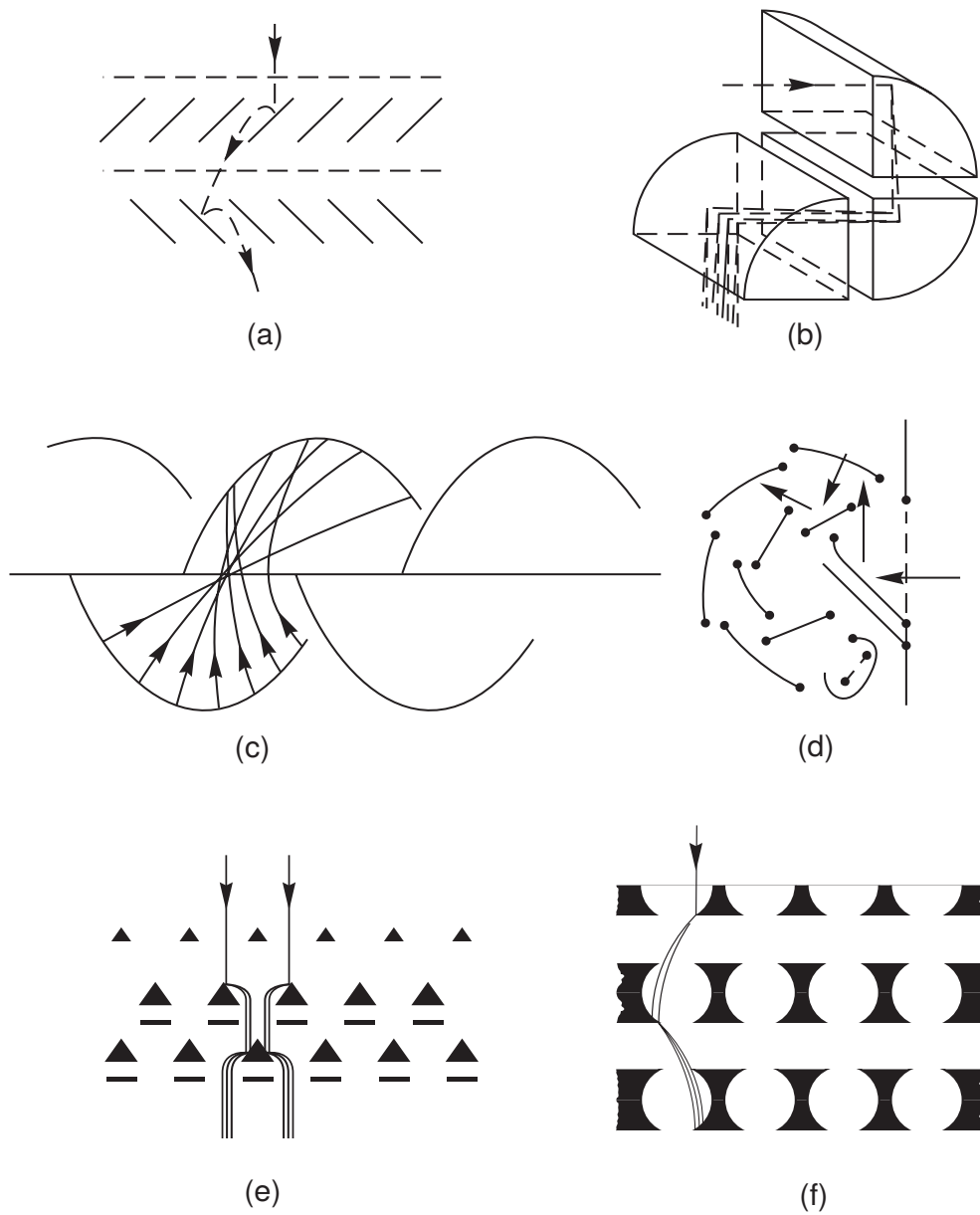


Рис. 1.9. Основные конфигурации динодов: а) структура типа «жалюзи»; б) структура grid-and-box; в) линейная фокусировка; г) circular cage структура; д) структура типа «сетка» и е) орнаментная сетка

движется электронный пучок (рис 1.9, *a*). Большая площадь первого динода позволяет упростить электрон-оптическую схему ФЭУ. Данная конфигурация имеет высокую величину и хорошую стабильность коэффициента усиления, но посредственные временные характеристики из-за малой величины напряженности электрического поля вблизи поверхностей динодов. Тем не менее такая конфигурация ввиду относительной простоты является наиболее распространенной в ФЭУ.

Первый динод в *grid-and-box* структурах (рис. 1.9, *b*) имеет очень большую площадь сбора фотоэлектронов, соответственно, такие диноды обладают высокой эффективностью сбора фотоэлектронов и высоким коэффициентом усиления. Однако по тем же причинам, что и для динодов в структуре «жалюзи», временные характеристики таких динодов оставляют желать лучшего.

Диноды с линейной фокусировкой (рис. 1.9, *c*) используются в системах, где требуется малое время отклика. Однако для лучшей фокусировки первые диноды по своей форме и местоположению отличаются от остальных. Также ФЭУ с такой фокусировкой имеют достаточно большой размер, в отличие от систем со структурой типа *circular cage* (рис. 1.9, *d*).

Системы типа «сетка» состоят из параллельных плоскостей сеток из тонких проводов (рис. 1.9, *e*). Эффективность сбора от динода к диноду достаточно низкая, также эти ФЭУ достаточно медленные. Однако такая структура может работать в магнитных полях порядка 1 Тл. Коэффициент усиления в таких магнитных полях не ниже 10^4 для 16-динодного ФЭУ. Такие диноды используются в мультиканальных ФЭУ.

Системы с орнаментной сеткой представляют собой кусочки орнамента из металла с одинаковой апертурой (рис. 1.9, *f*). Такие диноды имеют высокую эффективность сбора от динода к диноду. Их характеристики схожи с системой типа «жалюзи». Эти диноды могут работать в магнитных полях около десятков миллитесла. Такие диноды, ввиду их высокой помехоустойчивости, также применяются в позиционно-чувствительных мультиканальных ФЭУ, в которых сигнал регистрируется параллельно.

В таблице 1.2 приведены основные характеристики динодных систем для различных материалов динода. Флуктуации времени пролета (джиттер) для одного фотоэлектрона в таблице оценивались по ширине на полувысоте.

1.1.3. Подключение и режимы работы

Мы рассмотрели устройство ФЭУ и принцип его работы. В этом разделе мы остановимся на способах подключения и регистрации сигналов с ФЭУ.

Таблица 1.2

Временные характеристики и линейность различных систем динодов: линейная фокусировка (LF), grid-and-box (GB), «жалюзи» (VB)

| Динодная система | Время нарастания, нс | Джиттер, нс | Анодный ток, мА ¹ | |
|------------------|----------------------|-------------|------------------------------|------|
| | | | SbCs | BeCu |
| LF | 1,8–2,7 | 1,0–2,5 | 30 | 50 |
| BG | 12–18 | 8–16 | 0,1 | 0,2 |
| VB | 8–15 | 5–12 | 2 | 4 |

¹ $V_{d-d}=100$ В – напряжение между динодами

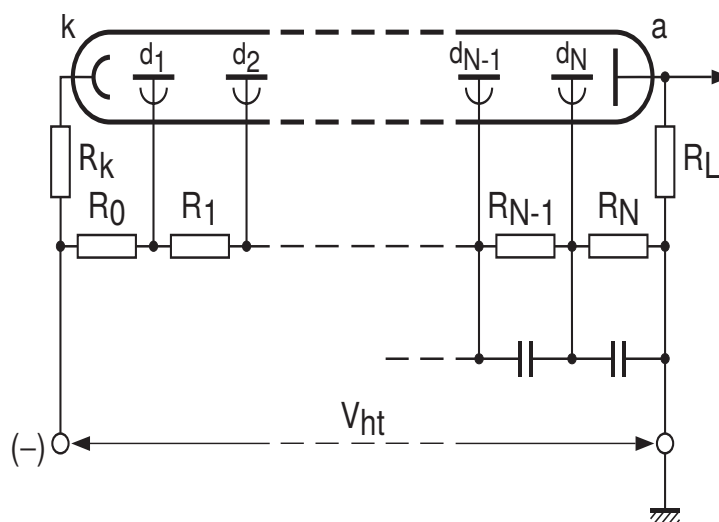


Рис. 1.10. Делитель с отрицательной полярностью

Делители напряжения

Для работы фотоэлектронного умножителя требуется делитель напряжения, который распределяет общее напряжение на питание потенциалов динодов. Делители напряжения могут быть пассивными – на основе ряда резисторов, или активными, основанными на полевых транзисторах.

Рассмотрим основные типы делителей напряжения. Во-первых, они отличаются полярностью прикладываемого высокого напряжения. Традиционным является подключение с заземленным анодом и фотокатодом, на который подается высокое напряжение (рис. 1.10). Такое подключение называется подключением с отрицательной полярностью. Когда, по различным причинам, такое подключение невозможно, используется схема с заземленным

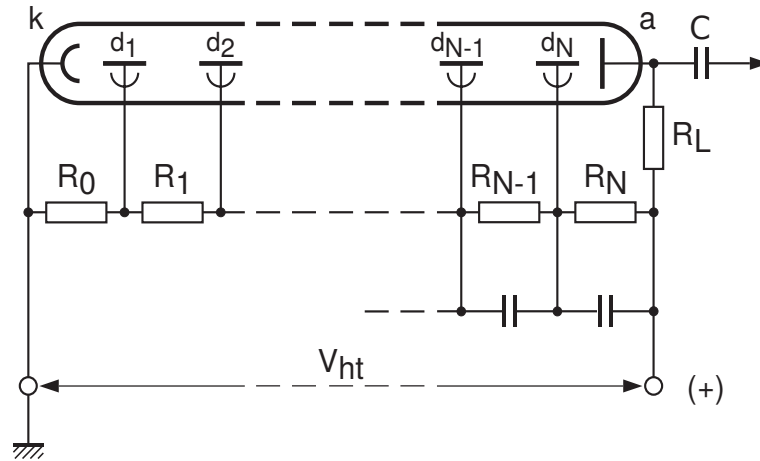


Рис. 1.11. Делитель с положительной полярностью

фотокатодом и анодом, на который подается высокое напряжение – подключение с положительной полярностью (рис. 1.11).

В режиме счета фотонов предпочтительной является схема с положительной полярностью. В такой схеме конденсатор C изолирует высокое напряжение от измерительной цепи. В сцинтилляционных измерениях, в случае подключения делителя с положительной полярностью, необходимо учесть, что магнитный экран и покрытие сцинтиллятора должны иметь потенциал фотокатода (быть заземлены).

В большинстве случаев используются делители с отрицательной полярностью. Однако стоит помнить, что на катод подается высокое напряжение. Соответственно, следует избегать контакта окна ФЭУ с проводящими элементами, чтобы не возникла разность потенциалов между фотокатодом и проводящим покрытием через окно ФЭУ, иначе это может привести к нестабильности темнового тока.

Существует два способа избежать появления разности потенциалов между фотокатодом и окном ФЭУ. Первый заключается в том, чтобы исключить контакт фотокатода и окна ФЭУ с окружением, имеющим потенциал «земли» – окружить ФЭУ изолирующим слоем. В качестве изолятора в этом случае может выступать воздушная прослойка, окружающая ФЭУ. Вторым способом является подключение потенциала фотокатода к проводящему элементу (например, кожуху сцинтиллятора) через предохранительный резистор 10 МОм .

Также делители напряжения отличаются по типу распределения напряжения между динодами. Первый тип делителя – равномерный (рис. 1.12, а). Разности потенциалов между соседними динодами в таком типе делителей равны между собой, что позволяет добиться максимального усиления при заданном напряжении питания. Равномерные делители широко используются как в фотометрии, так и в сцинтилляционных детекторах.

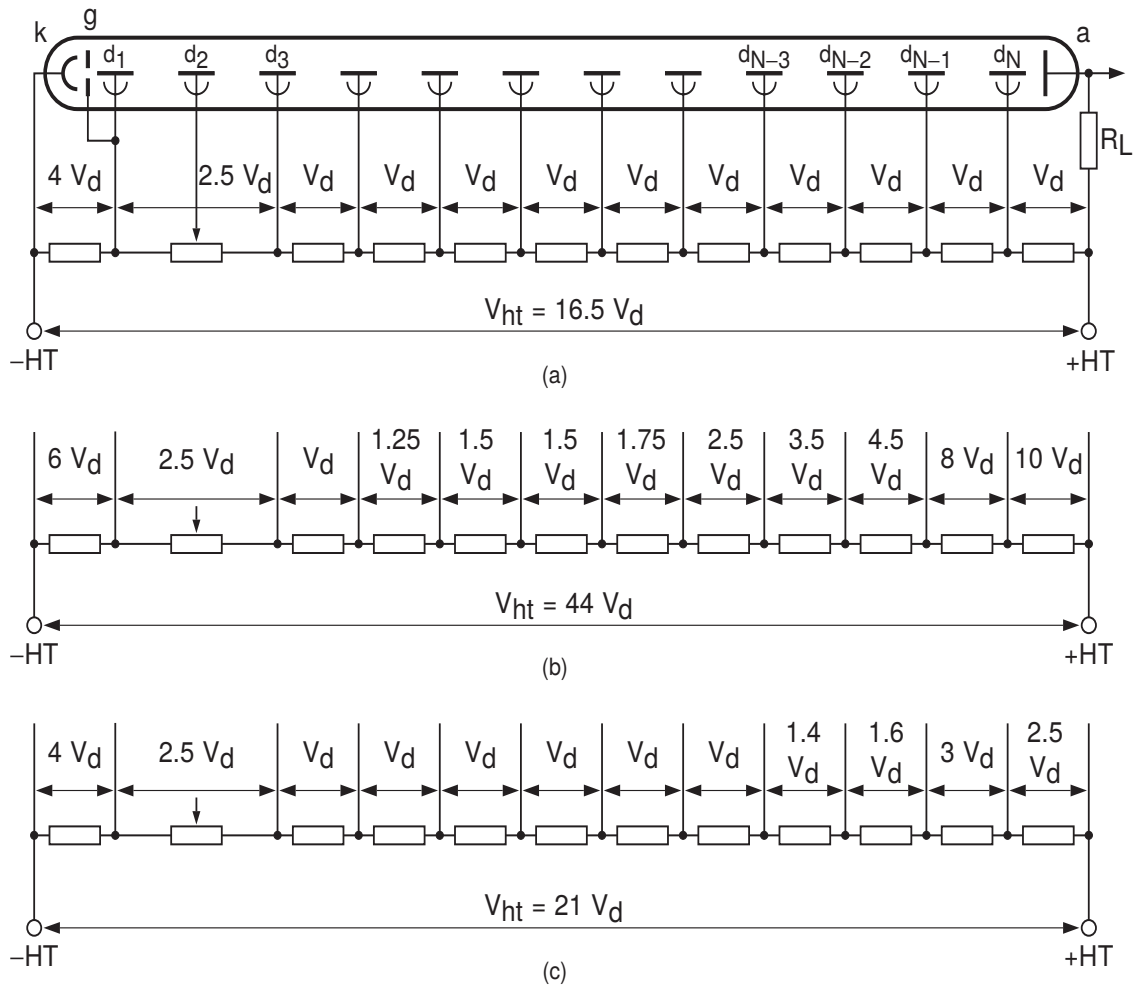


Рис. 1.12. Основные типы делителей: а) равномерный делитель, б) прогрессивный делитель, с) промежуточный

Следующий тип делителя – прогрессивный (рис. 1.12, б). В таком типе делителей напряжение между динодами увеличивается по направлению к аноду. Таким образом, на последних динодах напряжение в 8–10 раз выше, чем на первых. Это позволяет регистрировать импульсы на аноде с амплитудой до нескольких сотен миллиампер с высокой линейностью. Коэффициент усиления при использовании такого типа делителя существенно ниже, чем у первого типа при одинаковом приложенном к ФЭУ напряжении.

В случае когда требуется некоторая «золотая середина», т. е. приемлемый коэффициент усиления и линейность импульсов, используется промежуточный тип делителя. В таком делителе повышенное напряжение подается только между последними тремя-четырьмя динодами. Эти делители часто используются в сочетании с «быстрыми» ФЭУ.

Зачастую для увеличения сбора фотоэлектронов с фотокатода между первым динодом и фотокатодом подается повышенное напряжение. Это

позволяет обеспечить хороший сбор фотоэлектронов даже при низких напряжениях питания ФЭУ.

Наиболее распространенными являются резистивные пассивные делители. Напряжение между диодами в таких делителях задается величиной сопротивления между диодами. Во избежание колебаний напряжения на диодах при изменении анодного тока необходимо, чтобы номинальный ток, на который рассчитан делитель, был на два порядка выше среднего тока, протекающего через анод. Этим определяется размер делителя и номиналы его сопротивлений.

Для примера рассмотрим третий тип делителя. Пусть к ФЭУ приложено напряжение 2,5 кВ. Максимальный ток, протекающий через анод, положим равным 10 мкА. Таким образом, делитель должен быть рассчитан на ток как минимум 1 мА. С учетом увеличения напряжения на четырех последних диодах коэффициент деления для данного типа делителя будет порядка 21. Таким образом, полное сопротивление делителя – 2,5 МОм, величина сопротивления между диодами составит порядка 120 кОм.

Также необходимо учитывать и мощность сопротивлений. Например, если вы имеете дело с сигналами больших интенсивностей и ожидается большой ток через делитель, то мощность сопротивлений должна быть больше, чем в случае обычного режима работы. Для большинства сцинтилляционных применений интенсивность засветки ФЭУ мала. Поэтому делитель может быть сделан довольно компактным на основе 0,25 Вт сопротивлений типоразмера 1206 для поверхностного монтажа. Точность сопротивлений для делителя не должна быть меньше 5 %.

Часто в делителях для сцинтилляционных ФЭУ используют зенеровские диоды или стабилитроны. Нередко стабилитрон заменяет резистор между катодом К и первым диодом d1. При этом напряжение V_{k-d1} остается неизменным независимо от того, какое напряжение питания подается на ФЭУ. Такая схема обеспечивает хороший сбор фотоэлектронов и быстрый отклик в том случае, когда необходимо использовать ФЭУ в широком диапазоне коэффициентов усиления. Также в сцинтилляционных делителях к последним трем-четырем диодам подключаются развязывающие конденсаторы.

Режим счета фотонов

ФЭУ может работать в нескольких режимах: аналоговом (или токовом), импульсном и режиме счета фотонов. Для нас представляет интерес режим счета фотонов и импульсные режимы работы.

Режим счета фотонов применяется там, где необходимо зарегистрировать свет с малой и очень малой интенсивностью. На рисунке 1.13 показано, что при попадании света на фотокатод происходит, как уже описывалось выше, выбивание фотоэлектронов и их умножение в системе диодов. При этом

с каждого динода может вылететь количество электронов, распределенное в некотором интервале. Далее будет показано, что это распределение подчиняется статистике Пуассона. В конце этого каскадного процесса на динод попадает в 10^6-10^7 раз большее число электронов, чем вылетело из фотокатода, и на выходе ФЭУ можно зарегистрировать импульс.

Если к выходу ФЭУ подключить осциллограф, то при различной засветке ФЭУ мы будем наблюдать различную картину. В случае сильной засветки наблюдается широкая интенсивная полоса, образованная наложением множества выходных импульсов с ФЭУ (рис. 1.13, а). Таким образом, регистрируется аналоговый сигнал с ФЭУ (работа в аналоговом или токовом режиме).

В случае когда мало света попадает на ФЭУ, наблюдается иная ситуация. Флуктуации, связанные с одноэлектронными импульсами, становятся сравнимы с величиной постоянной компоненты в сигнале с ФЭУ (рис. 1.13, б). Выходной сигнал представляет собой набор импульсов различной амплитуды. Импульсы с низкой амплитудой являются шумами, имеющими тепловую природу, следовательно, выбирая порог дискриминации, мы можем отсеять их и подсчитывать только импульсы от полезного сигнала. Если увеличить сопротивление выхода, то одиночные импульсы будут складываться, что приведет к появлению импульса с большей, чем для одноэлектронного импульса, постоянной времени и амплитудой. Постоянная времени и амплитуда в этом случае определяются величиной сопротивления. Такой режим работы называется импульсным, или интегральным. Именно он применяется в сцинтилляционных детекторах.

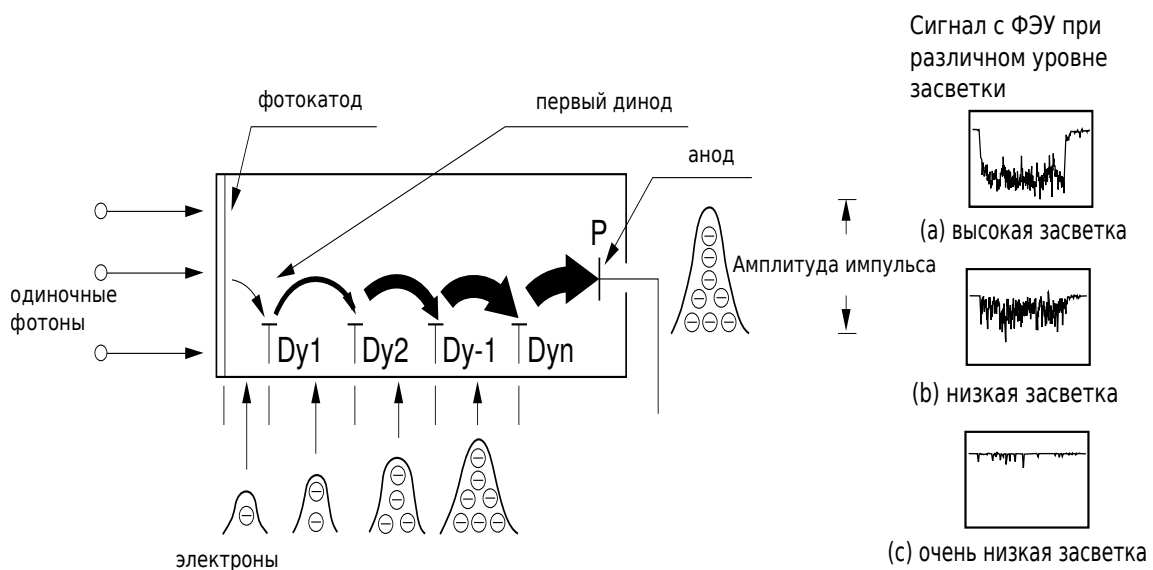


Рис. 1.13. Работа ФЭУ в режиме счета фотонов. Показан сигнал на выходе с ФЭУ при различной засветке фотокатода

В аналоговом и импульсном режимах измеряется усредненный уровень сигнала с учетом выбросов, связанных с одноэлектронными импульсами

(рис. 1.13, а). Интенсивность света и определяется уровнем этого сигнала. В режиме счета фотонов регистрируется каждый импульс, число таких импульсов определяет интенсивность света, попавшего в ФЭУ (рис. 1.13с). Импульсы малой амплитуды отсекаются дискриминатором, увеличивая тем самым отношение сигнал/шум детектора.

Рассмотрим подробнее процесс формирования импульсов в ФЭУ. Когда интенсивность света, падающего на фотоумножитель, становится достаточно низкой, фотокатод находится в таком состоянии, что может испустить не более двух фотоэлектронов в пределах ширины импульса ФЭУ. Такая интенсивность освещения фотокатода называется одноэлектронной областью. Режим счета фотонов работает в этой области. В этом случае квантовая эффективность является важным параметром для счета фотонов и означает вероятность фотоэмиссии, когда один фотон ударяется о фотокатод:

$$QE = \frac{N_d}{N_p} = \nu\alpha, \quad (1.9)$$

где ν – квантовая эффективность фотокатода, а α – эффективность сбора электронов в диодной системе.

Рисунок 1.14 показывает отношение между амплитудным распределением импульсов и фактическими выходными импульсами с ФЭУ. В одноэлектронной области при поглощении одного фотона испускается либо один фотоэлектрон, либо вообще не испускается фотоэлектронов. Тогда квантовая эффективность для фотона с заданной энергией имеет смысл отношения числа фотоэлектронов, испущенных фотокатодом, к числу фотонов, попавших на фотокатод за единицу времени. Вероятность того, что фотоэлектрон, испущенный фотокатодом (первичный электрон), столкнется с первым диодом и умножится на нем, определяется величиной эффективности сбора. Некоторые фотоэлектроны не умножаются, так как не попадают в систему диодов, поскольку имеют траектории, отличные от нормальных для данного типа ФЭУ. Тогда в режиме счета фотонов также имеет смысл величина, называемая эффективностью регистрации DE , которая определяется отношением числа подсчитанных импульсов (ND_d) к числу попавших на фотокатод фотонов (N_p):

$$DE = \frac{ND_d}{N_p}. \quad (1.10)$$

Число вторичных электронов, испущенных первым диодом, не является постоянным, оно варьируется вокруг некоторого значения. Распределение числа вторичных электронов подчиняется статистике Пуассона, поэтому в среднем количество вторичных электронов, испущенных с первого диода при поглощении одного фотоэлектрона δ , соответствует коэффициенту умно-

жения данного динода. Аналогичным образом этот процесс повторяется на втором и последующих динодах до того момента, пока поток вторичных электронов не достигнет анода. Таким образом, выходной сигнал умножается в соответствии с числом фотоэлектронов от фотокатода и появляется на аноде. Если ФЭУ имеет n стадий умножения (или динодов), фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода, умножаются в каскаде до величины δ^n . В этом процессе каждый выходной импульс, полученный на аноде, имеет определенное распределение по амплитуде из-за вышеописанных статистических флуктуаций числа вторичных электронов, испущенных динодами. Также неравномерность умножения может быть вызвана расположением динодов и отклонением некоторых электронов от предпочтительных траекторий. Рисунок 1.14 иллюстрирует гистограмму выходных импульсов с ФЭУ.

По оси абсцисс указана амплитуда импульсов, а выходные импульсы с анода проинтегрированы по времени. Этот график известен как амплитудное распределение одноэлектронного импульса.

Распределение одноэлектронных импульсов обычно регистрируется с помощью мультисканального анализатора импульсов или многоканального АЦП, речь о которых пойдет в следующих главах. Таким образом, чем выше эффективность сбора электронов в динодной системе и чем выше качество динода, тем более отчетливо в распределении на рис. 1.14 будет проявляться пик, который получил название одноэлектронного. В случае низкой эффективности сбора электронов распределение импульсов имеет гиперболическую форму, без выраженных пиков. В физике сцинтилляторов наличие одноэлектронного пика является важным достоинством для ФЭУ, так как это позволяет прямым методом измерить абсолютный световой выход сцинтиллятора по методике, речь о которой пойдет в следующих главах.

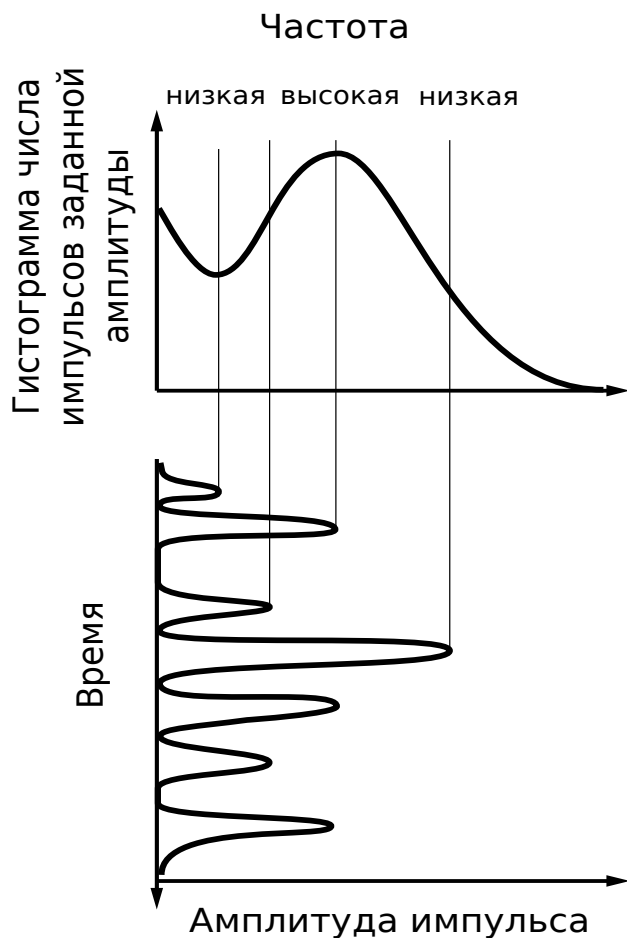


Рис. 1.14. Выходные импульсы с ФЭУ в одноэлектронной области и их амплитудный спектр

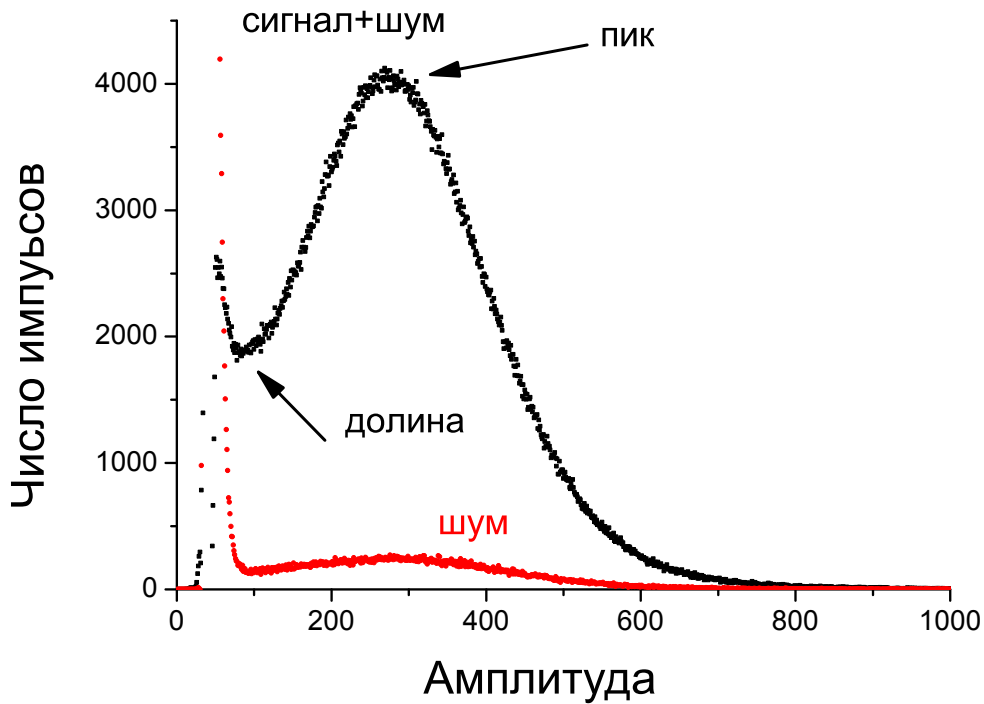


Рис. 1.15. Амплитудное распределение одноэлектронных импульсов для ФЭУ ET 9814QSB. Напряжение питания ФЭУ – 1,4 кВ

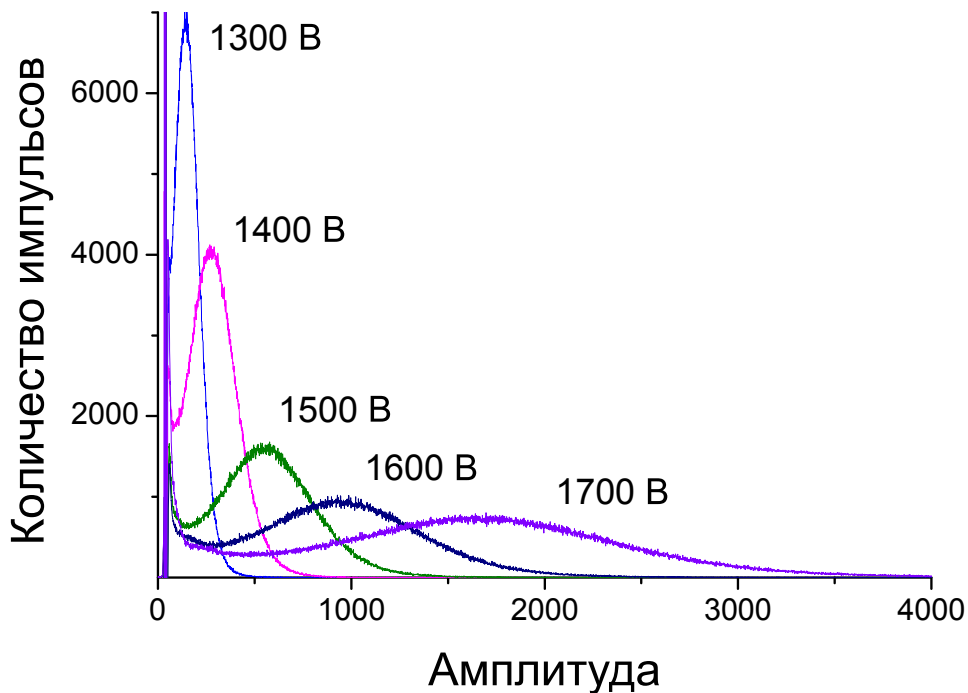


Рис. 1.16. Амплитудные распределения одноэлектронных импульсов для ФЭУ ET 9814QSB при различных напряжениях питания ФЭУ. С увеличением напряжения одноэлектронный пик смещается в область больших амплитуд. Площади под пиками одинаковы

На рисунке 1.15 изображено амплитудное распределение одноэлектронных импульсов для ФЭУ Enterprises 9814 QSB – представлено распределение амплитуд импульсов, когда на ФЭУ не попадает свет. Такое распределение называется распределением импульсов темнового тока, или шумовыми импульсами. Шумовые импульсы имеют термоэмиссионную природу. В результате термоэмиссии электроны, которые также называются термоэлектронами, могут самопроизвольно вылетать из фотокатода или динодов. Однако число таких импульсов существенно меньше, чем импульсов, связанных с регистрацией фотонов. На рисунке также показано распределение амплитуд импульсов, когда ФЭУ освещается слабым монохроматическим светом от УФ-светодиода ($\lambda = 405$ нм). На амплитудном спектре отчетливо виден одноэлектронный пик. Отношение пик/долина примерно равно 2:1.

С увеличением напряжения на ФЭУ амплитуда одноэлектронных импульсов возрастает (рис. 1.16). При регистрации в режиме счета фотонов это можно описать следующим образом. При низком напряжении лишь малое число импульсов попадает за порог дискриминатора, однако с увеличением напряжения число таких импульсов возрастает, и при достаточно большом напряжении уже почти все импульсы превышают порог дискриминатора. Но выше некоторого напряжения появляются запаздывающие импульсы (*afterpulses*) и увеличивается шум ФЭУ. Поэтому обычно используется два порога у дискриминатора, ограничивающие область амплитуд одноэлектронных импульсов.

1.2. Полупроводниковые фотодетекторы

Основным недостатком рассмотренных выше ФЭУ при использовании в сцинтилляционных детекторах является их большой размер, необходимость высокого (порядка 1 кВ) напряжения питания. Альтернативой ФЭУ являются полупроводниковые твердотельные устройства. Они более компактны, легки, прочны, устойчивы к магнитным полям, а зачастую и дешевле. С ними легко организовать пикселизацию, легко интегрировать в большие системы. Они могут работать при низких электрических потенциалах. Их недостаток заключается в низком по сравнению с ФЭУ коэффициенте усиления. Но открытие новых ярких сцинтилляторов решает эту проблему. Также для некоторых сцинтилляторов, таких как ВГО или CsI-Tl, использование полупроводниковых детекторов является предпочтительным, так как максимум свечения данных сцинтилляторов лежит в области низкой чувствительности обычных ФЭУ.

Рассмотрим подробнее некоторые полупроводниковые детекторы.

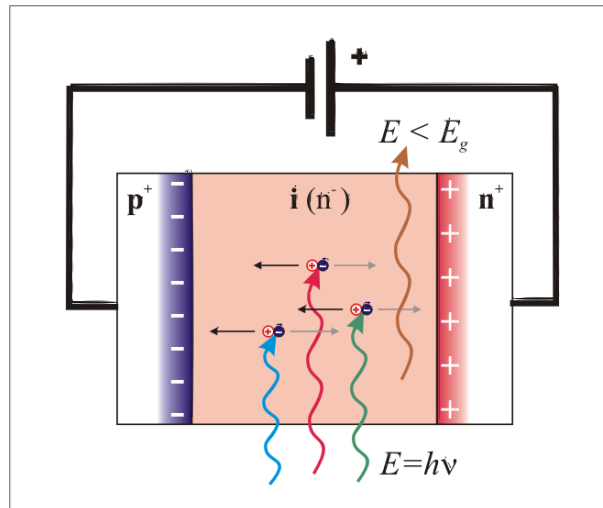


Рис. 1.17. Фотодиод с pin-структурой

1.2.1. pin-фотодиоды

Введение слоя собственного полупроводника между p - и n -слоями примесного полупроводника позволяет существенно увеличить размер области пространственного заряда. В i -слое свободные носители практически отсутствуют. Силовые линии электрического поля начинаются с доноров в n -области без экранировки проходят через i -слой и заканчиваются на акцепторах p -области (рис. 1.17).

Ширина i -слоя составляет обычно 500–700 мкм. В отличие от i -зоны, легированные слои очень тонкие. Все вместе это сделано для того, чтобы все оптическое излучение поглощалось в i -слое и сокращалось время переноса зарядов из i -зоны в легированные области. Итак, основное преимущество pin-фотодиода заключается в быстром переключении, так как поглощение излучения происходит в i -слое, где за счет дрейфового переноса носители заряда имеют высокие скорости. Другим преимуществом является высокая квантовая эффективность, поскольку толщина i -слоя обычно больше обратного коэффициента поглощения, и все фотоны поглощаются в i -слое.

Так как в pin-диодах нет внутреннего усиления, минимальный детектируемый сигнал должен содержать не менее нескольких сотен фотонов. Кроме того, приходится использовать зарядочувствительные предусилители, которые вносят дополнительные шумы.

pin-фотодиоды использовались во многих экспериментах физики высоких энергий для считывания сигналов от сцинтилляторов (CLEO, BELLE, BABAR, GLAST). Так pin-фотодиоды использовались в электромагнитном калориметре детекторного комплекса CLEO для регистрации света от кристаллов CsI-Tl.

1.2.2. Лавинный фотодиод

Лавинные полупроводниковые приборы появились почти одновременно с первыми диодами и транзисторами. Сам по себе лавинный процесс – довольно типичное явление для всех полупроводниковых приборов. Именно лавинный пробой становится частой причиной выхода из строя транзисторов и диодов и других полупроводниковых устройств.

Изначально предпринимались многочисленные попытки не только защититься от лавинных процессов в полупроводнике, но и использовать лавинное умножение в детекторах для регистрации очень слабых сигналов от внешних воздействий. Эта задача оказалась очень сложной, и разработанные приборы были дорогими и недолговечными. Однако в связи с новыми технологическими достижениями в последнее время лавинные детекторы начали использоваться в ядерной физике и физике элементарных частиц.

Лавинное умножение достигается за счет увеличения напряжения до величины, близкой к пробойному. При этом на $p - n$ -переходе устанавливается очень сильное электрическое поле ($E > 10^5$ В/см). Под действием поля свободный носитель заряда (электрон или дырка) приобретает энергию, достаточную для ионизации нейтрального атома и освобождения еще одной электронно-дырочной пары, причем такой процесс может повторяться неоднократно. Для размножения дырок необходима бóльшая напряженность электрического поля, чем для размножения электронов. На самом $p - n$ -переходе при подаче соответствующего напряжения возможно достижение стабильного умножения электронов, притом что лавинного умножения дырок не происходит. Как правило, максимальное усиление M , которого возможно достичь в такой структуре, колеблется от 10 до 200.

Благодаря ряду особых качеств лавинные детекторы конкурируют с обычными детекторами. Применение кремниевых приборов с лавинным усилением наиболее эффективно для регистрации слабых потоков света, именно в этой области особенно четко выявляются преимущества лавинных детекторов. Они обладают высоким отношением сигнала к шуму за счет внутреннего усиления и поэтому могут быть использованы для регистрации малых интенсивностей света. Обычный кремниевый фотодиод способен регистрировать потоки света, начиная с нескольких тысяч фотонов, в то время как даже обычные лавинные детекторы регистрируют поток света на уровне нескольких сотен фотонов. Также они имеют высокую квантовую эффективность регистрации света. Если у лучших образцов ФЭУ квантовая эффективность составляет порядка 25 % (обычно 10–15 %), то у лавинных фотодиодов, или APD (*Avalanche PhotoDiode*), эффективность, как правило, более 50 %, а может достигать и 90 %.

Лавинные фотодиоды сохраняют все полезные свойства обычных кремниевых детекторов. Однако работа детектора в лавинном режиме предъявляет особые требования к стабильности рабочей точки, так как коэффициент лавинного умножения имеет сильную зависимость от напряжения и от температуры. Например, для лавинных фотодиодов производства фирмы Hamamatsu типа S5345 с $M = 100$ температурный коэффициент составляет $3,3 \text{ \%}/^\circ\text{C}$. Эти требования ограничивают применение лавинных детекторов.

1.2.3. Микропиксельные лавинные фотодиоды (МАРД)

В лавинных фотодиодах с пиксельной структурой каждый пиксель представляет собой счетчик единичных фотонов, тем не менее МАРД представляет собой аналоговый детектор, так как выходной сигнал МАРД есть сумма сигналов со всех пикселей, сработавших при поглощении ими фотонов. Такие микропиксельные лавинные фотодиоды способны регистрировать малые интенсивности света (на уровне нескольких десятков и даже единичных фотонов), при этом обладая высоким коэффициентом внутреннего усиления 10^6 и даже до 10^8 .

Лавинные фотодиоды с пиксельной структурой имеют малый разброс коэффициента усиления от пикселя к пикселю (около 10 %) и, как следствие, низкие шумы; невысокую чувствительность коэффициента усиления к изменению температуры и напряжения питания. МАРД эффективны при регистрации видимого света на уровне ФЭУ и позволяют зарегистрировать наносекундные вспышки света без искажения формы детектируемого импульса. Такие лавинные фотодиоды могут работать как в режиме счета фотонов, так и в импульсном режиме. Также они имеют хорошее временное разрешение (десятки пикосекунд), не требуют высокого напряжения питания, нечувствительны к магнитному полю и довольно компактны.

1.2.4. Гибридные ФЭУ и Si-ФЭУ

Кремниевый фотоумножитель (далее Si-ФЭУ) представляет собой микропиксельный лавинный фотодиод, работающий в гейгеровском режиме и предназначенный для счета фотонов. Каждый пиксель Si-ФЭУ создает импульсный выходной сигнал при обнаружении единичного фотона. Общий выходной сигнал кремниевого фотоумножителя представляет собой сумму выходных сигналов с каждого пикселя. Кремниевые фотоумножители обладают высокой обнаружительной способностью, необходимой для счета фотонов, и используются, если требуется зарегистрировать очень слабые световые сигналы на уровне единичных фотонов. На рисунке 1.18 показано строение кремниевого ФЭУ.

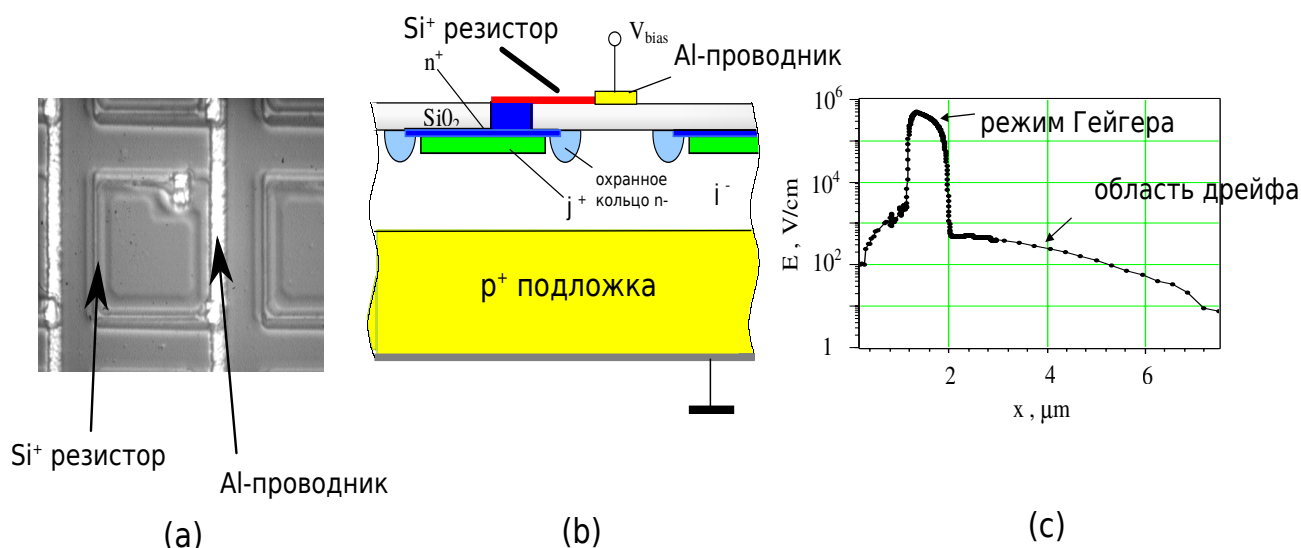


Рис. 1.18. Si-ФЭУ: (a) микрофотография Si-ФЭУ; (b) топология и (c) распределение электрического поля внутри эпитаксиального слоя

Лавинные фотодиоды представляют собой высокоскоростные фотодиоды, усиливающие внутренний фототок при приложенном обратном напряжении. В случае если обратное напряжение, приложенное к лавинному фотодиоду, превышает напряжение пробоя, внутреннее электрическое поле становится настолько сильным, что позволяет получить высокий коэффициент усиления фотодиода (10^5-10^6). Такой режим работы лавинного фотодиода называется «режим Гейгера» (рис. 1.18, c). Генерируемые носители заряда создают новые электрон-дырочные пары, которые ускоряются высоким внутренним электрическим полем. Вновь созданные носители также ускоряются в приложенном поле, чтобы создать еще больше носителей, и этот процесс повторяется снова и снова (лавинное умножение) – коэффициент усиления становится пропорциональным приложенному напряжению. При работе фотодиода в режиме Гейгера возникает очень большой импульс, вызванный инжекцией в лавинный слой носителя заряда, созданного фотоном, падающим на активную поверхность фотодиода. Появление этого импульса позволяет обнаружить единичные фотоны. Каждый пиксель состоит из лавинного фотодиода, работающего в гейгеровском режиме, к которому последовательно подключен гасящий резистор (добавочное сопротивление). Кремниевый фотоумножитель состоит из множества таких пикселей. Суммарный выходной сигнал, получаемый с каждого пикселя, представляет собой выходной сигнал кремниевого фотоумножителя.

Кремниевые фотоумножители обеспечивают превосходную обнаружительную способность для счета фотонов. Подключив Si-ФЭУ к усилителю, на экране осциллографа можно увидеть четкие сигналы в зависимости от количества фотонов (рис. 1.19). Тот факт, что отдельные пики четко выражены и различимы друг от друга, говорит о том, что существует мини-

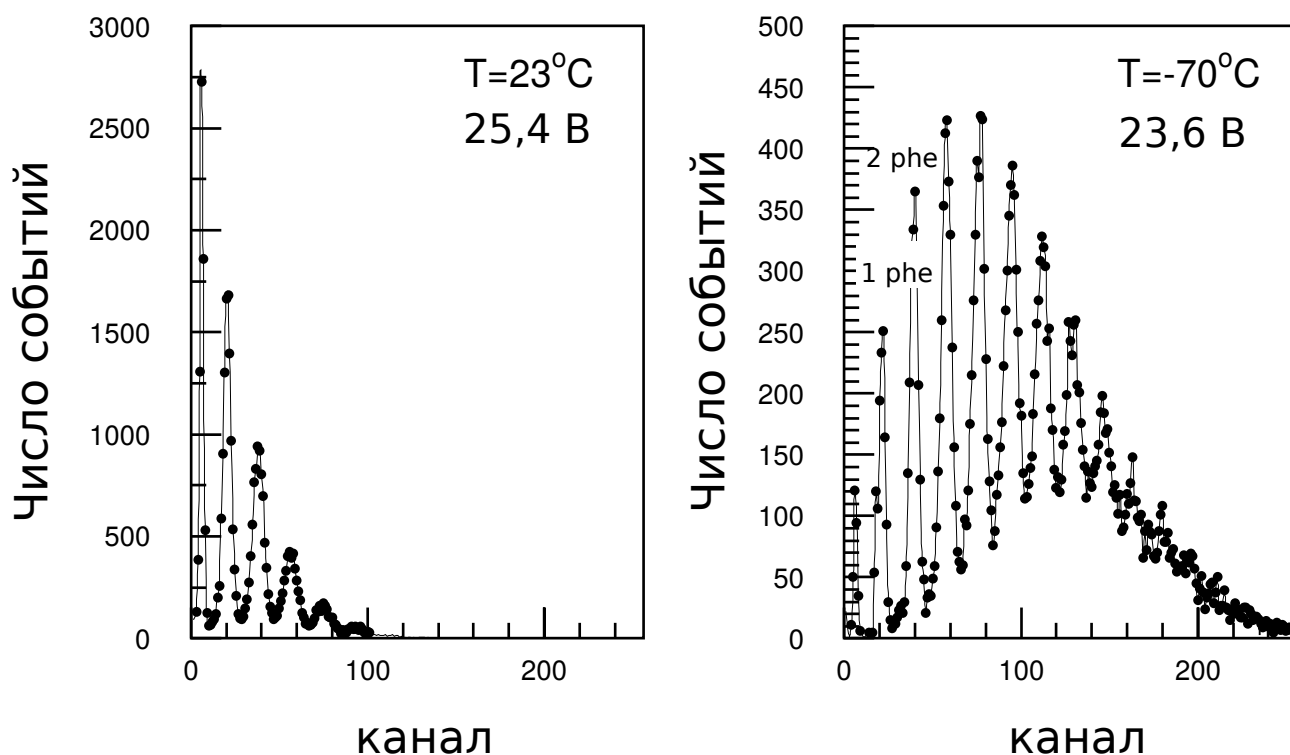


Рис. 1.19. Амплитудный спектр импульсов Si-ФЭУ

мальная вариация между коэффициентами усиления отдельных пикселей, из которых состоит кремниевый фотоумножитель.

Кремниевый фотоумножитель состоит из множества пикселей лавинных фотодиодов, соединенных параллельно и работающих в гейгеровском режиме. При попадании фотона на активную область фотодиода выходной сигнал с каждого пикселя постоянен и не зависит от числа падающих фотонов. Это означает, что каждый пиксель фотодиода позволяет получить информацию о том, сколько фотонов попало на поверхность фотодиода. Гасящий резистор (добавочное сопротивление) присоединен к каждому пикселю и позволяет выходному току протекать через него. Поскольку все пиксели фотодиода соединены в один считывающий канал, то выходные импульсы с пикселей суммируют друг друга, создавая большой импульс. Измеряя амплитуду или электрический заряд этого импульса, можно определить количество фотонов, детектируемое кремниевым ФЭУ.

Si-ФЭУ широко используются для медицинской визуализации, например в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), а также в однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ). Кроме того, кремниевые фотоумножители широко применяются для регистрации очень слабых световых сигналов на уровне счета единичных фотонов. Si-ФЭУ обеспечивает высокую обнаружительную способность, необходимую для счета фотонов. Этот детектор обладает такими преимуществами, как высокий коэффициент усиления при работе при низком напряжении смещения, высокая эффективность обнаружения фотона, быстрое действие, высокая скорость

счета, отличное временное разрешение и широкий спектральный диапазон. Благодаря тому что кремниевый фотоумножитель представляет собой полупроводниковый детектор, он имеет дополнительные преимущества, такие как высокая механическая прочность, отсутствие эффекта выгорания, вызванного насыщением световым потоком, возможность счета фотонов при комнатной температуре, так как Si-ФЭУ не требует дополнительного охлаждения. Все эти особенности делают Si-ФЭУ идеальной заменой для существующих детекторов, которые применяются для счета фотонов. Кремниевые фотоумножители идеально подходят для различных областей применения, включая флуоресцентный анализ.

Контрольные вопросы и практические задания

1. В чем состоит отличие в принципе регистрации вспышки от сцинтиллятора с помощью ФЭУ и фотодиода? Какой способ более эффективен?
2. Измерьте амплитудный спектр импульсов источника ^{137}Cs с помощью сцинтиллятора NaI-Tl при различных напряжениях на ФЭУ. Постройте зависимость амплитуды пика полного поглощения от напряжения. Объясните полученную зависимость.
3. Прделайте предыдущее задание для нескольких типов ФЭУ. Например, сравните между собой ФЭУ-39a и ENT 9814QSB. В чем отличие в зависимостях амплитуды от напряжения для этих ФЭУ, с чем оно связано?
4. Для нескольких типов ФЭУ измерьте распределение одноэлектронных импульсов. Определите соотношение пик/долина. С чем связано различие этой характеристики для ФЭУ с одинаковым типом фотокатода?

Глава II

Аппаратура для гамма-спектрометрии

Данная глава описывает назначение и работу отдельных составляющих гамма-спектрометрической системы. В предыдущей части было показано, что амплитуда выходного импульса для сцинтиллятора пропорциональна* энергии, которая потеряна в них гамма-излучением. Амплитудно-импульсный спектр для таких детекторов содержит серии пиков полного поглощения, расположенных на непрерывном комптоновском распределении. Хотя спектр может быть достаточно сложным и поэтому трудным для анализа, он содержит много полезной информации о значениях энергии и относительной интенсивности гамма-квантов, испущенных источником. Информация, которая важна для сцинтилляционной гамма-спектрометрии, содержится в пиках полного поглощения. Назначением электронных устройств, которые следуют за детектором, является обеспечение точного представления амплитудно-импульсного спектра и выделение из этого спектра требуемой информации об энергии и интенсивности гамма-излучения. В этой главе приводится краткое описание различной аппаратуры, используемой в гамма-спектрометрии ядерных материалов, описываются функции каждой составляющей аппаратуры и дается информация о наиболее важных аспектах ее работы.

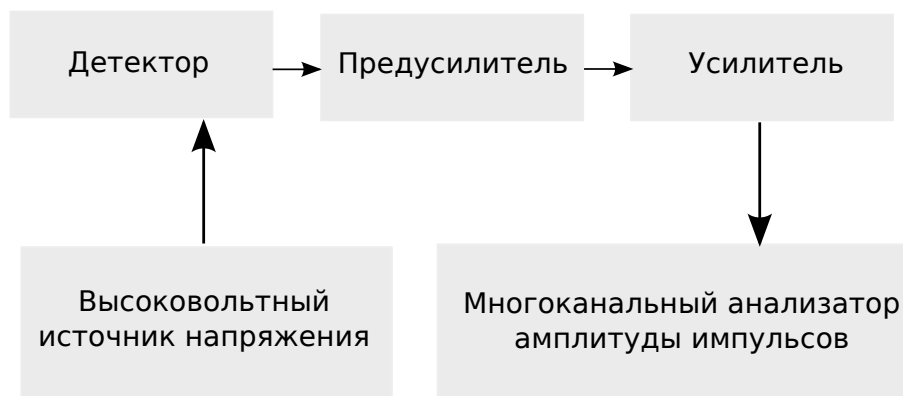


Рис. 2.1. Блок-схема гамма-спектрометрической системы на базе многоканального анализатора

Гамма-спектрометрические системы могут быть разделены на два класса в соответствии с типом используемого анализатора: одноканального анализатора (ОКА) или многоканального анализатора (МКА). В данном учебном

*На самом деле это не совсем так. Все неорганические сцинтилляторы в области энергий ниже 300 кэВ являются непропорциональными. Природа этого явления до конца не изучена. Однако отклонение от пропорциональности не превышает 3-4 %

пособии мы рассмотрим гамма-спектрометрический анализ только с помощью многоканального анализатора, блок-схема такой установки показана на рис. 2.1. Система регистрации начинается с детектора, состоящего из ФЭУ и сцинтиллятора. Мы уже рассмотрели их выше. В результате поглощения частиц ионизирующего излучения сцинтиллятором энергия этих частиц превращается во вспышки света, которые регистрируются фотодетектором. На выходе фотодетектора в результате регистрируются слабые импульсы, пропорциональные потерянной в сцинтилляторе энергии. Заметим, что фотодетектору необходим высоковольтный источник питания. Требуемое напряжение обычно составляет несколько тысяч вольт, а требуемый ток находится в диапазоне от 1 до 10 мА. Поскольку коэффициент усиления фотоумножителя сильно зависит от приложенного напряжения, стабильность и фильтрация напряжения должны быть очень высокими. Заметим, что источники напряжения смещения детектора могут быть смертельно опасными для человека. Необходимо быть внимательным, особенно при работе с источниками с высокими значениями тока, которые подают напряжение на ФЭУ. Студентам, которым обычно приходится работать с низким напряжением, низкой мощностью и транзисторными цепями, необходимо осознавать опасность, связанную с использованием мощных источников питания.

После детектора сигнал попадает в предусилитель – формирователь импульса, затем сигнал усиливается и приобретает форму, подходящую для регистрации МКА. МКА оцифровывает спектр и строит амплитудный спектр импульсов.

2.1. Предусилитель

Для сцинтилляционных детекторов требуются предусилители, которые улучшают характеристики сигнала с фотодетектора. Выходной сигнал детектора обычно является коротким по времени импульсом тока с низкой амплитудой; обычный импульс может иметь амплитуду, равную 10 мВ, и длительность – 200 нс. Предусилитель преобразует этот импульс тока в импульс напряжения, амплитуда которого пропорциональна энергии, потерянной гамма-излучением в процессе взаимодействия с детектором. Для того чтобы получить максимальное отношение сигнал/шум и сохранить информацию относительно энергии гамма-излучения, предусилитель следует помещать как можно ближе к детектору. Близость предусилителя минимизирует емкость на входе предусилителя, уменьшая этим уровень выходного шума. Предусилитель также служит в качестве устройства, которое согласует высокий импеданс детектора и низкий импеданс коаксиального кабеля, который передает основному усилителю усиленный сигнал детек-

тора. Усилитель и предусилитель могут быть разнесены друг от друга на расстояние в несколько сотен метров.

Так как детектор и предусилитель должны располагаться близко друг к другу, предусилитель часто находится в неудобном месте, окруженном защитой, и недоступен в процессе использования. Большинство предусилителей не имеют внешнего управления; регулировка коэффициента усиления и формы импульса производится основным усилителем, который обычно находится в более удобном месте, близко к другим электронным устройствам системы. Из-за отсутствия внешнего управления объем предусилителя составляет лишь несколько десятков кубических сантиметров. Когда предусилитель должен быть расположен внутри защиты детектора, его небольшой объем является достоинством. Предусилитель обычно помещают в небольшую прямоугольную коробку. Для промышленных детекторов NaI предусилитель часто встраивают в цилиндрический корпус, который содержит ФЭУ и панель для его включения. Тем не менее следует помнить, что слишком близкое расположение предусилителя к ФЭУ может привести к его нестабильной работе вследствие возможных наводок. Их следует учитывать при проектировании устройства для гамма-спектрометрии.

Хотя обычно предусилители почти не управляются, они имеют несколько разъемов. Обычно это один или два выходных разъема и один тестовый вход, через который могут подаваться импульсы от электронного генератора импульсов для моделирования гамма-излучения с целью проверки работы предусилителя и других устройств обработки сигнала системы.

Выходной импульс предусилителя имеет форму быстро растущей положительной ступеньки, за которой следует медленный спад. Время нарастания импульса равно нескольким десяткам микросекунды, а время спада изменяется от 50 до 100 мкс. Амплитуда быстро растущей ступеньки пропорциональна заряду, переданному на вход предусилителя, и поэтому пропорциональна энергии, потерянной гамма-квантом в детекторе. Длительное время спада приводит к тому, что второй импульс часто поступает до того, как спадет хвост предыдущего импульса. Этот эффект можно увидеть на рис. 2.2. Амплитуда быстро растущей ступеньки содержит важную информацию об энергии взаимодействия гамма-излучения. Она искажается только при чрезмерно высокой скорости потери энергии в детекторе, когда средний уровень постоянного тока предусилителя возрастает до такого уровня, что некоторые последующие быстро растущие ступеньки выходят за линейный диапазон усилителя.

Большинство производителей предлагают также высоко- и низкоскоростные варианты предусилителей. Эти варианты необходимы, поскольку нельзя оптимизировать разрешение детектора для высокой и низкой скоростей счета одновременно. Большинство детекторно-предусилительных блоков оптимизируются для работы при низкой скорости счета ($< 10\,000$ имп./с),

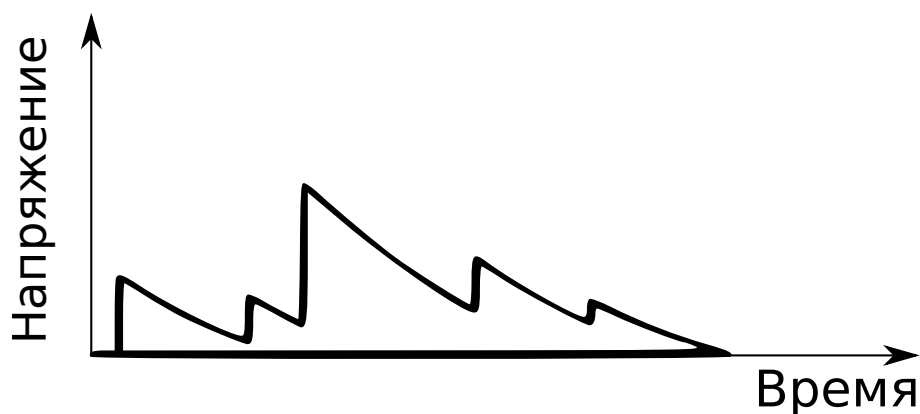


Рис. 2.2. Выходные импульсы типового предусилителя. Энергетическая информация содержится в амплитуде быстро растущей ступеньки напряжения (0,5 мкс). Наложение импульсов на длинных хвостах (50 мкс) не искажает энергетическую информацию при небольших скоростях загрузки

поскольку это обеспечивает наилучшее разрешение. Если предполагается, что скорости счета будут превышать 50 000 имп./с, от производителей надо потребовать оптимизации детектора для высоких скоростей счета.

Существует несколько разновидностей предусилителей. Рассмотрим подробнее **предусилители, чувствительные к току**. Сигналы с некоторых ФЭУ и микроканальных пластин довольно велики и имеют короткие передние фронты. Обработка сигналов для счета событий и извлечения временной информации в этих случаях может оказаться довольно простой. Эти устройства имеют высокое выходное сопротивление, и токовый сигнал с их выхода образует импульс напряжения на волновом сопротивлении кабеля (чаще всего 50 Ом), которое является в данном случае сопротивлением нагрузки. Его может оказаться достаточно для подачи непосредственно на вход быстрого дискриминатора. Однако чаще всего необходимо дальнейшее усиление сигнала.

Входное сопротивление предусилителя, чувствительного к току, равно 50 Ом, обеспечивает хорошее согласование с волновым сопротивлением кабеля (50 Ом). Импульс тока преобразуется в импульс напряжения. Если время нарастания предусилителя мало по сравнению со временем нарастания импульса с детектора и коэффициент усиления предусилителя k , амплитуда импульса напряжения на выходе предусилителя будет рассчитываться по следующей формуле:

$$V_{out} = 50I_{in}k, \quad (2.1)$$

где I_{in} — амплитуда токового импульса с детектора.

При временных измерениях с использованием ФЭУ и микроканальных пластин основной вклад во временное разрешение вносят флуктуации времени пролета электронов в этих устройствах. При необходимости ис-

пользования предусилителя, чувствительного к току, необходимо учитывать его вклад во временную неопределенность.

Предусилитель со временем нарастания, заметно меньшим, чем время нарастания сигнала с детектора, не уменьшит времени нарастания выходного сигнала, но увеличит шумы за счет неоправданно широкой полосы пропускания предусилителя, что приведет к ухудшению временного разрешения. Предусилитель с заметно большим временем нарастания (соответственно, с узкой полосой пропускания), чем у импульса с детектора, уменьшит шумы, но увеличит время нарастания выходного импульса и увеличит временную неопределенность. Лучше всего использовать предусилитель с временем нарастания, близким к времени нарастания сигнала с детектора.

Для извлечения амплитудной (энергетической) информации от таких устройств, как ФЭУ и микроканальные пластины, обычно используют **предусилители, чувствительные к напряжению**.

Предусилители, чувствительные к напряжению, имеют высокое входное сопротивление (порядка 5 МОм). Токовый импульс детектора интегрируется на паразитных емкостях детектора и входа предусилителя. Суммарно эти емкости имеют величину от 10 до 50 пФ. В результате получается импульс напряжения с амплитудой, пропорциональной заряду токового импульса, и с временем нарастания, равным его длительности. Сопротивление, включенное параллельно с входной емкостью, определяет экспоненциальный спад с постоянной времени порядка 50–250 мкс. Усилитель, который служит буфером, имеет коэффициент усиления около единицы. Резистор на выходе имеет сопротивление, равное волновому сопротивлению кабеля (обычно 50 или 100 Ом), и служит для поглощения отраженных сигналов в длинных кабелях.

В таких предусилителях амплитуда выходного импульса обратно пропорциональна величине паразитной емкости. Небольшое перемещение соединительного кабеля меняет паразитную емкость на десятые доли пикофарады и, соответственно, величину выходной амплитуды. Это может негативно сказаться на энергетическом разрешении сцинтиллятора, а также на положении пика одноэлектронных импульсов при определении абсолютного светового выхода, где колебания положения максимума одноэлектронного пика в несколько десятков каналов может привести к большим ошибкам в определении абсолютного светового выхода.

Рассмотрим подробнее **зарядочувствительный предусилитель с резистивной обратной связью**. Общая схема такого предусилителя представлена на рис. 2.3. За некоторый промежуток времени, называемый временем интегрирования, заряд от детектора накапливается емкостью C_f . Когда заряд будет накоплен, напряжение на конденсаторе вырастает, и напряжение на выходе ступенчато меняется. Без сопротивления на обратной связи

этот уровень напряжения сохранялся бы, через большое сопротивление происходит разрядка конденсатора и становится возможным формирование следующего импульса.

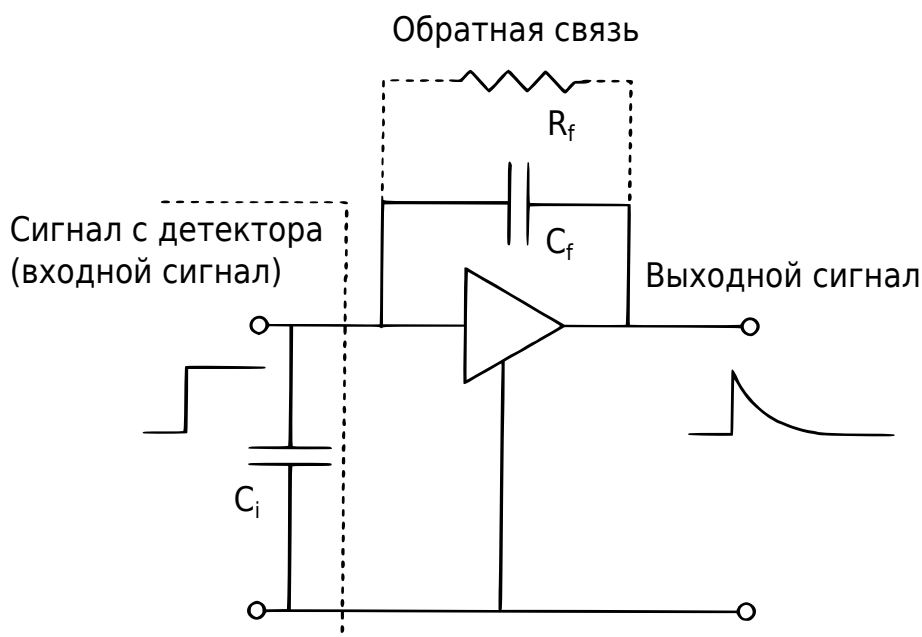


Рис. 2.3. Схема предусилителя с резистивной обратной связью. Постоянная времени выходного импульса определяется величиной $R_f C_f$

Схема, в которой в обратную связь операционного усилителя включена емкость, в данном случае C_f , называется интегратором. Время интегрирования задается соотношением $\tau = R_f C_f$. Выходной импульс характеризуется быстрым временем нарастания и длительным временем затухания. Форма выходного импульса показана на рис. 2.2. Фактически такой предусилитель выступает в роли формирователя импульсов для основного спектрометрического усилителя. Выходное напряжения определяется следующим выражением:

$$U_{out} = \frac{Q}{((C_i + C_f)/k + C_f)}, \quad (2.2)$$

где k – коэффициент усиления, Q – заряд на входе предусилителя. Величина емкости C_f при этом составляет несколько пикофард и должна быть достаточно стабильной.

Однако у зарядочувствительных предусилителей существует два принципиальных ограничения. Первое связано с тем, что выходной импульс предусилителя имеет достаточно большую постоянную времени, поэтому импульсы могут накладываться друг на друга. При больших нагрузках (например, при регистрации большого количества частиц) это приводит к нарушению линейности предусилителя, т. е. амплитуда импульса с предусилителя непропорциональна входной амплитуде из-за наложения и суммирования выходных импульсов. В итоге при больших скоростях счета

напряжение постоянного тока на выходе вырастает до напряжения питания предусилителя, что приводит к его блокировке, и импульсы вообще перестают поступать на выход. Скорость счета современных зарядочувствительных предусилителей обычно ограничена величинами порядка 10^5 имп./с.

Второе ограничение связано с сопротивлением обратной связи. Дело в том, что сопротивление R_f вызывает внутренний шум, называемый шумом Джонсона, или тепловым шумом, связанным с хаотичным движением подвижных носителей заряда, в результате которого на контактах образца появляются флуктуации напряжения. Реактивные цепи не имеют теплового шума. Наличие такого шума может стать серьезной проблемой при измерении импульсов с малой амплитудой. Чтобы уменьшить этот шум, с одной стороны, необходимо подобрать сопротивление R_f как можно большим по величине. С другой стороны, это приведет к увеличению постоянной затухания выходного импульса.

2.2. Усилитель

После предусилителя импульсы от гамма-излучения усиливаются и формируются так, чтобы удовлетворить требованиям анализатора амплитуд импульсов, который располагается за основным усилителем. Дело в том, что импульс от обычного зарядочувствительного предусилителя имеет достаточно резкий фронт и не очень удобен для регистрации анализатором импульсов (оцифровки сигнала). Более того, неизбежное наложение импульсов с выхода предусилителя (см. рис. 2.2) во многих случаях приводит к неправильному значению амплитуды, вследствие сложения двух импульсов. В любом случае для мульти- или одноканального анализатора нужны достаточно широкие импульсы одной формы, с амплитудой, которая пропорциональна входному сигналу, так чтобы вся информация об интенсивности вспышки сцинтиллятора содержалась в амплитуде импульса. На рисунке 2.4 показан сигнал с выхода предусилителя и выходной сигнал после усилителя. Видно, что на выходе получают неискаженные наложениями импульсы правильной формы.

Основной усилитель получает импульс низкого напряжения от предусилителя и усиливает его в линейном интервале напряжений от 0 до 10 В. В линейном диапазоне все входные импульсы усиливаются с одним и тем же коэффициентом. Усилитель не линеен для выходных импульсов, амплитуда которых превышает 10 В. Максимальное выходное напряжение, или напряжение насыщения большинства усилителей приблизительно равно 12 В. Коэффициент усиления может быть установлен в широком диапазоне, как правило, от 10 до 5000. Усилитель обычно имеет два типа управления

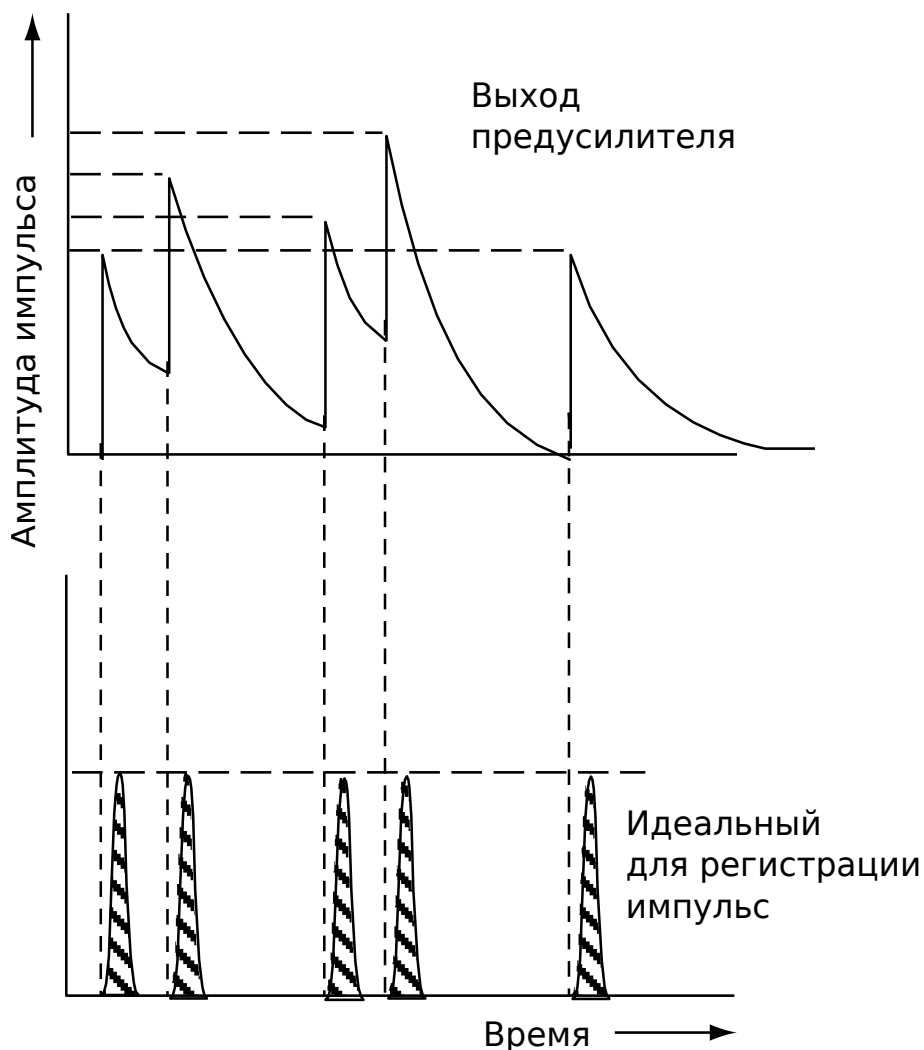


Рис. 2.4. Импульсы с резким фронтом и наложениями с выхода предусилителя, которые поступают на вход усилителя. На нижнем рисунке показаны импульсы, которые ожидаются от идеального усилителя на выходе

усилением (грубое и тонкое), чтобы обеспечить непрерывную регулировку коэффициента усиления.

Функция формирования основного усилителя жизненно важна для получения высококачественных спектров. Усиленные импульсы преобразуются по форме, чтобы оптимизировать отношение сигнал/шум и удовлетворить требованиям амплитудно-импульсного анализатора. Поскольку одноканальные и многоканальные анализаторы измеряют амплитуду входного импульса по отношению к внутреннему эталонному напряжению, выход усилителя между импульсами гамма-излучения должен быстро возвращаться к стабильному уровню напряжения, обычно равному нулю. Стабильность базового уровня напряжения чрезвычайно важна, поскольку любое его отклонение искажает измерение амплитуды импульса гамма-излучения и вносит вклад в уширение пика полного поглощения.

Узкая форма импульса позволяет быстро возвратиться к базовому уровню. Однако импульс должен быть достаточно широким, чтобы было

достаточно времени для сбора всего заряда, освобожденного в результате взаимодействия гамма-излучения в детекторе. Форма импульса должна также обеспечивать такое отношение сигнал/шум, которое минимизирует отклонение амплитуды выходного импульса для данного количества заряда, поданного на вход предусилителя. К сожалению, ширина импульса, которая обеспечивает оптимальное отношение сигнал/шум, обычно больше требуемой для быстрого возврата на базовый уровень. При низкой скорости счета импульс может быть широким, поскольку мала вероятность того, что второй импульс поступит до того, как выход усилителя возвратится к базовому уровню. Однако, когда скорость счета увеличивается, возрастает вероятность того, что импульсы придут на возмущенный базовый уровень, и спектр исказится, несмотря на оптимальное отношение сигнал/шум. Более узкая ширина импульса, чем это требуется для оптимизации отношения сигнал/шум, дает обычно наилучшее разрешение при высоких скоростях счета; однако это разрешение не такое хорошее, как при низких скоростях счета.

Для получения требуемой для оцифровки в анализаторе формы импульса в усилителях применяют операции электронного дифференцирования, интегрирования и активной фильтрации (рис. 2.5). Дифференцирование удаляет низкие частоты из сигнала (рис. 2.5, а), а интегрирование удаляет высокие частоты (рис. 2.5, б). Дифференцирование и интегрирование характеризуются постоянной времени, обычно составляющей единицы микросекунд, она определяет степень ослабления сигнала как функцию частоты. Чем больше постоянная времени, тем сильнее ослабление низких частот дифференцированием и ослабление высоких частот интегрированием. Когда используются и дифференцирование, и интегрирование, низко- и высокочастотные составляющие сильно подавляются, и усиливается относительно узкая полоса средних частот. Большинство спектрометрических усилителей действуют наилучшим образом, когда постоянные времени дифференцирования и интегрирования равны. Поэтому выбирают постоянные времени в диапазоне от 0,25 до 12 мкс. Когда две постоянные времени равны, выходной импульс усилителя почти симметричен. Полная ширина импульса составляет приблизительно шесть постоянных времени (рис. 2.5, с).

Проблема наложения импульсов становится более серьезной, когда для получения лучшего разрешения для небольших детекторов используются большие постоянные времени. Постоянная времени, используемая в конкретной ситуации, выбирается в зависимости от типа детектора, ожидаемой скорости счета и от того, какое требование является наиболее важным: к разрешению или к скорости счета.

Сцинтилляционные детекторы NaI работают при постоянных времени от 1 до 4,0 мкс. Материалы с длительной постоянной времени затухания, такие как CsI-Tl, требуют времени интегрирования порядка десяти и

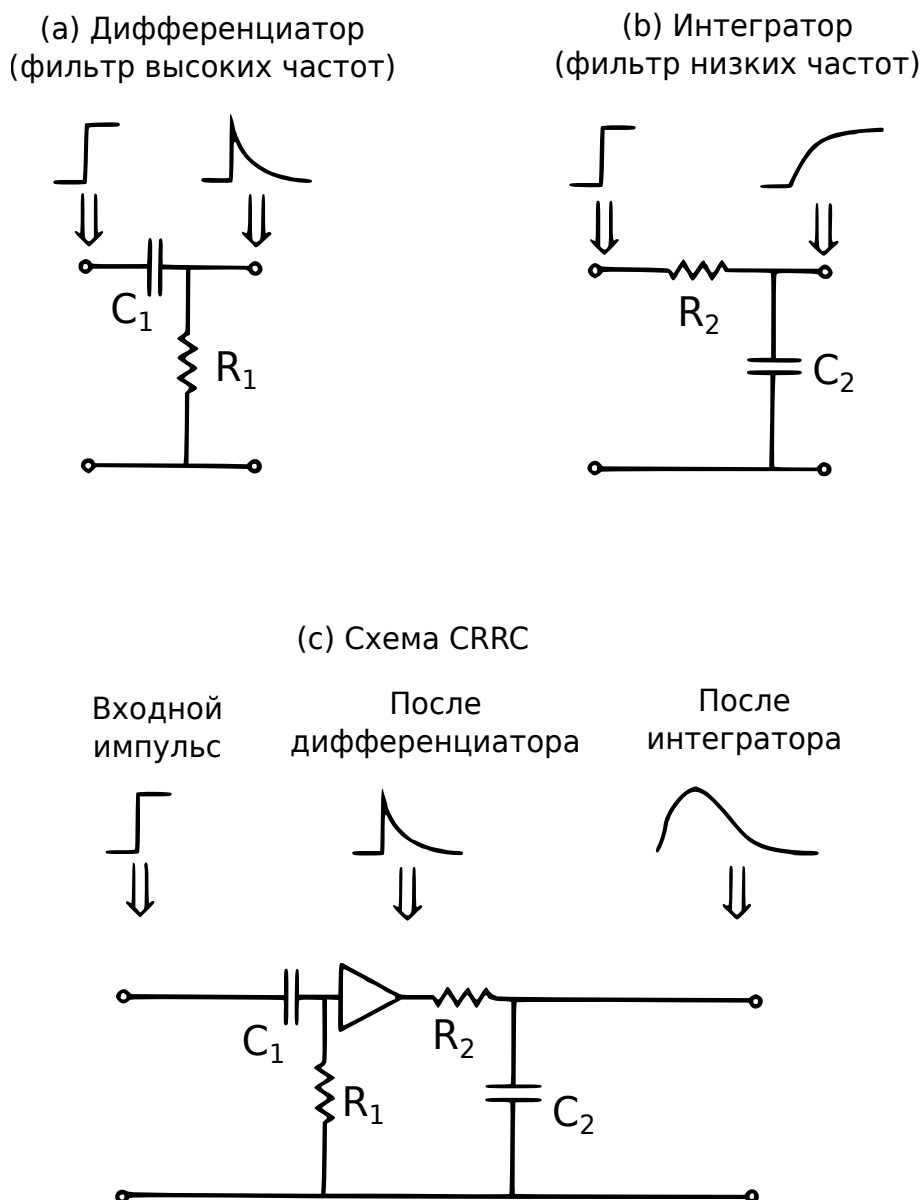


Рис. 2.5. Воздействие различных фильтров на форму импульса: а) дифференциатор; б) интегратор; в) схема, в которой последовательно соединяются интегратор и дифференциатор

более микросекунд. Органические сцинтилляционные детекторы, которые практически не имеют энергетического разрешения, могут работать только при постоянных времени 0,01 мкс. Когда требования к энергетическому разрешению несущественны, но имеется высокая нагрузка, такие детекторы очень полезны. К сожалению, в настоящее время нет детектора, который имеет одновременно очень высокое разрешение при очень высокой нагрузке.

Спектрометрические усилители обычно дают две различные формы выходного импульса: однополярную и биполярную. Биполярный обычно получается при дифференцировании однополярного импульса. Однополярный выходной сигнал имеет наилучшее отношение сигнал/шум и обычно используется для анализа энергии, в то время как биполярный выходной сигнал обеспечивает наилучшую временную информацию и способность к

восстановлению от перегрузки. Форма биполярного импульса обычно лучше подходит для задач по отсчету времени, потому что точка пересечения нуля (точка, где биполярный импульс изменяет знак) определяется достаточно легко и очень стабильна. Точка пересечения соответствует пику однополярного импульса и почти не зависит от амплитуды выходного импульса.

Рассмотрим подробнее, каким образом оптимально подобрать форму выходного импульса и время интегрирования.

2.2.1. Форма выходного импульса

При выборе оптимальной формы импульса спектрометрического усилителя важную роль играет отношение сигнал/шум. На рисунке 2.6 показан ряд различных форм импульсов вместе с теоретически рассчитанным параметром – относительной величиной шума. Чем меньше относительный коэффициент шума, тем лучше форма импульса для нашей системы регистрации. В теории оптимальная форма импульса будет параболической, и поэтому все цифры даны по отношению к параболической форме импульса. Тем не менее на практике, используя аналоговые схемы, параболическую форму импульса невозможно получить. Более того, такой импульс не подходит для измерения амплитуды мультисканальным анализатором. Однако в результате некоторых трансформаций параболический импульс приобретает форму, достижимую в практической аналоговой электронике.

В ранних усилителях для гамма-спектрометрии (с использованием сцинтилляционных спектрометров) использовался RC-формирователь импульсов, который позволял осуществлять некоторый контроль за формой выходного импульса, обеспечивая независимое управление дифференцированием и интегрированием постоянных времени. Тем не менее, как было показано выше, наиболее низкий вклад шума в сигнал будет в том случае, когда интегрирование и дифференцирование имеют одинаковые постоянные времени. На всех современных усилителях величины постоянных времени интегрирования и дифференцирования равны и регулируются одной ручкой. Простой пассивный RC-формирователь значительно уступает в плане шума такой системе, его коэффициент шума по отношению к параболическому импульсу будет составлять 1,36. Если второй интегратор будет добавлен к цепи, то относительный коэффициент шума падает до 1,22. Теоретически, если бесконечное число интеграционных этапов были бы добавлены в канал усиления, то наилучший относительный коэффициент шума был бы равен 1,12. Он равен коэффициенту шума, если импульс имеет гауссову форму, и немного выше коэффициента для треугольного импульса. Истинно гауссова форма импульса нереализуема, поэтому в реальных усилителях на выходе получается полугауссиан. Такая форма эквивалента импульсу, сформированному в цепи из двух дифференциаторов и двух интеграторов. Интеграция

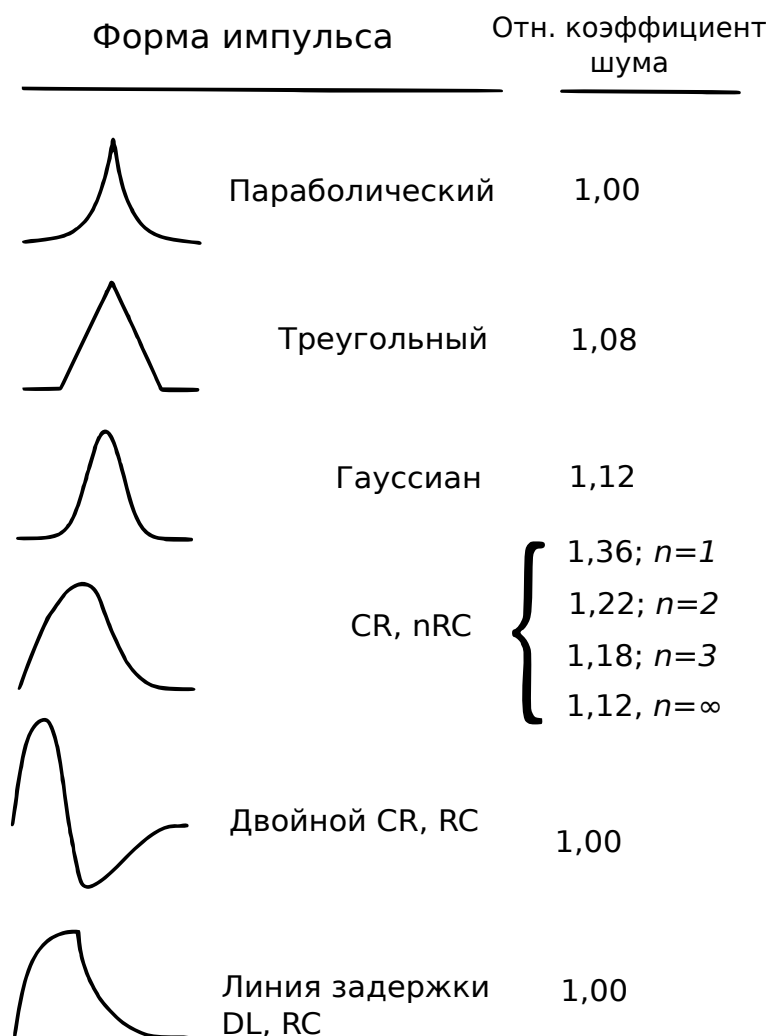


Рис. 2.6. Вклад относительного коэффициента шума в сигнал различной формы

в данном случае производится по активной схеме с участием операционных усилителей. Этим обеспечивается относительный коэффициент шума, близкий к коэффициенту для импульса гауссовой формы. Такой усилитель получил название однополярного. Ширина такого однополярного импульса зависит от постоянной времени интегрирования усилителя (*shaping time*).

Если в схему добавляется еще один дифференциатор, то на выходе получается биполярный сигнал. Такой импульс позволяет минимизировать влияние колебаний базовой линии. В современных спектрометрических усилителях можно получить выходной импульс треугольной формы. При прочих равных характеристиках отношение сигнал/шум при треугольной форме импульса на 8 % выше, чем для гауссовой формы.

Перейдем к критериям выбора оптимальной постоянной времени интегрирования. В предыдущем разделе мы отмечали, что электронный шум в предусилителе может вносить существенный вклад в энергетическое разрешение системы. Вклад шума можно существенно уменьшить, выбрав соответствующую постоянную времени интегрирования. На рисунке 2.7

схематически показано то, как различный шум может приводить к уширению пиков в амплитудном спектре импульсов.



Рис. 2.7. Зависимость влияния шума, выраженное в увеличении энергетического разрешения, от постоянной времени интегрирования усилителя

Имеется вклад от двух источников шума – шума от источника питания и шума от усилителя, обусловленного в основном тепловым шумом (сопротивление обратной связи). С увеличением постоянной времени вклад этих двух видов шума изменяется. Существует всегда некоторая область значений постоянной времени интегрирования, в которой влияние шумов на систему будет минимальным. Обычно время находится в интервале 2–8 мкс. В реальности влияние таких шумов значительно только при измерении сигналов малой амплитуды, например одноэлектронных импульсов для определения абсолютного светового выхода сцинтиллятора. При измерении амплитудных спектров сцинтилляторов время интегрирования выбирается исходя из постоянной времени затухания свечения сцинтиллятора. Чтобы собрать как можно больше информации о вспышке сцинтиллятора, рекомендуется устанавливать время интегрирования в 3–4 раза большим, чем время затухания сцинтиллятора.

2.2.2. Схема «полюс–ноль»

Выше мы приводили простую схему формирования импульса в цепочке дифференцирования и интегрирования (рис. 2.5), для простоты считалось, что с выхода предусилителя на усилитель поступает меандр. В реальности

выходной сигнал с предусилителя отличается от меандра, он имеет довольно резкий подъем и длинное плавное затухание. Наличие такого затухания приводит к тому, что после дифференцирования в импульсе появляется обратный выброс, т. е. импульс становится частично биполярным. После интегрирования этот выброс остается. Таким образом, импульс не возвращается к базовой линии, а имеет обратный выброс, который приводит к искажению амплитуды импульса (рис. 2.8). Более того, отрицательный выброс может быть некорректно обработан мультиканальным анализатором.

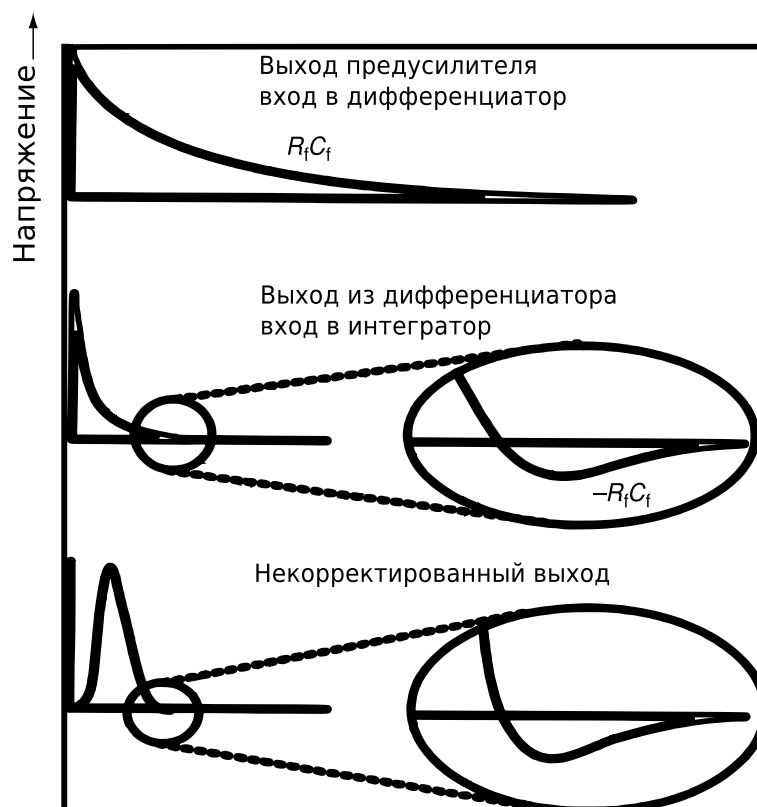


Рис. 2.8. Схематическое изображение проблемы «полюс–ноль»-компенсации

Чтобы обеспечить стабильность базового уровня, большинство усилителей содержит схему «полюс–ноль», которая была введена приблизительно в 1967 г. и являлась, после появления транзисторов, первым главным усовершенствованием в конструкции усилителей. Она существенно улучшает характеристики усилителя при высоких скоростях счета. Название «полюс–ноль» происходит от терминологии методов преобразования Лапласа, используемых для решения простого дифференциального уравнения, описывающего поведение электрической схемы.

Схема очень проста: она состоит из регулируемого резистора, подключаемого параллельно входному сопротивлению усилителя (рис. 2.9). Несмотря на простоту схемы, точность ее регулировки чрезвычайно важна для правильной работы большинства современных усилителей. Когда схема «полюс–ноль» отрегулирована должным образом, выход усилителя

возвращается к базовому уровню за минимально возможное время. Когда схема настроена неправильно, получаются следующие результаты. За выходными импульсами следует длительный «недолет» или «перелет» (рис. 2.9), которые искажают выходной базовый уровень и значительно ухудшают характеристики усилителя при высоких скоростях счета. Как следствие, пики полного поглощения расширяются и часто имеют низко- и высокоэнергетические хвосты в зависимости от того, имеется «недолет» или «перелет». В этом случае точное определение площади пика полного поглощения затруднено. При «недолете» пик полного поглощения будет искажен в области меньших амплитуд, а при перелете – в области «высоких».

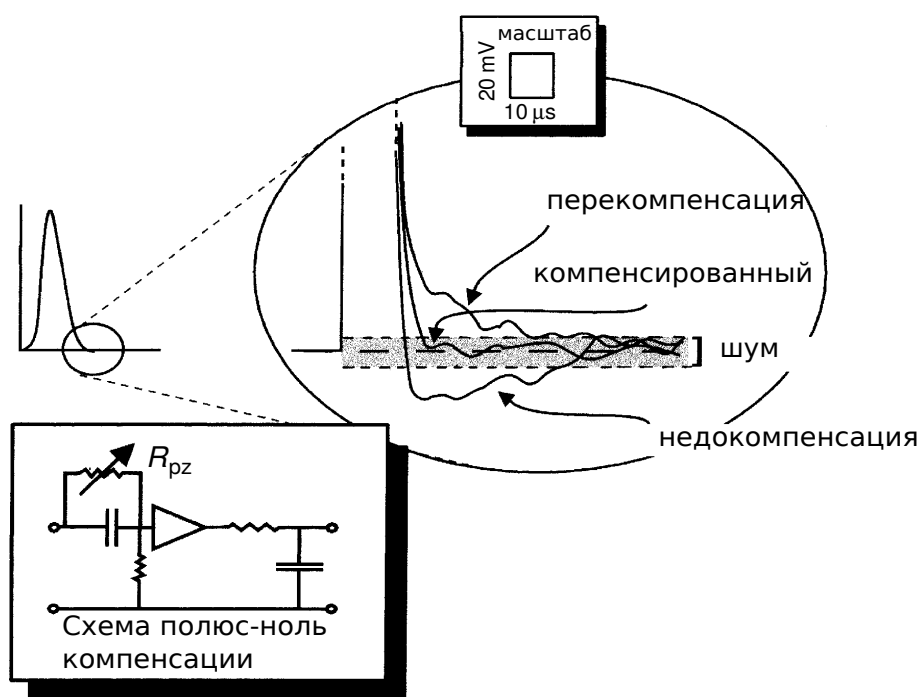


Рис. 2.9. Схема «полюс–ноль». Показаны случаи некомпенсированного выхода – «недолет», перекомпенсированного выхода – «перелет» и скомпенсированного выхода

Регулировка схемы «полюс–ноль» проста и наилучшим образом производится с помощью осциллографа, который используется для контроля формы выходного импульса усилителя и последующих процедур, приводимых в инструкции к усилителю. Кроме того, современные усилители предоставляют возможность для автоматической «полюс–ноль»-компенсации выхода. Регулировку следует проверять всякий раз, когда изменяют постоянную времени усилителя.

2.2.3. Цепь восстановления базового уровня

Цепи восстановления базового уровня (ВБУ, или BLR в английской терминологии) были добавлены в спектрометрические усилители вскоре после введения схем «полюс–ноль». Подобно схеме «полюс–ноль», цепь

ВБУ помогает поддерживать стабильный базовый уровень. Схема «полюс-ноль» расположена на входе усилителя и является очень простой; цепь ВБУ расположена на выходе усилителя и часто довольно сложна. Схема «полюс-ноль» предохраняет от «недолета», обусловленного конечным временем спада выходного импульса предусилителя; цепь ВБУ подавляет дрейф базового уровня, вызванный сложением однополярных выходных импульсов переменного тока (рис. 2.10). Хотя в некоторых усилителях цепь ВБУ действует автоматически, другие усилители имеют цепь управления для оптимизации рабочих характеристик усилителя для различных скоростей счета и различных типов предусилителей. Оптимальная установка параметров цепи ВБУ часто определяется методом проб и ошибок.

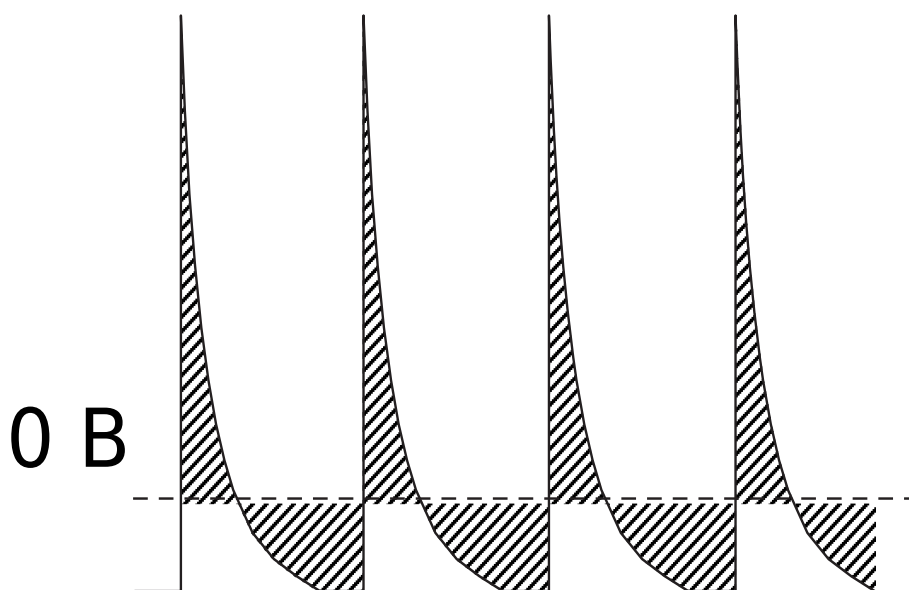


Рис. 2.10. Смещение базовой линии в серии одинаковых импульсов. Площади ниже и выше базовой линии одинаковы

2.2.4. Цепь режекции наложений

Цепи режекции наложений (*pile-up rejection*) были добавлены во многие наиболее совершенные усилители для улучшения их характеристик при высоких скоростях счета. Режектор наложений использует временной цикл для обнаружения и отсеивания событий перекрытия двух или более импульсов от гамма-излучения. Такие события дают объединенную амплитуду импульса, которая не является характеристикой какого-либо одного гамма-кванта, а только увеличивает высоту уровня фона в полученном спектре. На рисунке 2.11 показано, как перекрываются два импульса гамма-излучения, и образуется наложение импульсов.

Режектор наложений обычно дает логический импульс, который может быть использован для режекции наложений. В случаях высоких скоростей счета режектор наложений может дать лучшее разрешение и более низкий

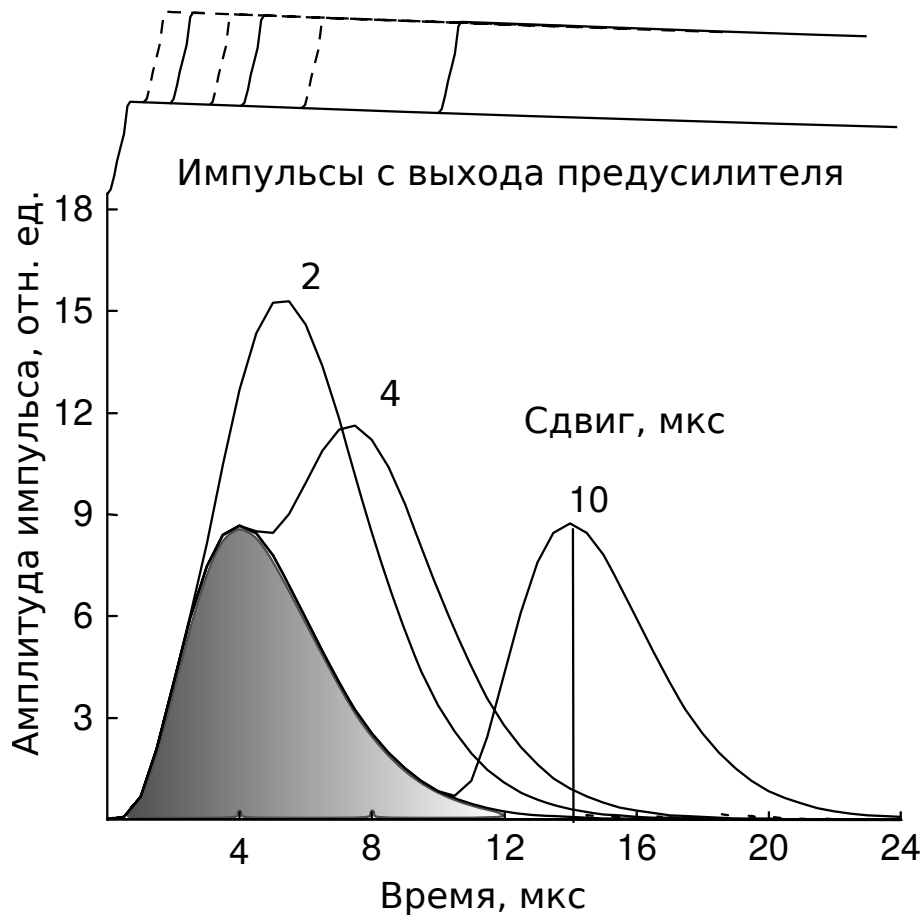


Рис. 2.11. Наложение импульсов, следующих с задержкой 2, 4, 10 мкс. Форма импульса после усилителя – полуГауссиан (цепь из четырех дифференциаторов и интеграторов) с постоянной времени 1 мкс

уровень фона; в результате упрощается определение площадей пиков полного поглощения. Принцип работы режектора показан на рис. 2.12. Сигнал подается параллельно как в обычную схему формирования импульса (на выходе получаем нормальный импульс), так и в схему с быстрым усилителем-формирователем (быстрый дискриминатор). Использование очень коротких постоянных времени приводит к формированию в этой схеме очень коротких импульсов с высоким коэффициентом шума. Этот импульс используется для обнаружения нормального импульса. Далее короткие шумовые импульсы убираются дискриминатором, который получает короткий логический импульс. Этот период называется периодом регистрации (период 1) и определяется длительностью импульса. Если в это время в усилитель поступает еще один импульс, который легко обнаруживается с помощью шумовых импульсов, то происходит генерация стробирующего импульса, который создает задержку и препятствует наложению нормальных импульсов. Потери этих импульсов, которые неизбежны, приводят к незначительному увеличению «мертвого» времени.

Фактический способ, которым происходит стробирование импульса, зависит от того, на каком фронте – переднем или заднем – происходит

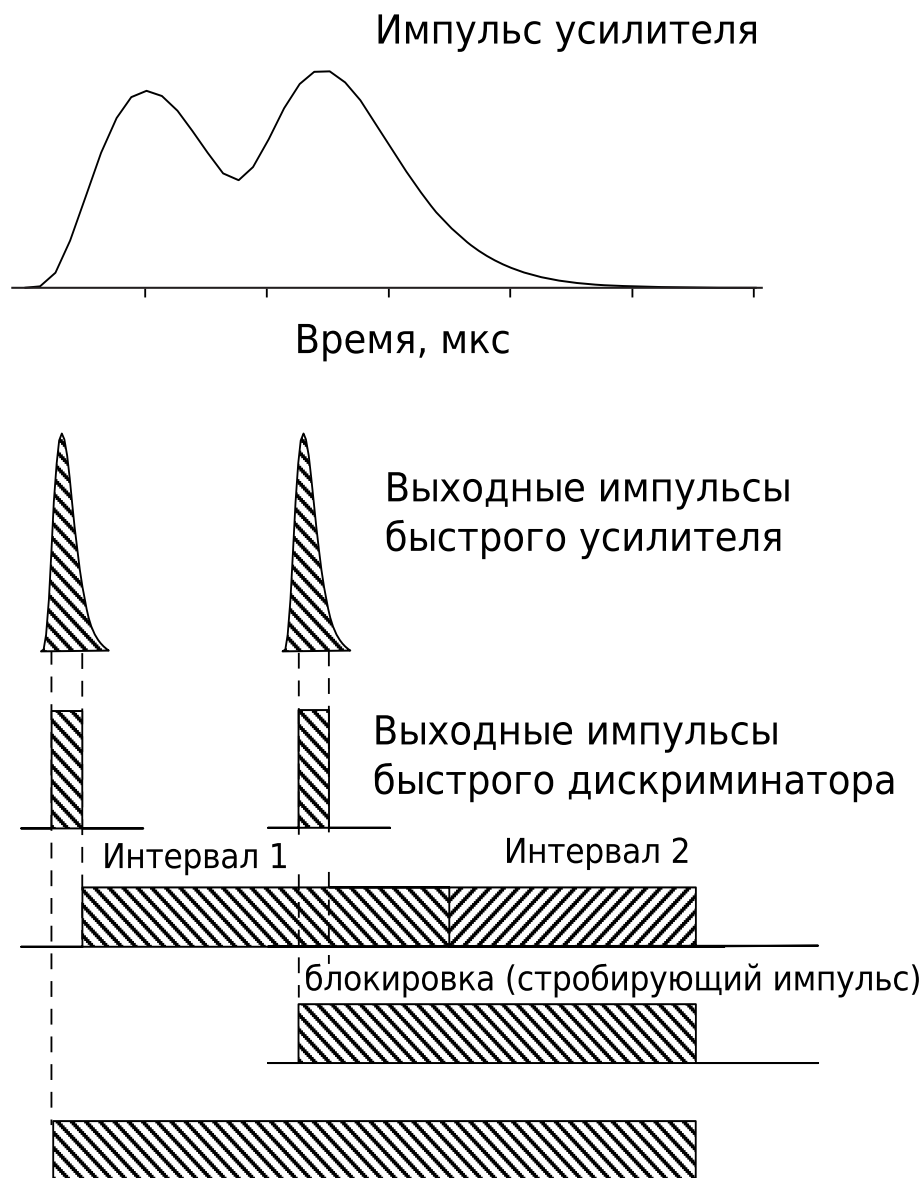


Рис. 2.12. Принцип работы схемы с подавлением наложений

наложение импульсов. В случае наложений на заднем фронте при низких скоростях счета режекция может приводить к большому «мертвому» времени, поэтому в таких случаях ее рекомендуется отключать. Вообще, в случае низких скоростей счета рекомендуется без необходимости не использовать режекцию наложений. На рисунке 2.13 показан амплитудный спектр импульсов от источника ^{137}Cs . Наблюдается небольшое увеличение энергетического разрешения пика полного поглощения.

Режекция наложений достигается за счет усложнения работы и более жестких требований к выходному импульсу предусилителя, который должен быть свободен от высокочастотного сигнала, вызывающего ложные признаки наложения во временных цепях. Он также должен быть свободен от высокочастотных помех источников питания, пересчетных приборов, компьютеров и видеотерминалов. Такой высокочастотный сигнал обычно

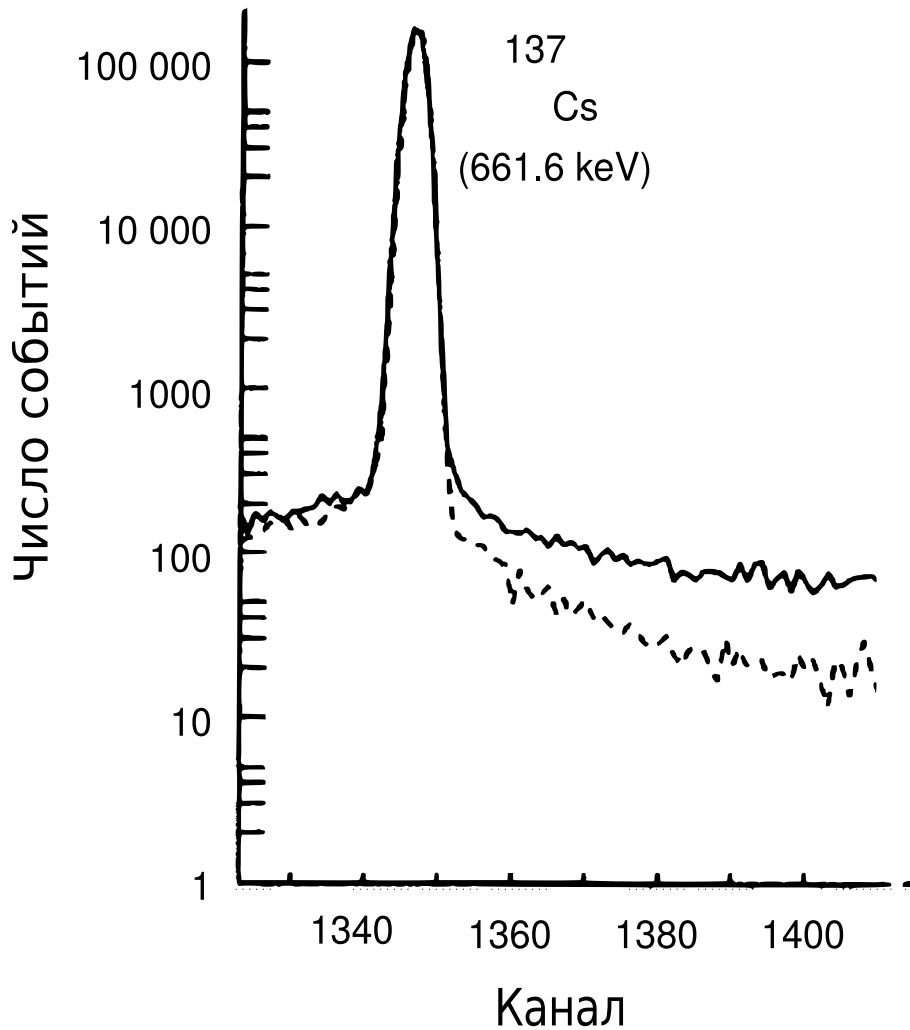


Рис. 2.13. Эффект режекции наложений в спектре ^{137}Cs

отфильтровывается в основном усилителе, но может вызвать ложные признаки наложения в цепи режекции и привести к чрезмерной режекции импульсов гамма-излучения и искажениям спектра. Значительное внимание должно быть уделено настройке цепей режекции наложений. Правильное использование схемы «полюс–ноль», цепей восстановления базового уровня и режекции наложений может значительно улучшить качество измеренного спектра гамма-излучения.

Мы рассмотрели принципы работы большинства блоков спектрометрического усилителя. В отличие от предусилителя, спектрометрический усилитель представляет собой сложное устройство с множеством блоков. В лабораторных образцах, например в используемом в практических занятиях студентов Физического факультета ИГУ усилителе Ortec 570, можно изменять большое число параметров – коэффициент усиления, постоянную времени затухания, настраивать «полюс–ноль»-компенсацию, управлять положением базовой линии и т. п. В частности, имеется возможность как грубой настройки коэффициента усиления от 10 до 1500, так и тонкой подстройки с точностью до десятых долей коэффициента усиления.

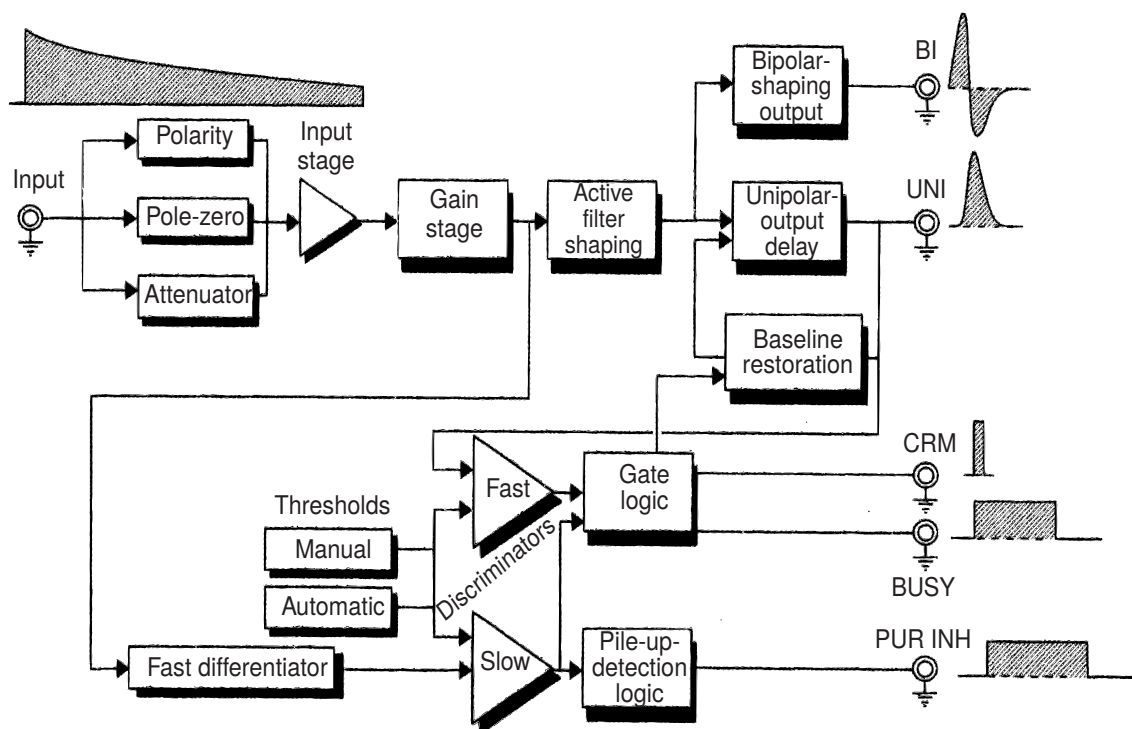


Рис. 2.14. Схематическая диаграмма реального спектрометрического усилителя фирмы Ortec

Также имеется возможность в широких пределах изменять постоянную интегрирования – от 0,5 до 10 мкс. Наличие этих настроек позволяет исследовать сцинтилляционные свойства материалов с различным световым выходом, а также проводить измерение энергий радиоактивных изотопов в широком диапазоне энергий. Также такие усилители используются при измерениях абсолютного светового выхода. Для таких применений важным достоинством является высокая линейность коэффициента усиления.

В практических прототипах или готовых устройствах для регистрации ионизирующих излучений уже нет надобности в таком сложном усилителе. Поскольку заранее известны параметры используемого сцинтиллятора и диапазон энергий, в которых будет работать устройство, то в схеме усилителя, просто исходя из вышеперечисленных условий, подбираются параметры сопротивлений и емкостей в схеме.

2.3. Многоканальный анализатор

Последним элементом в схеме регистрации (см. рис. 2.1) импульсов от сцинтиллятора является многоканальный анализатор. Он сортирует и накапливает импульсы от зарегистрированных гамма-квантов, поступающие от основного усилителя, для построения цифрового и визуального представления амплитудно-импульсного спектра, полученного с помощью детектора (рис. 2.15). В данном разделе мы рассмотрим его устройство и

основные характеристики. На рисунке 2.16 показаны этапы преобразования и в конечном счете оцифровки входящего импульса от спектрометрического усилителя. Рассмотрим эти этапы подробнее.

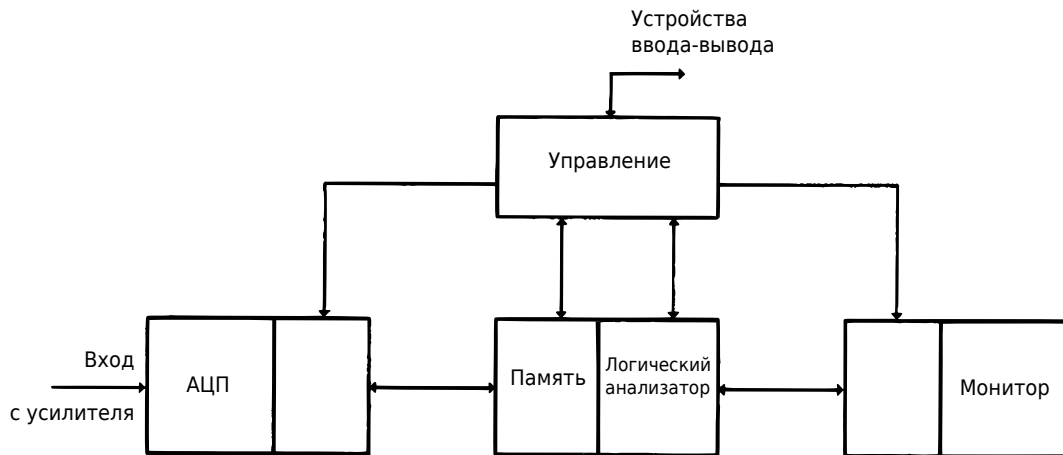


Рис. 2.15. Принципиальная схема мультисканального анализатора

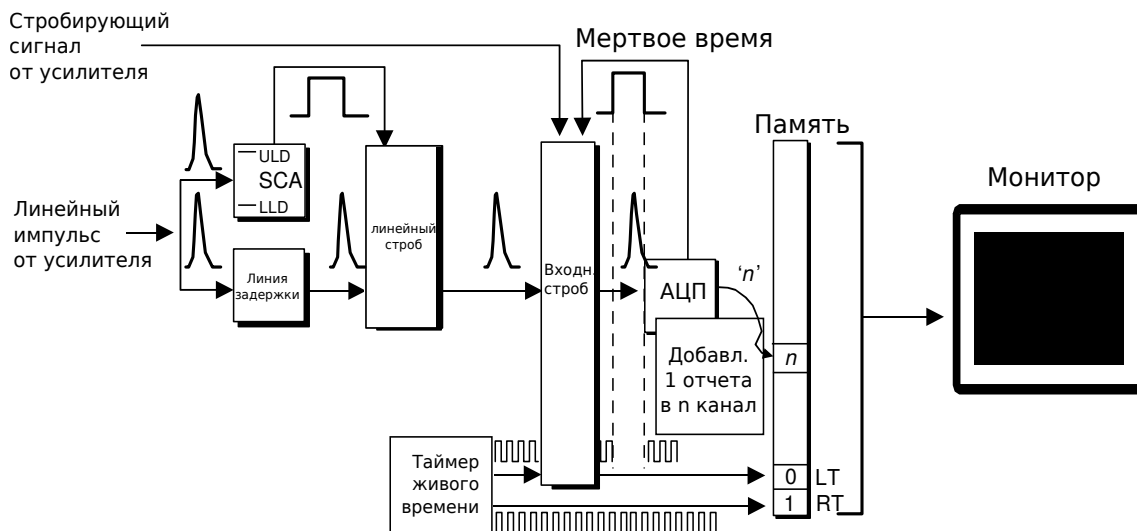


Рис. 2.16. Этапы обработки и преобразования сигнала в МКА

Аналого-цифровой преобразователь

Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) расположен на входе МКА и производит основной анализ амплитуды импульсов. На вход АЦП подается аналоговый импульс напряжения от главного усилителя; на его выходе появляется двоичное число, которое пропорционально амплитуде входного импульса. Двоичное число на выходе часто называют адресом. Другие цепи МКА добавляют единицу в регистр памяти МКА, адрес которого соответствует адресу АЦП, выполняющего функцию, аналогичную той, которую выполняет пользователь осциллографа, произносящий «Пять вольт», когда на вход осциллографа поступает импульс в 5 В.

АЦП принимает импульсы в заданном диапазоне напряжения, обычно от 0 до 8 или до 10 В, и сортирует их по большому ряду прилегающих друг к другу ячеек или каналов напряжения равной ширины. Из-за функции сортировки первые МКА часто называли «сортировщиками» всплесков, так как импульс усилителя сравнивался с электрическим всплеском. Число каналов, на которое делится весь диапазон напряжений, обычно является степенью числа 2 и называется коэффициентом преобразования АЦП. В середине 1950-х гг. высококачественные АЦП делили 100 В на 256 каналов. Сейчас хорошие АЦП обычно делят 10 В на 16 384 канала. В лабораторных работах, выполняемых на факультете, используется 4096-канальный АЦП. Таким образом, отдельный канал имеет ширину всего 0,6 мВ. Требуемый коэффициент преобразования АЦП изменяется в зависимости от типа детектора и рассматриваемого диапазона энергии. Пики полного поглощения должны содержать достаточное число каналов, чтобы точно описать структуру спектра. В некоторых случаях вполне достаточно пяти каналов. Когда требуется процедура подгонки пика, для точного определения формы пика необходимы 10 или более каналов.

Важными характеристиками АЦП, используемых для спектроскопии, являются интегральная и дифференциальная нелинейности. Интегральная нелинейность I_{int} характеризует отклонение реальной функции преобразования (штрихпунктир) от идеальной линейной (сплошная линия) (рис. 2.17). На графике показана зависимость амплитуды импульса V от номера канала, в котором импульс с данной амплитудой регистрируется. Интегральная нелинейность определяется следующим образом:

$$I_{int} = 100\%(V_{nom} - V_{act})/V_{max}, \quad (2.3)$$

где $(V_{nom} - V_{act})$ – максимальное отклонение от линейности.

Дифференциальная нелинейность I_{dif} характеризует неоднородность ширин каналов АЦП (рис. 2.18) и определяется следующим образом:

$$I_{dif} = 50\%(W_{max} - W_{min})/W_{avg}, \quad (2.4)$$

где W_{max} , W_{min} и W_{avg} – максимальная, минимальная и средняя ширины каналов. У качественных АЦП дифференциальная нелинейность составляет порядка 1 %, а интегральная <0,05 % при 12-разрядном (4096 каналов) преобразовании.

В промышленной электронике было разработано много методов преобразования аналоговых величин в цифровой код. Однако в ядерной электронике используются только некоторые из них – в основном АЦП уилкинсоновского типа и АЦП поразрядного взвешивания. В последнее время в ядерной электронике стали использоваться и параллельные АЦП. Рассмотрим по-

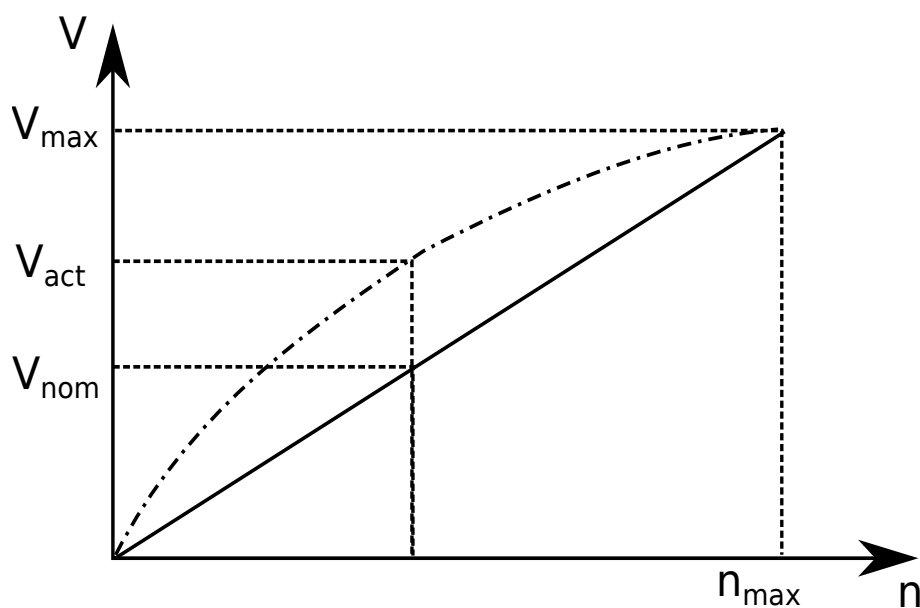


Рис. 2.17. Интегральная нелинейность. Характеризует отклонение реальной функции АЦП (штрихпунктирная линия) от идеальной (сплошная линия)

дробнее, как происходит преобразование сигнала в АЦП Уилкинсона и поразрядного взвешивания.

2.3.1. АЦП Уилкинсона

Принцип работы АЦП уилкинсоновского типа (D. H. Wilkinson) основан на преобразовании амплитуда – время. Входной импульс поступает на дискриминатор, уровень дискриминации которого обычно устанавливается выше уровня шумов (рис. 2.19). Когда уровень входного сигнала достигнет уровня дискриминации, линейные ворота открываются, и накопительная емкость C соединяется с входом. Начинается заряд емкости до амплитудного значения входного сигнала. Когда емкость зарядится, линейные ворота закрываются, накопительная емкость отсоединяется от входа и присоединяется к источнику постоянного тока.

Начинается линейный разряд емкости. В это же время таймирующий (вреязадающий) генератор подключается к адресному счетчику, который начинает считать импульсы таймирующего генератора. Частота генератора обычно 100–200 МГц. Когда емкость полностью разрядится, накопительная емкость отсоединяется от источника постоянного тока, а таймирующий генератор отсоединяется от адресного счетчика, и начинается цикл записи в память. Число сосчитанных во время разряда емкости импульсов определяет время разряда накопительной емкости, а время линейного разряда пропорционально амплитуде анализируемого импульса. Полученное в адресном счетчике число (код) используется для адресации соответствующей ячейки памяти, куда добавляется единица (рис. 2.20).

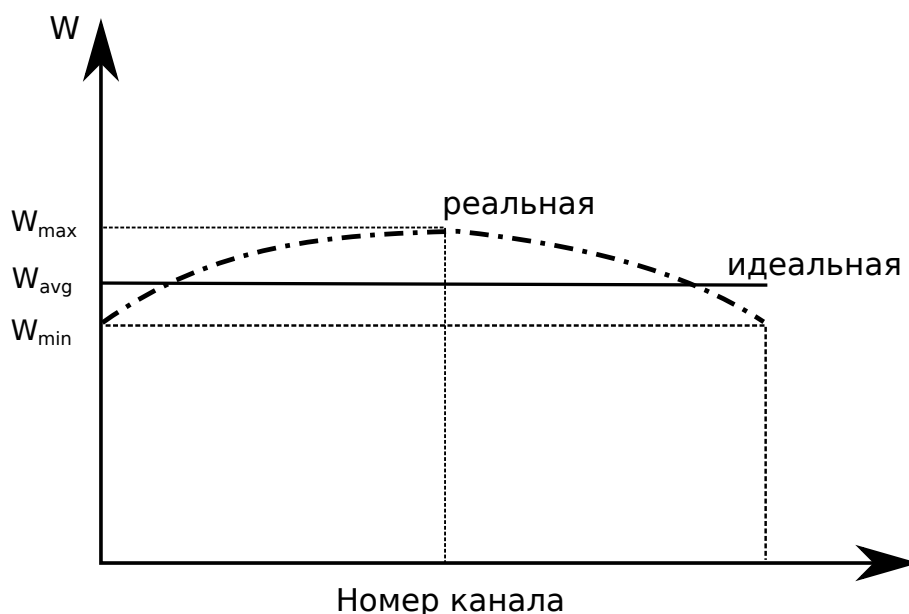


Рис. 2.18. Дифференциальная нелинейность. Показывает зависимость ширины канала от его номера. В идеальном случае зависимость имеет форму прямой, параллельной оси абсцисс (сплошная линия), реальная кривая имеет форму, показанную штрихпунктиром

«Мертвое» время у этого АЦП складывается из времени достижения максимума импульса T_r , времени конверсии T_c и времени цикла записи T_{mc} :

$$\tau = T_r + T_c + T_{mc}. \quad (2.5)$$

Времена T_r и T_{mc} составляют порядка 1 мкс. Основной вклад в «мертвое» время вносит время конверсии, которое зависит от амплитуды входного импульса или соответственно от номера канала n ($T_c = nT_{gen}$), где T_{gen} — период таймирующего генератора. Так $T_c = 10$ мкс при частоте генератора 100 МГц и $n = 1000$.

У АЦП уилкинсоновского типа малые интегральная и дифференциальная нелинейности, однако относительно большое «мертвое» время, которое к тому же зависит от амплитуды.

2.3.2. АЦП поразрядного взвешивания

Принцип работы АЦП поразрядного взвешивания заключается в последовательном сравнении амплитуды анализируемого сигнала (V) с напряжением цифроаналогового преобразователя (V_{DAC}), уровень которого задается регистром. Основные составляющие элементы этого АЦП показаны на рис. 2.21, а принцип самого метода поразрядного взвешивания объясняется на рис. 2.22.

Аналоговый импульс с усилителя подается на вход АЦП. Первым этапом является его удлинение, так что начиная с некоторого момента его амплитуда соответствует максимальной амплитуде импульса. Длительность такого

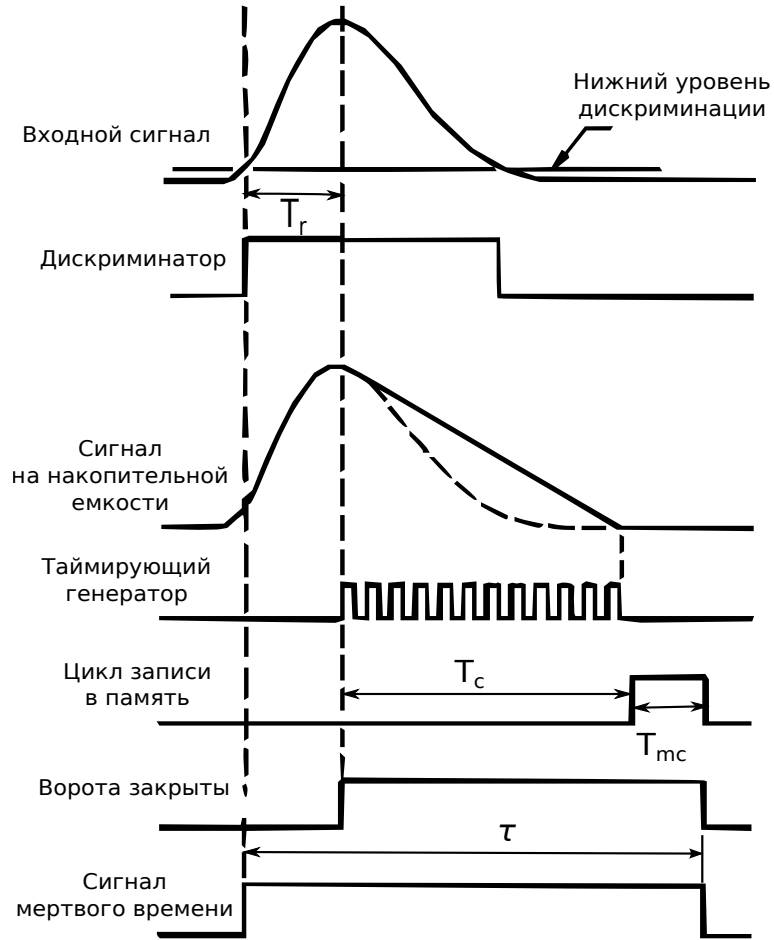


Рис. 2.19. Сигналы в АЦП Уилкинсона во время измерения

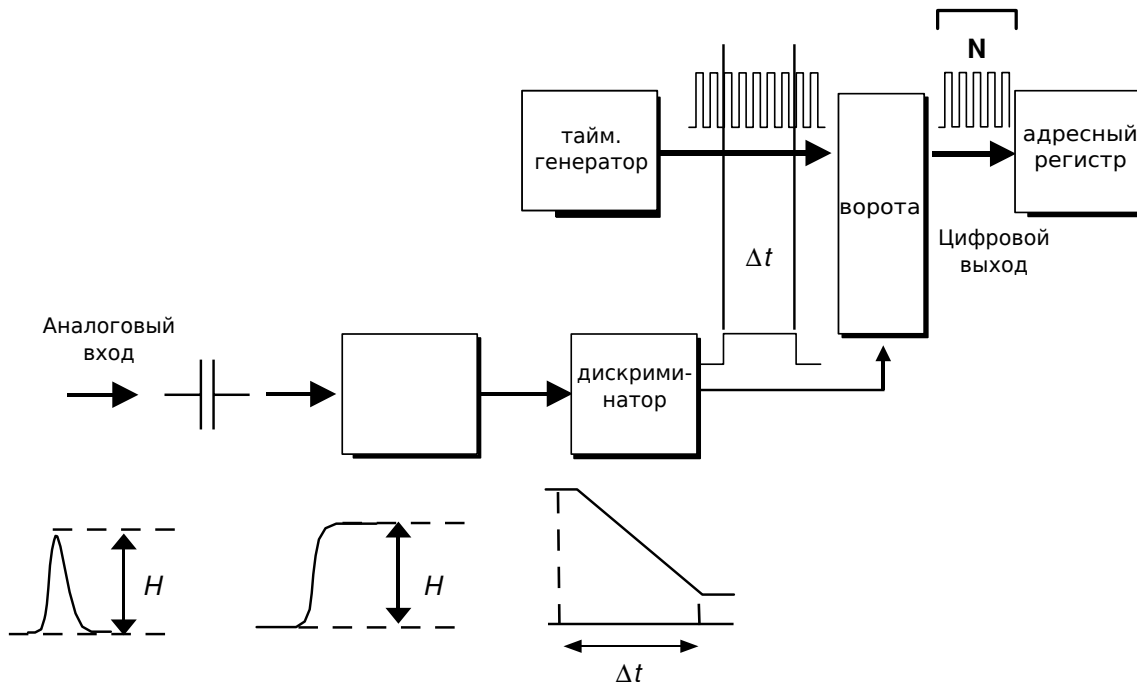


Рис. 2.20. Циклы работы АЦП уилкинсоновского типа

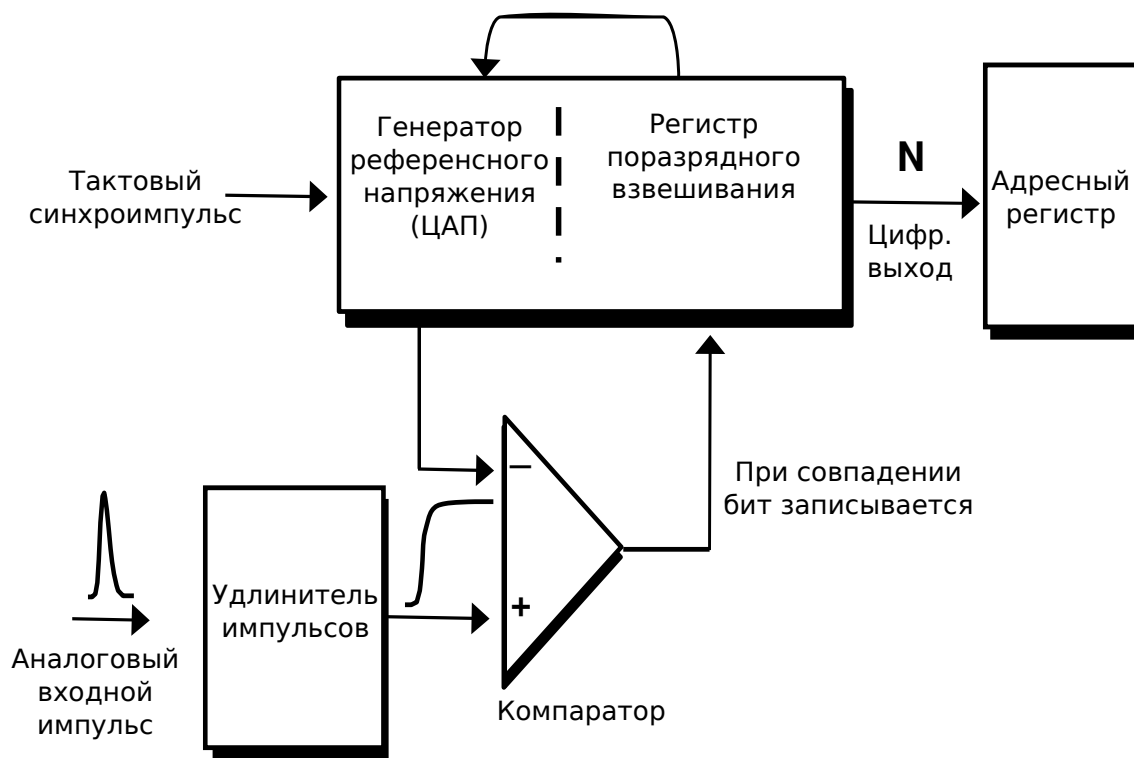


Рис. 2.21. Составляющие элементы АЦП поразрядного взвешивания

«удлиненного» импульса должна быть не меньше времени дальнейшего преобразования. Далее компаратор сравнивает напряжение этого импульса с референсным напряжением, которое генерируется ЦАПом. Импульсы от него идут с некоторой частотой, заданной синхроимпульсом. Амплитуда этих импульсов равна половине динамического диапазона ($V_{DAC} = V/2$). Это называется первым этапом преобразования (рис. 2.22, первый импульс).

Далее компаратор сравнивает амплитуды импульсов аналогового сигнала и импульса от ЦАП. Если амплитуда входящего импульса превышает половину динамического диапазона V , то считается, что импульс подходит, и компаратор посылает логический импульс в регистр поразрядного взвешивания (см. рис. 2.21), и в нем устанавливается значение логической «1». Если значение импульса меньше, тогда в регистре записывается «0». На рис. 2.22 импульс больше половины V , поэтому первое значение, записанное в регистре, **1**.

В случае если в регистре устанавливается бит, равный **1**, ЦАП повышает напряжение на величину, равную половине напряжения между $V/2$ и V , т. е. напряжение становится равным $6V/8$. Если в регистре установлен бит, равный **0**, то напряжение понижается на величину между $V/2$ и 0 , т.е. оно становится равным $2V/8$. Итак, в случае импульса, изображенного на рис. 2.22, в регистр записано значение **1**, таким образом ЦАП устанавливает напряжение $6V/8$. Далее мы сравниваем амплитуду аналогового импульса с амплитудой нового импульса от ЦАП. В нашем

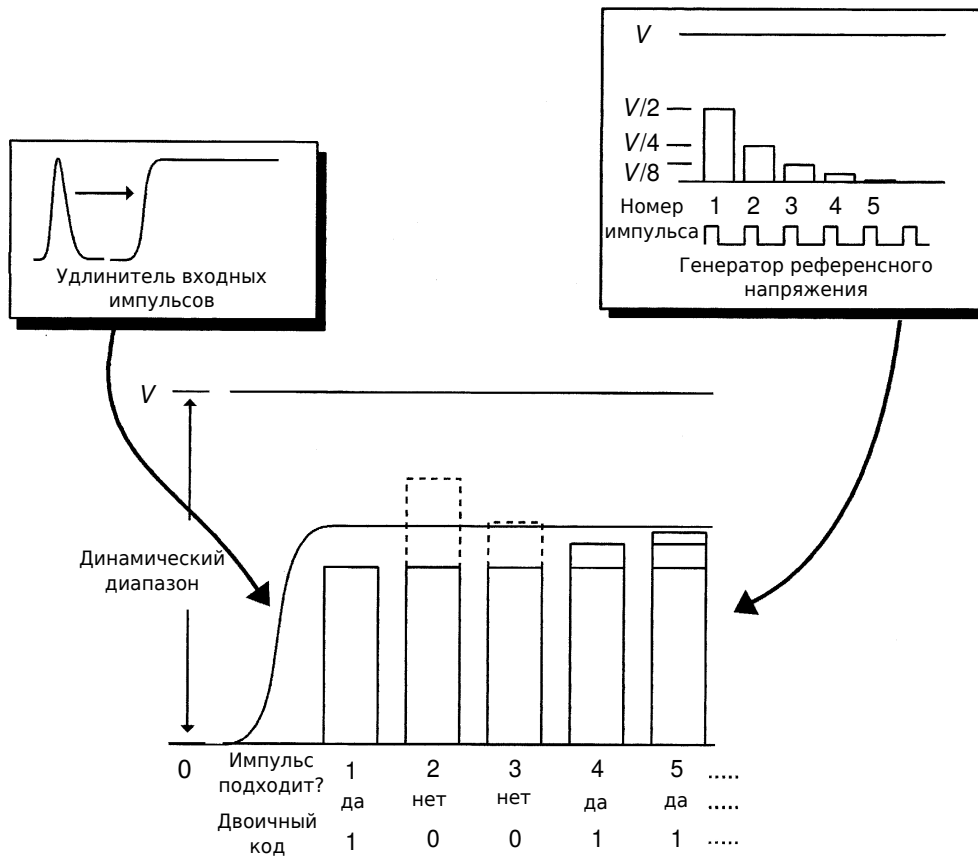


Рис. 2.22. Принцип метода поразрядного взвешивания

случае амплитуда входного импульса меньше, чем $6V/8$. Поэтому в регистр записывается 0 . Таким образом, в регистре два значения 10 .

В том случае, когда в регистр записан 0 , ЦАП понижает напряжение импульса на величину, лежащую посередине между $6/8V$ и $V/2$, до уровня $5V/8$. После сравнения видно, что амплитуда входящего импульса меньше, чем амплитуда $5V/8$ от ЦАП. Поэтому в регистре устанавливается бит 0 .

По аналогичному алгоритму проводятся остальные сравнения. Число сравнений равно разрядности АЦП. Например, в случае 12-разрядного АЦП с разрешением 4096 каналов необходимо провести 12 сравнений, для 13-разрядного – 13 сравнений и т. д. Таким образом, время преобразования и, соответственно, «мертвое» время АЦП поразрядного взвешивания не зависит от амплитуды, как в АЦП уилкинсоновского типа, а определяется количеством сравнений, т. е. разрядностью. Существуют АЦП с временем преобразования 0,5; 1 и 10 мкс. Скорость преобразования в АЦП поразрядного типа выше, чем в АЦП уилкинсоновского типа. Однако дифференциальная нелинейность таких АЦП несколько хуже, чем АЦП уилкинсоновского типа. Улучшить дифференциальную нелинейность можно с помощью метода сдвигающейся шкалы (*sliding scale linearization*). Его также называют методом статистического разравнивания. Сущность его заключается в следующем. К входному сигналу добавляется ступенька

напряжения, примерно равная ширине канала, к следующему входному сигналу – удвоенная ступенька и т. д. m раз, после чего система возвращается в исходное состояние. Это напоминает измерение расстояний при помощи линейки, нулевая отметка которой от измерения к измерению сдвигается на одно деление. В адресном регистре каждый раз формируется число, которое на m больше, чем должно было быть без добавления ступенек. Затем из адресного регистра это число m вычитается. Таким образом, происходит статистическое усреднение ширины каналов, и дифференциальная нелинейность уменьшается в $m + 1$ раз. Современные АЦП поразрядного взвешивания практически не уступают по своим линейным характеристикам АЦП Уилкинсона.

2.3.3. «Мертвое» время

«Мертвым» временем называется то время, за которое МКА измеряет и сохраняет амплитуду импульса, т.е оно представляет собой сумму трех времен (рис. 2.23):

- 1) **времени стробирования импульса** (linear gate time) (T_{LG}) – времени, необходимого для распознавания импульса и открытия входного каскада (SCA);
- 2) **времени преобразования в АЦП** (ADC conversion time) (T_D) – времени, необходимого для преобразования импульса в цифровую форму;
- 3) **времени сохранения импульса в память** (T_S) – по-другому еще называется периодом обращения к памяти.

Импульсы на входе в МКА должны дождаться, пока амплитуда импульса не начала падать от своего максимального значения, чтобы определить, превысил ли импульс нижнее значение дискриминатора (ДНУ) или упал ниже верхнего значения дискриминатора, прежде чем открыть линейные ворота. На рисунке 2.23 предполагается, что импульс падает на 10 % от своего максимума до срабатывания затвора. Время срабатывания зависит от времени нарастания импульса и, следовательно, от постоянной времени усилителя. Линейное время стробирования составляет порядка 2,5 постоянной времени интегрирования усилителя. Это означает, что для системы с временем формирования импульса (shaping time) порядка 3 мкс должно пройти около 8 мкс, прежде чем откроется линейный затвор для приема импульса.

Время преобразования T_D зависит от типа АЦП. В случае АЦП Уилкинсона оно зависит от частоты преобразования μ (обычно 100 МГц) и номера канала N :

$$T_D = (N + X)/\mu + R, \quad (2.6)$$

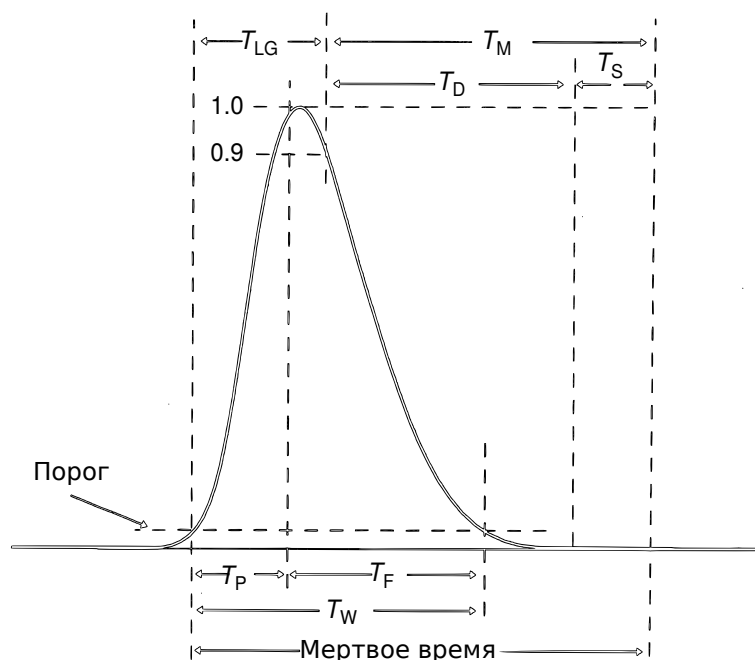


Рис. 2.23. Временные характеристики полуГауссова импульса. Порог импульса эквивалентен дискриминатору нижнего уровня (ДНУ): T_p – время нарастания; T_{LG} – время стробирования импульса; T_F – время затухания импульса; T_W – длительность импульса от порога до порога; T_D – время преобразования АЦП; T_S – время сохранения импульса в памяти; $T_M = T_D + T_S$ – время обработки импульса в МКА

где X – сдвиг шкалы АЦП в каналах (изначально он равен нулю, но может отличаться от нуля после градуировки АЦП на линейности шкалы), R – время, которое затрачивается на удлинение импульса (обычно 1,5 мкс). Таким образом, для типового 13-разрядного АЦП Уилкинсона время преобразования лежит в интервале от 1,5 до 84 мкс.

В случае АЦП поразрядного взвешивания время преобразования, как было показано выше, не зависит от номера канала и обычно не превышает 25 мкс в случае регистрации сигнала с временем формирования импульса 10 мкс. В случае «быстрых» АЦП время преобразования может быть ниже 1 мкс для 13-разрядного АЦП.

Период обращения к памяти T_S обычно составляет от 0,5 до 2 мкс. Этот параметр зависит от шины, на которой работает устройство. В современных АЦП, подключенных к ПК по USB-, PCI-, PCI-X-шинам, период обращения к памяти становится пренебрежительно малым по сравнению с временами стробирования и преобразования импульсов.

Таким образом, мы рассмотрели принципы работы электроники, которая используется при регистрации амплитудных спектров импульсов. Выбор конкретных моделей предусилителя, усилителя и платы МКА зависит от поставленных практических задач. Например, для простых задач – регистрации амплитудных спектров импульсов от сцинтилляторов с примерно одинаковым световым выходом – предусилитель и усилитель могут быть изготовлены самостоятельно на базе операционных усилителей,

которые продаются в любом магазине радиотоваров. Большую проблему представляет приобретение МКА или спектрометрического АЦП, которые стоят не так уж дешево. Для учебных целей вполне годятся дешевые 10–12-разрядные АЦП Уилкинсона отечественного производства (например, «Парсек» или «Аспект»). Также подойдет и обычная звуковая карта (см. проект *Theremino*). Правда, возможности звуковой карты ограничены малыми скоростями счета импульсов.

Если стоят более сложные исследовательские задачи, например, измерения абсолютного светового выхода, то предусилитель также можно изготовить самостоятельно, но без хорошего спектрометрического усилителя не обойтись. Наиболее распространенными производителями таких усилителей являются фирмы Ortec и Canberra, отечественные усилители изготавливаются фирмой «Аспект». Если критична скорость измерений, то следует выбирать вместо АЦП Уилкинсона АЦП поразрядного взвешивания.

Контрольные вопросы и практические задания

1. Как зависят формы выходного импульса и его длительность от емкости обратной связи зарядочувствительного предусилителя?
2. Измерьте амплитудные спектры импульсов сцинтиллятора CsI-Tl и NaI-Tl с источником ^{137}Cs при различных коэффициентах усиления на спектрометрическом усилителе. Постройте зависимость. Объясните ее. Измерьте зависимость энергетического разрешения сцинтилляторов от постоянной интегрирования *shaping time*. Как сильно будут отличаться результаты для изучаемых сцинтилляторов?
3. Понаблюдайте, как работает «полюс–ноль»-компенсация в спектрометрическом усилителе. Регулируя значение подстроечного сопротивления, наблюдайте за формой импульса на осциллографе. Почему для различных сцинтилляторов обратный выброс появляется при различных значениях подстроечного сопротивления?
4. Изменяя коэффициент усиления, измерьте спектр ^{137}Cs , так чтобы он целиком умещался в первой четверти, половине, трех четвертях и на всей шкале АЦП. Как меняется время накопления 200 событий в пике полного поглощения? С чем это связано? Как изменяется «мертвое» время при этих измерениях?

Глава III

Практические вопросы и применение

В предыдущих главах мы изучили теоретические и практические аспекты регистрации световой вспышки от ФЭУ. В этой главе мы рассмотрим практические вопросы гамма-спектрометрии с использованием сцинтилляционного детектора. Будут затронуты вопросы линейной и энергетической градуировки АЦП, обработки амплитудных спектров импульсов, определения активности различных источников ионизирующего излучения, сцинтилляционной дозиметрии. Также мы коснемся методик определения относительного и абсолютного светового выхода сцинтилляторов и рассмотрим факторы, влияющие на энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора.

3.1. Пассивный анализ гамма-излучения

3.1.1. Градуировка АЦП

Ранее было показано, что АЦП сортирует выходные импульсы усилителя в соответствии с уровнем их напряжения, который пропорционален энергии, потерянной гамма-квантом в детекторе. Подобно соотношению между напряжением импульса и энергией гамма-кванта отношение между номером канала и энергией гамма-кванта приблизительно линейно. Это соотношение можно представить уравнением:

$$X = mE + b, \quad (3.1)$$

где E – энергия в кэВ; X – номер канала; m – наклон прямой, кэВ/канал; b – точка пересечения прямой с осью X , кэВ.

Наклон этой прямой зависит от коэффициента преобразования вспышки света в электрический импульс в ФЭУ и коэффициента усиления усилителя. Важным вопросом является определение величины b – сдвига прямой вдоль оси X . Логично предположить, что $b = 0$, тогда нулевому каналу соответствует нулевая энергия. Более того, точка пересечения оси E и наклон прямой могут быть отрегулированы таким образом, чтобы подогнать рассматриваемый энергетический диапазон в нужный диапазон каналов. Но для этого необходимо знать, какое значение b соответствует случаю нулевого канала с нулевой энергией. Одним словом, важным вопросом для перевода числа каналов в энергию является определение начала отсчета по шкале каналов АЦП. Особенно критичным этот вопрос становится при одновременном измерении маленьких и больших энергий, когда

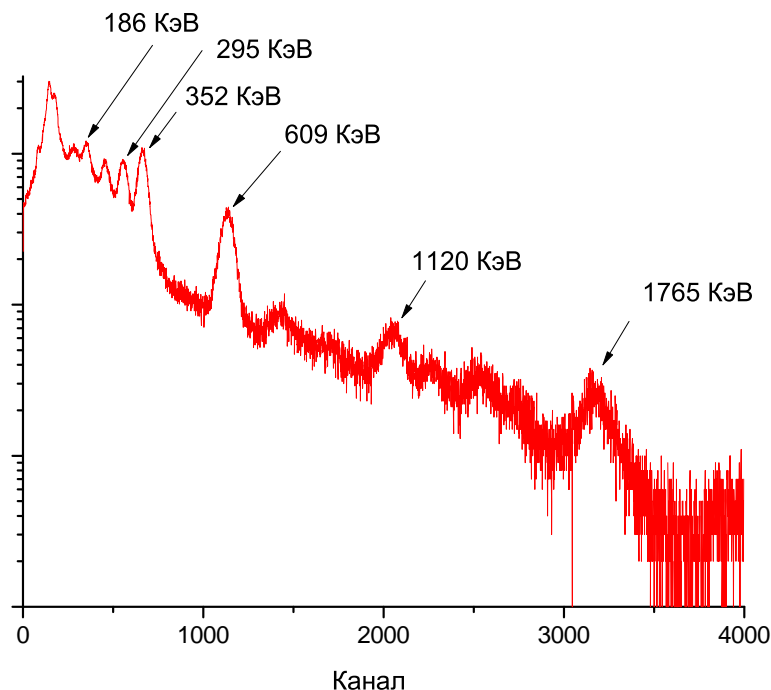


Рис. 3.1. Амплитудный спектр импульса источника ^{226}Ra , измеренный сцинтиллятором NaI–Tl

неправильное значение коэффициента b дает существенную ошибку при измерении одной из энергий.

Существуют два простых метода определения b . В первом используется стандартный сцинтиллятор, например NaI–Tl. Возьмем калибровочный источник гамма-излучения, испускающий моноэнергетические гамма-кванты в широком диапазоне энергий. Часто в качестве такого источника применяют ^{226}Ra или ^{232}Th , продукты распада которых испускают ряд гамма-квантов с энергиями от нескольких мегаэлектронвольт до характеристического излучения в десятки килоэлектронвольт. Спектр источника ^{226}Ra приведен на рис. 3.1. Далее строится зависимость энергии от номера канала и линейно интерполируется для того, чтобы установить коэффициент наклона прямой m и сдвиг шкалы b . Таким образом, определяется начало координат и рассчитывается энергия неизвестного источника излучения.

У этого способа существует серьезный недостаток – непропорциональность сцинтиллятора. На рисунке 3.2 показана зависимость отношения относительного светового выхода сцинтиллятора (измеряемое в каналах) к энергии от энергии частицы, попадающей в сцинтиллятор. Для пропорционального детектора эта зависимость представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс и равную единице. Однако большинство неорганических сцинтилляторов в той или иной степени непропорциональны. Поэтому неизбежно, что градуировка АЦП с помощью сцинтиллятора приведет к ошибке в определении b . Чтобы минимизировать ошибку в случае измере-

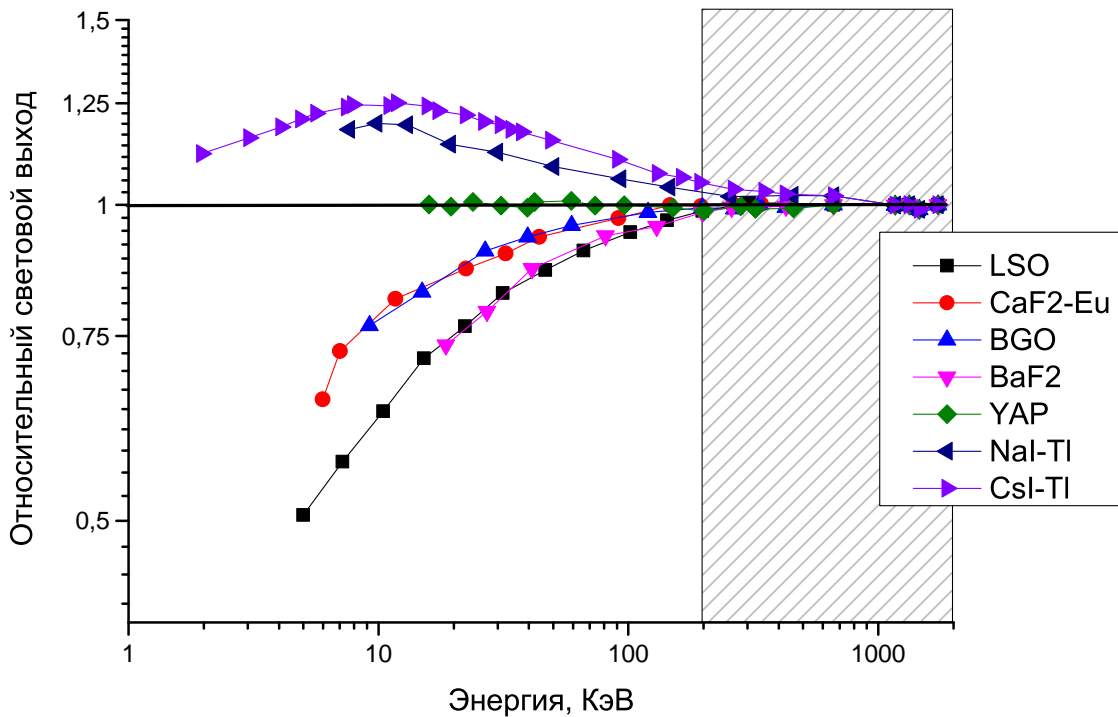


Рис. 3.2. Непропорциональный отклик сцинтилляторов. Прямая, параллельная оси абсцисс, соответствует пропорциональному детектору. Заштрихованная область – это область, пригодная для калибровки, в которой большинство сцинтилляторов имеют пропорциональный отклик

ний энергий до 30 кэВ, для градуировки можно использовать более или менее пропорциональные в этой области сцинтилляторы, например $\text{CaF}_2\text{-Eu}$, BGO. Высокой пропорциональностью обладают также сцинтилляторы на основе оксидов, например YAP-Ce. Большинство сцинтилляторов становятся непропорциональными в области энергий ниже 100 кэВ. Исключением являются сцинтилляторы на основе NaI и CsI. В этих материалах непропорциональный отклик начинается при более высоких энергиях. Градуировка по амплитудным спектрам импульсов, измеренных непропорциональным детектором, не подходит при исследовании непропорционального отклика детектора.

Вторым способом является градуировка с помощью импульсного источника света с высокой однородностью амплитуды импульсов. Это может быть светодиод с генератором импульсов. Изменение амплитуды можно осуществлять с помощью калиброванных ослабителей. Коэффициент ослабления может быть уточнен по спектрам пропускания. В качестве ослабителя могут выступать также фильтры, подобранные так, чтобы ослаблять свет в полосе свечения фотодиода. Коэффициент ослабления также можно рассчитать по спектрам пропускания фильтра. Используя

набор из ослабителей, можно найти значение b для шкалы АЦП. Такое измерение, с одной стороны, учитывает все возможные влияния измерительного тракта, а с другой стороны, совершенно не зависит от сцинтиллятора.

Поскольку предусилители, усилители и аналого-цифровые преобразователи не являются абсолютно линейными устройствами, соотношение между энергией и номером канала, показанное в уравнении (3.1), не является точным. Однако при хорошем оборудовании энергия гамма-излучения может быть измерена с точностью до десятых долей килоэлектронвольт, предполагая линейную зависимость. Общая проблема АЦП, которая может влиять на результаты измерений, заключается в медленном росте дифференциальной нелинейности со временем. Уровень дифференциальной нелинейности обычных АЦП, равный 1 %, является вполне приемлемым для большинства задач.

3.1.2. Определение положения пика (центроиды)

Даже для детекторов с высоким разрешением ширина пиков полного поглощения обычно составляет как минимум несколько каналов. Пики почти симметричны, и в качестве положения пиков выбираются их центроиды, определенные осью симметрии. Пики полного поглощения обычно хорошо описываются функцией Гаусса следующего вида:

$$y(x) = y_0 \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3.2)$$

где $y(x)$ – число отсчетов в канале x ; y_0 – высота пика; x_0 – центроида пика; σ^2 – дисперсия.

Функция Гаусса симметрична относительно точки x_0 , которая является центроидой пика и используется при энергетической градуировке. Параметр y_0 является максимальным значением функции и почти равен максимальному числу отсчетов в канале пика, если фон под ним пренебрежимо мал. Между дисперсией σ^2 и шириной пика на полувысоте (FWHM) функции Гаусса справедливо следующее соотношение:

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma = 2,35482 \times \sigma. \quad (3.3)$$

Площадь под кривой Гаусса определяется выражением:

$$A = \sqrt{2\pi} \cdot \sigma \cdot y_0 = 1,0645 \times \text{FWHM} \times y_0. \quad (3.4)$$

Площадь кривой Гаусса незначительно превышает площадь равнобедренного треугольника с той же высотой и шириной на уровне половины максимума.

Пики полного поглощения не повторяют точно форму кривой Гаусса. Для германиевых детекторов высокого качества трудно увидеть отклонение от формы кривой Гаусса, но для детекторов низкого качества легко обнаружить эти отклонения в виде избыточного числа отсчетов на низкоэнергетической стороне пика (называемой хвостом). При очень высоких загрузках или на плохо отрегулированном оборудовании иногда видны высокоэнергетические хвосты. Верхняя часть пика, составляющая от половины до двух третей высоты, обычно хорошо описывается кривой Гаусса, а центроида, полученная с помощью подгонки функции Гаусса к верхней части пика, достаточно точно определяет его положение.

Человеческий глаз очень хорошо делит пополам симметричные формы. Когда пик может быть выведен на дисплей МКА, оценки положений пиков можно сделать визуально с погрешностью до нескольких десятых долей канала. Перемещаемые маркеры (курсоры), которые имеются у большинства дисплеев МКА, помогают в проведении визуальных определений.

Другим простым способом определения максимума пика полного поглощения является графическое определение пика. На рисунке 3.3 показан спектр ^{137}Cs , полученный с помощью высококачественного сцинтиллятора CsI(Tl) с размерами чувствительного объема $\text{Ø}25 \times 25$ мм. Желательно изображать такие спектры в виде гистограмм с шириной полосы, равной ширине окна, а низкоэнергетическую сторону полосы начинать со значения установленного порогового напряжения. Обычно интервалы между установленными порогами равны ширине окна. Центр пика определяется построением прямых линий вдоль обеих сторон пика через центры полос. Пересечение двух линий и является центром пика.

С развитием программ для обработки графиков построение центроида уже не является столь сложной задачей. Разумеется, существует множество алгоритмов: определение положения пика методом первых моментов, метод пяти каналов, подгонки линеаризованной и параболизированной функцией Гаусса и т. д. Мы не будем рассматривать эти методы, многие из которых уже интересны лишь с исторической точки зрения. Для обработки спектров многие современные программы – бесплатные ROOT, Gnuplot, QtiPlot и платные пакеты OriginPro – предлагают широкий набор средств для построения Гауссовой кривой в области пика полного поглощения. На рисунке 3.3 показаны результаты определения положения максимума пика полного поглощения различными методами. Погрешность определения визуальным и графическим методами составляет порядка 0,06 %.

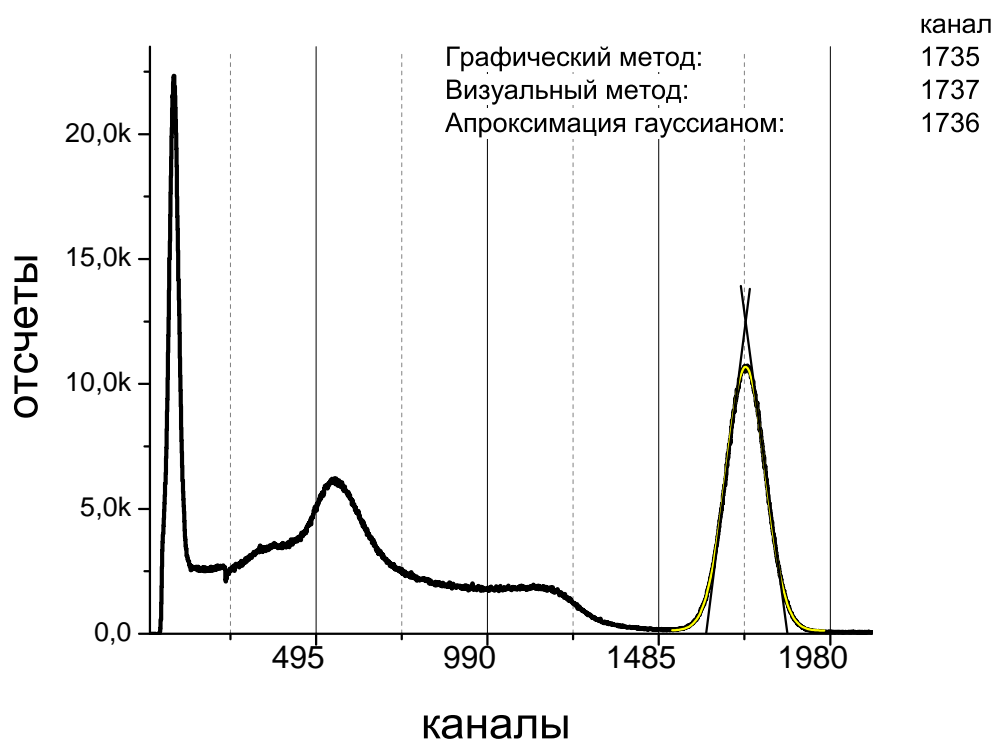


Рис. 3.3. Сравнение методов определения положения пика полного поглощения на спектре ^{137}Cs , измеренного сцинтиллятором CsI-Tl

3.2. Определение активности источника гамма-излучения

В предыдущем разделе были рассмотрены методы определения энергии неизвестного источника гамма-излучения. Однако помимо энергии важным параметром источника ионизирующего излучения является активность источника, которая обычно измеряется в кюри (Ки); $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10}$ распадов/с. Большинство из источников, используемых в ядерных экспериментах, имеют активность порядка нескольких микрокюри (мкКи). В данном параграфе мы покажем способ определения активности источника относительным методом.

3.2.1. Определение относительной активности источника гамма-излучения

При использовании относительного метода предполагается, что была определена энергия неизвестного источника и его тип. В этом примере предполагается, что неизвестный источник является изотопом ^{137}Cs . Для определения активности этого источника надо просто сравнить его активность с активностью стандартного эталонного ^{137}Cs -источника, активность которого известна. Для удобства мы будем называть его стандартом S_1 , а неизвестный источник – U_1 .

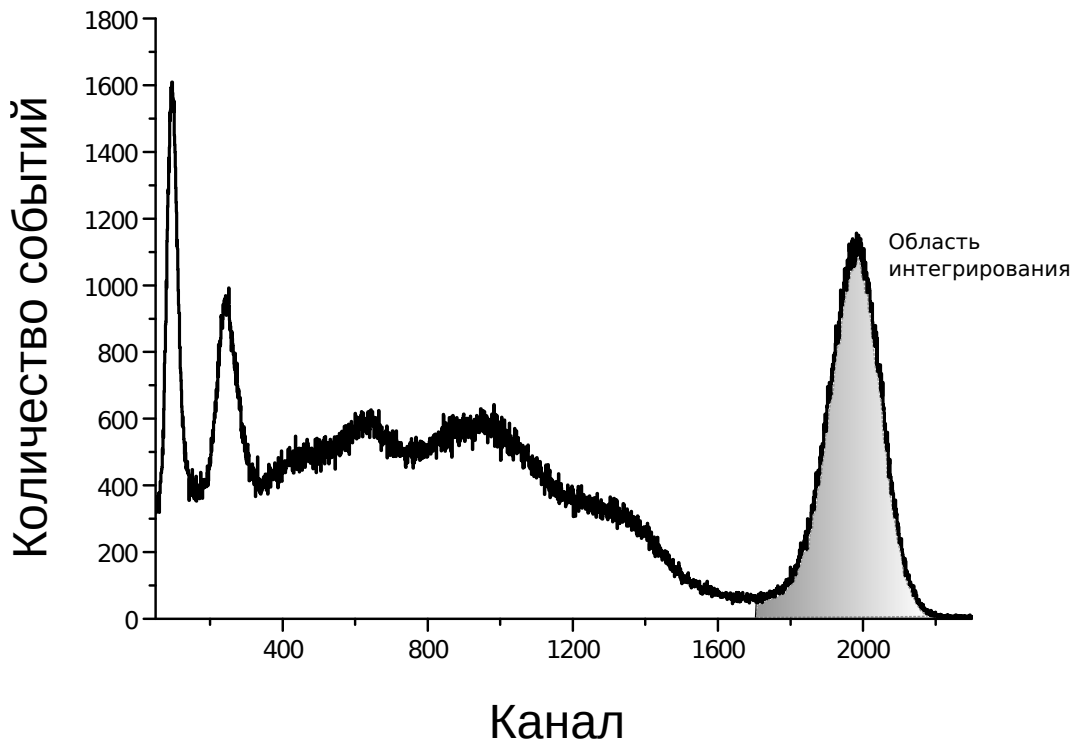


Рис. 3.4. Амплитудный спектр импульсов источника ^{137}Cs с неизвестной активностью. Выделенная область Σ_{U_1}

Для определения активности выполняется следующая процедура. Производим накопление амплитудного спектра импульсов от источника S_1 , который находится на расстоянии 4 см от сцинтиллятора или ближе, если активность источника мала. Примерный спектр показан на рис. 3.4.

Определяем интеграл под пиком полного поглощения. Для простоты можно использовать метод прямоугольника или метод трапеций. Значение этого интеграла равно Σ_{S_1} . В случае определения методом прямоугольников производится суммирование произведений номера канала на число событий в данном канале. Например, в 1700 канале накоплено 61 событие, результирующее произведение – 1700×61 и будет интегралом данного пика.

После измерения заменяем стандартный источник S_1 исследуемым образцом U_1 . Расстояние до сцинтиллятора от источника U_1 и время накопления спектра должно быть таким же, как в случае с измерением S_1 . Вычисляем площадь под пиком полного поглощения (Σ_{U_1}) от источника U_1 .

Далее производится измерение спектра фона за тот же период времени и расчет площади под спектром в области, где находились пики полного поглощения (Σ_B). Активность неизвестного источника можно рассчитать по формуле:

$$A_{U_1} = A_{S_1} \frac{\Sigma_{U_1} - \Sigma_B}{\Sigma_{S_1} - \Sigma_B}, \quad (3.5)$$

где A_{S_1} – активность стандартного источника S_1 . Заметим, что эта формула применима лишь в случае, если энергии стандартного и неизвестного источников равны или отличаются друг от друга не более чем на 10 %. Иначе активность неизвестного образца будет определена с большой ошибкой, связанной с тем, что эффективность сцинтиллятора зависит от поглощенной энергии и размера детектора.

Для измерения относительной активности источника U_1 , энергия которого значительно отличается от энергии стандартного образца S_1 , в формулу (3.5) нужно внести поправку на k_{U_1} и k_{S_1} – коэффициенты поглощения для энергии источников U_1 и S_1 соответственно. На рисунках 3.5, 3.6, 3.7 приведены эти коэффициенты для широко используемых сцинтилляторов различных размеров. Коэффициент поглощения приведен в процентах, в расчетах же удобнее использовать беспроцентный коэффициент (разделить на 100 %). Чем больше размер сцинтиллятора, тем выше эффективность регистрации. Также при измерении различных источников необходимо учитывать поправки, связанные с механизмом распада, который определяется вероятностью распада с испусканием гамма-кванта или коэффициентом ветвления – f . Этот коэффициент показывает, какой процент распадов от общего количества происходит с испусканием гамма-излучения с определенной энергией. Например, для изотопа ^{137}Cs вероятность испускания гамма-излучения с энергией 662 кэВ составляет 85,1 %. Коэффициент f для часто используемых изотопов приведен в табл. 3.1. Для других изотопов эта величина берется из справочников.

Таким образом, преобразованная формула (3.5) имеет следующий вид:

$$A_{U_1} = A_{S_1} \frac{(\Sigma_{U_1} - \Sigma_{B1}) k_{S_1} f_{S_1}}{(\Sigma_{S_1} - \Sigma_B) k_{U_1} f_{U_1}}, \quad (3.6)$$

где Σ_{B1} – суммарный фон в области пика полного поглощения изотопа с неизвестной активностью U_1 , Σ_B – суммарный фон в области пика полного поглощения образца сравнения S_1 , f_{U_1} и f_{S_1} – коэффициенты ветвления для изотопов U_1 и S_1 (см. табл. 3.1) соответственно.

3.2.2. Определение абсолютной активности источника гамма-излучения

Активность также можно определить абсолютным методом без использования источника с известной активностью. Такой метод называется абсолютным.

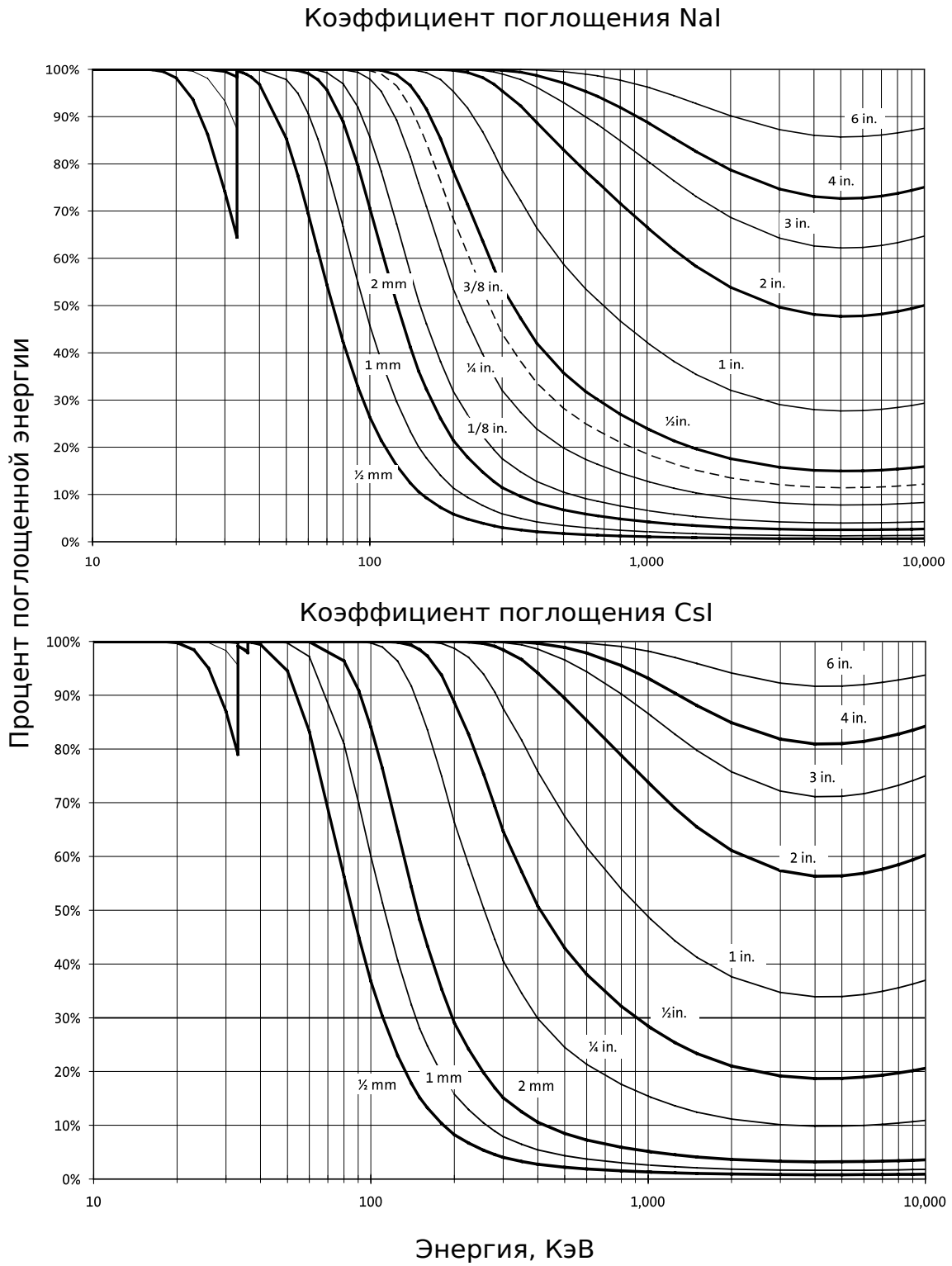


Рис. 3.5. Зависимость коэффициента поглощения от энергии йодидов натрия и цезия

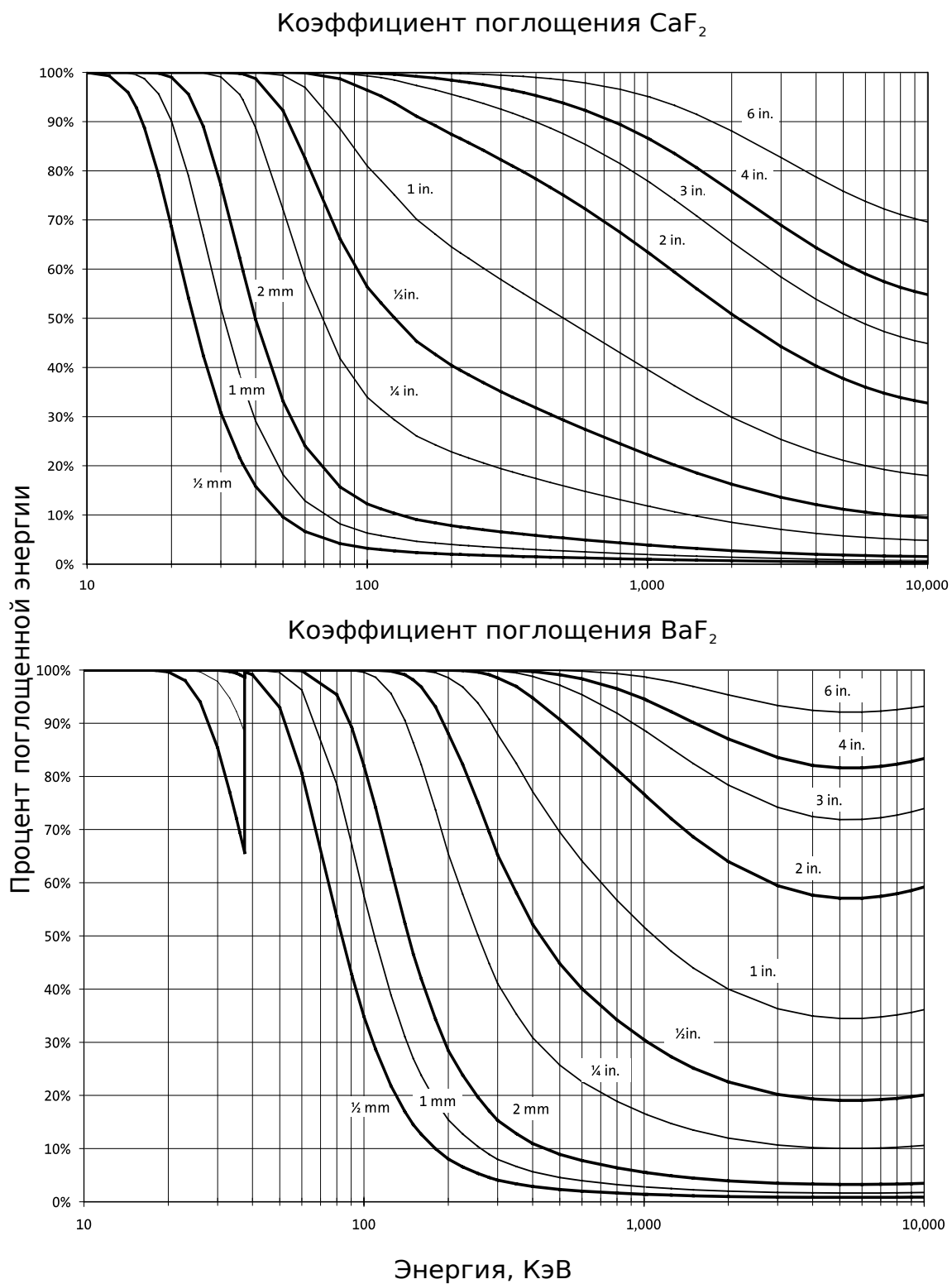


Рис. 3.6. Зависимость коэффициента поглощения от энергии фторидов кальция и бария

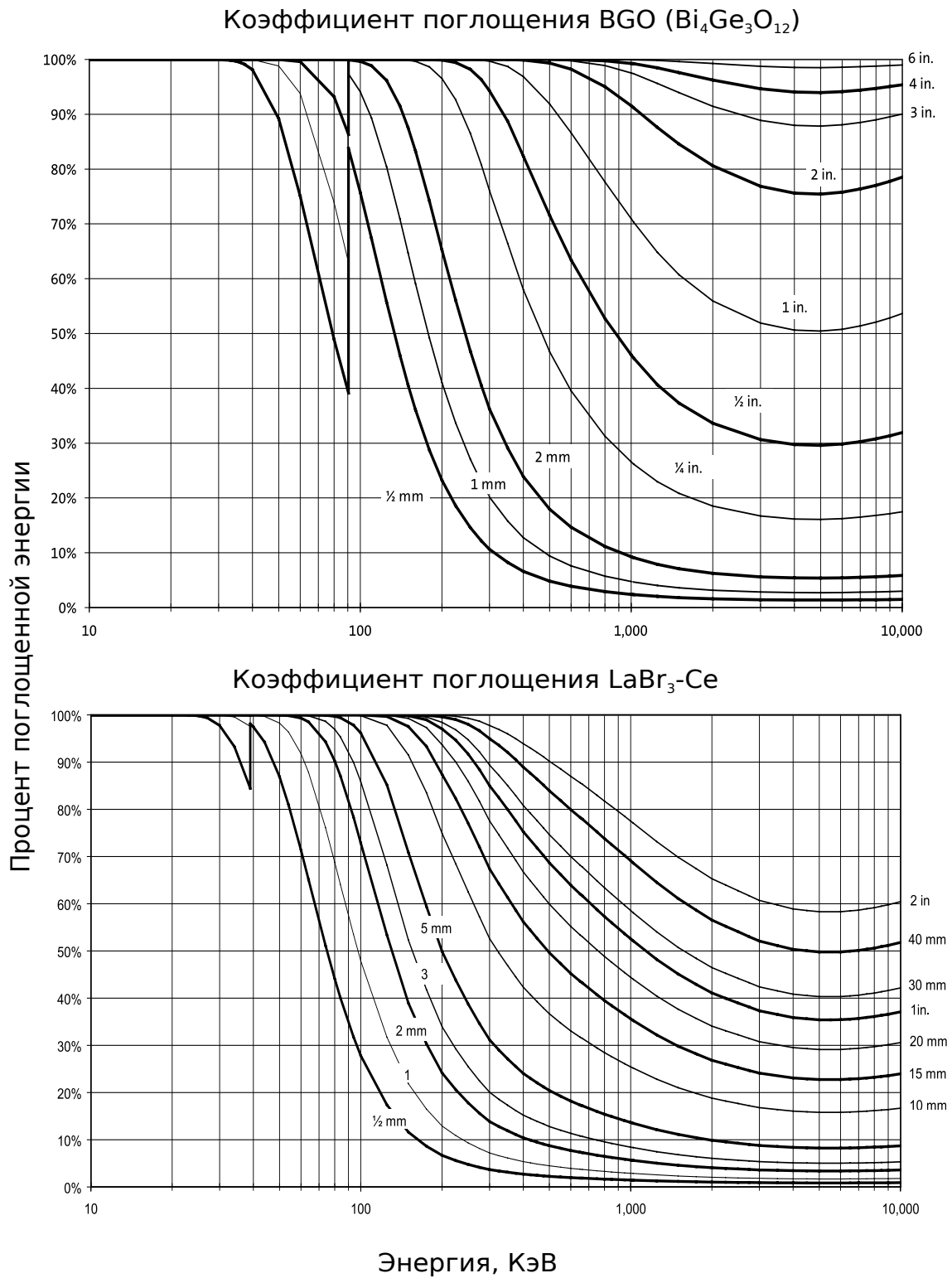


Рис. 3.7. Зависимость коэффициента поглощения от энергии сцинтиллятора $\text{LaBr}_3\text{-Ce}$ и BGO

Таблица 3.1

Коэффициенты ветвления (f) для широко используемых гамма-изотопов

| Изотоп | Энергия, кэВ | f |
|-------------------|-----------------|--------|
| ^{241}Am | 59,5 | 0,359 |
| ^{133}Ba | 81 | 0,341 |
| | 302 | 0,183 |
| | 356 | 0,63 |
| | 383 | 0,089 |
| ^{137}Cs | 662 | 0,851 |
| ^{60}Co | 1173 | 0,9986 |
| | 1333 | 0,9986 |
| ^{22}Na | 511 | 1,78 |
| | 1275 | 0,9994 |
| ^{40}K | 1461 | 0,11 |

Поместим определяемый источник U_1 на расстоянии s от сцинтиллятора, желательно, чтобы оно было не менее 10 см. Измерим амплитудный спектр импульсов неизвестного источника, так чтобы в максимуме пика полного поглощения было накоплено не менее 10 000 событий, живое время накопления обозначим t_L . Определим площадь под фотопиком, обозначим ее как Σ_{U_1} . Далее за такое же живое время произведем накопление фона и подсчитаем площадь под спектром фона в области пика полного поглощения U_1 . Активность источника U_1 в этом случае можно определить по следующей формуле:

$$A_{U_1} = A_{S_1} \frac{(\Sigma_{U_1} - \Sigma_B)}{t_L} \frac{1}{k_{U_1} f_{U_1} G}, \quad (3.7)$$

где t_L – живое время, c , k – коэффициент поглощения сцинтиллятора в области энергии источника U_1 (рис. 3.5, 3.6, 3.7), f – коэффициент

ветвления или вероятность того, что при распаде испускается гамма-квант (см. табл. 3.1), G – телесный угол, под которым детектор облучается источником. Его можно выразить следующим образом:

$$G = \frac{A}{4\pi s^2}, \quad (3.8)$$

где A – площадь облучаемой части детектора, $см^2$, в случае цилиндрического сцинтиллятора $A = \pi D^2/4$, здесь D – диаметр сцинтиллятора, а s – расстояние от источника до детектора. Отметим, что в формуле (3.7) активность будет измеряться в единицах «количество распадов в секунду».

3.3. Энергетическое разрешение сцинтиллятора

Мы уже познакомились с понятием энергетического разрешения сцинтиллятора. Оно определяется по пику полного поглощения как отношение ширины пика на полувысоте (FWHM) к амплитуде максимума. Этот параметр является важным для практического применения сцинтиллятора. Чем меньше абсолютное значение этой величины, тем выше разрешающая способность детектора, т. е. тем точнее мы сможем измерить энергию частиц. Особенно важно это в случае, когда регистрируются частицы с различными, но близкими энергиями.

На рисунке 3.8 приведено сравнение спектров от источника ^{226}Ra , измеренных различными сцинтилляционными детекторами. Наилучшее разрешение дает отнюдь не сцинтилляционный, а полупроводниковый германиевый детектор, который находится при температуре 90 К. Тем не менее современные сцинтилляторы – $\text{SrI}_2\text{-Eu}$ и $\text{LaBr}_3\text{-Ce}$ приближаются по этому показателю к германиевому детектору, даже один из первых сцинтилляторов – NaI-Tl – показывает неплохой результат. Ведь на спектре хорошо различимы все пики, а значит, можно вполне достоверно определить энергии гамма-квантов, попадающих в сцинтиллятор.

Как было показано в первой части учебного пособия, энергетическое разрешение сцинтиллятора определяется несколькими факторами:

$$R^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 = R_{np}^2 + R_{inh}^2 + R_p^2 + R_M^2, \quad (3.9)$$

R_{np} – вклад непропорционального отклика сцинтиллятора, R_{inh} – фактор, связанный с неомогенностью в кристалле, которая приводит к флуктуациям светового выхода кристалла в различных его областях, R_p – параметр, связанный с эффективностью переноса, R_M – разрешающая способность ФЭУ, которая определяется из пуассоновского распределения числа детектируемых фотонов N_{dph} , равного числу фотоэлектронов, вылетающих с фотокатода. Предельное энергетическое разрешение сцинтиллятора как

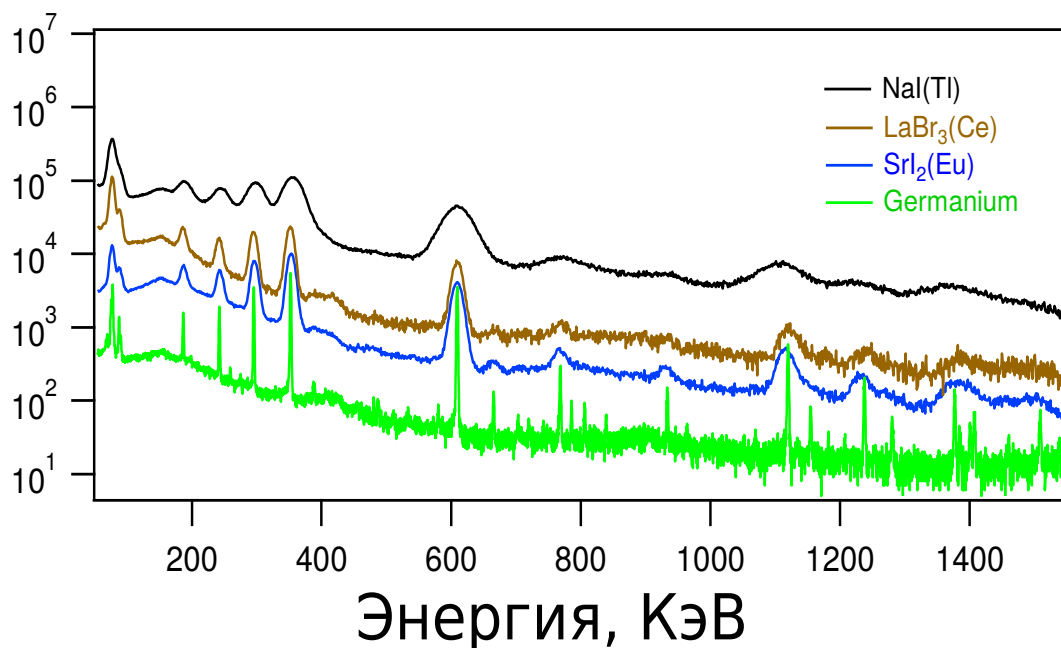


Рис. 3.8. Амплитудные спектры импульсов изотопа ^{226}Ra , измеренные различными сцинтилляторами и германиевым детектором

раз и будет определяться этой величиной:

$$R_M = 2,35 \sqrt{\frac{1 + v(M)}{N_{dph}}}, \quad (3.10)$$

где $v(M)$ – флуктуация коэффициента усиления ФЭУ.

Чем больше световой выход сцинтиллятора, тем выше его разрешающая способность. Отметим, что, помимо светового выхода, на эту величину влияет материал, из которого изготовлен фотокатод. В случае если световой выход сцинтиллятора близок к выходу NaI–Tl, величина R_M составляет около 3 %, для LaBr₃–Ce – порядка 2,1 %.

Если у кристалла низкий световой выход, то энергетическое разрешение полностью определяется параметром R_M , т. е. вкладом пуассоновской статистики для фотоэлектронов. Для таких материалов величина R_M варьируется от 5 до 8 %. Другие факторы, связанные непосредственно со сцинтиллятором, дают гораздо меньший вклад в уширение пика полного поглощения.

Если в качестве фотодетектора используется не ФЭУ, а фотодиод, то R_M имеет смысл не флуктуации, связанной с ФЭУ и вторичной электронной эмиссией, а с шумами – фактором избыточного шума. В случае измерений с лавинным фотодиодом фактор R_M будет иметь следующий вид:

$$R_M^2 = \frac{2,355^2 \cdot F \cdot \epsilon + \Delta^2}{E}, \quad (3.11)$$

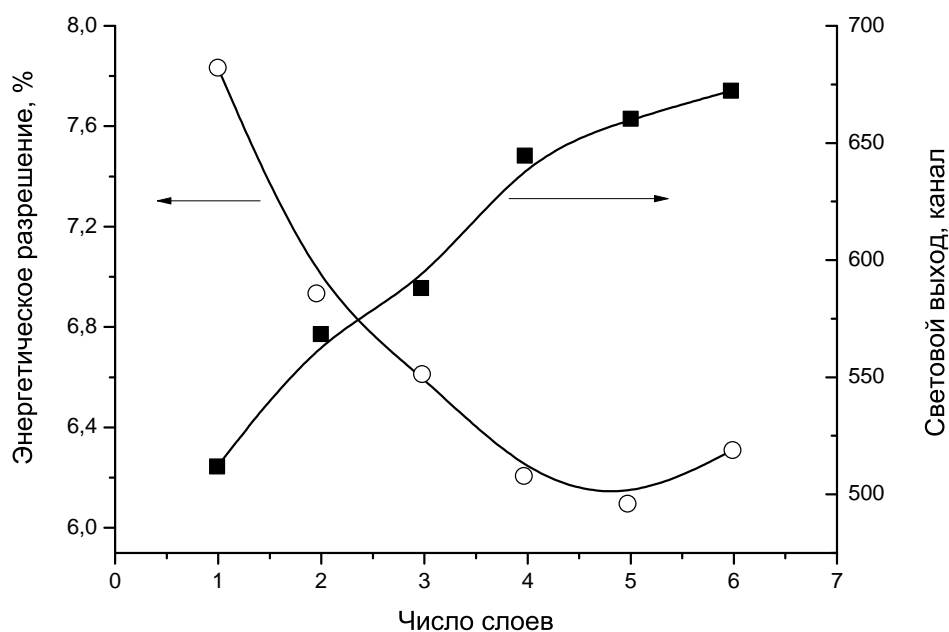


Рис. 3.9. Зависимость энергетического разрешения и светового выхода сцинтиллятора CsI-Tl от количества слоев тефлона, в который обернут детектор

где F – фактор избыточного шума, для новых лавинных диодов он не превышает 1,5–2, ϵ – энергия образования электрон-дырочной пары в полупроводнике, для кремниевого лавинного фотодиода она равна 3,67 эВ, Δ – вклад темнового шума детектора, которым можно пренебречь по сравнению с первым компонентом. Таким образом, как и в случае с ФЭУ, энергетическое разрешение обратно пропорционально квадратному корню из энергии частицы, зарегистрированной сцинтиллятором, амплитуде импульса или световому выходу сцинтиллятора. Качественно для фотодиода наблюдается такая же зависимость разрешающей способности детектора от светового выхода сцинтиллятора.

Для сцинтилляторов с высоким световым выходом, таких как SrI_2 , энергетическое разрешение достигло своей предельной величины, связанной со статистическими флуктуациями в детекторе. В таких материалах большую роль начинает играть качество подготовки поверхности, качество светоотражающего покрытия сцинтиллятора. Обычно влияние качества светосбора на энергетическое разрешение составляет не более 1–2 %. На рисунке 3.9 приведена зависимость светового выхода и энергетического разрешения детектора от количества светоотражающих слоев тефлона. Видно, что при использовании светоотражающих материалов, которыми покрывается детектор, световой выход растет, и, соответственно, увеличивается разрешающая способность детектора.

Собственное разрешение детектора можно определить с помощью светодиода, с которого подается импульсный сигнал на фотоприемник. В случае высокой однородности амплитуды и длительности импульса разрешение пика, наблюдаемого в амплитудном спектре импульсов, и будет являться собственным разрешением фотоприемника.

3.4. Измерение светового выхода сцинтиллятора

В этом разделе мы рассмотрим методы определения светового выхода сцинтиллятора – одной из его важнейших характеристик.

3.4.1. Измерение относительного светового выхода

Измерение светового выхода требует наличия откалиброванного стандартного сцинтиллятора (стандартный образец). В этом случае световой выход изучаемого образца определяется сравнением положения максимума пика полного поглощения с положением максимума пика полного поглощения стандартного образца. В качестве источника ионизирующего излучения чаще всего используют изотоп ^{137}Cs с энергией 662 кэВ. Для пластиковых детекторов или сцинтилляторов малого размера, в которых пик полного поглощения от ^{137}Cs не наблюдается, используются источники с меньшей энергией. Например, ^{241}Am с энергией 59,5 кэВ. В случае если найти такой источник невозможно, то производится сравнение положений комптоновского края (или комптоновского пика) у стандартного образца и измеряемого сцинтиллятора.

Сначала измеряется амплитудный спектр импульсов стандартного образца (S_1). Источник гамма-излучения помещается на расстоянии нескольких сантиметров от сцинтиллятора. Интегральная скорость счета импульсов при наборе спектра должна быть не более $3 \cdot 10^3$ имп/с. Если скорость счета слишком большая, то необходимо увеличить расстояние между источником и детектором или использовать диафрагмы из материала, который эффективно ослабляет излучение от источника. Чаще всего для этих целей применяется свинец.

Набор спектра осуществляется до тех пор, пока в максимуме пика полного поглощения не наберется не менее 3000 импульсов. В случае если световой выход определяется по положению комптоновского края, то часто сравнивают амплитуды на полувисоте спада комптоновского края (рис. 3.10), где также накапливается не менее 3000 импульсов. При меньших значениях точность определения светового выхода падает. Положение максимума пика полного поглощения (центроида) определяется методами, описанными выше. Положение пика полного поглощения или комптоновского края стандартного образца (в каналах) обозначим как L_{S1} .

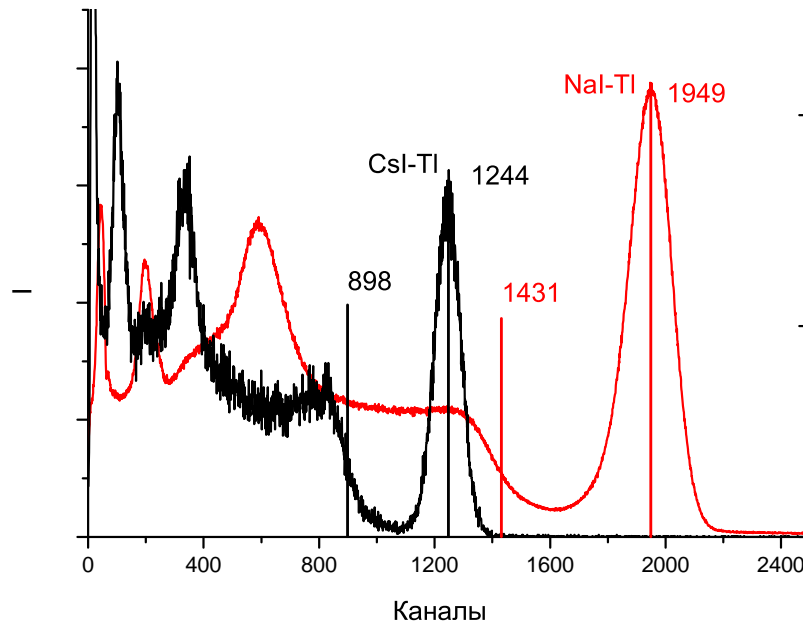


Рис. 3.10. Амплитудные спектры импульсов изотопа ^{137}Cs , измеренные с помощью сцинтилляторов NaI–Tl и CsI–Tl. Вертикальные линии показывают положение пиков полного поглощения и амплитуду комптоновского края (берется амплитуда на полувысоте комптоновского края)

После накопления достаточного числа событий стандартный образец заменяется измеряемым сцинтиллятором с неизвестным световым выходом (U_1). По описанной выше методике производится накопление амплитудного спектра импульсов. Положение пика полного поглощения или комптоновского края измеряемого сцинтиллятора (в каналах) обозначим как L_{U_1} .

Если спектр свечения сцинтилляторов расположен в одной или близких областях спектра, световой выход можно рассчитать по следующей формуле:

$$I_{U_1} = I_{S_1} \frac{L_{U_1}}{L_{S_1}}, \quad (3.12)$$

где I_{S_1} – световой выход стандартного образца.

Если свечение сцинтилляторов находится в разных областях спектра, тогда необходимо делать поправку на спектральную чувствительность фотокатода в данных спектральных областях. Спектральная чувствительность фотокатода является параметром, определяемым производителем ФЭУ. Тем не менее даже для ФЭУ одной марки спектральная чувствительность может отличаться.

С учетом поправок формула (3.12) принимает следующий вид:

$$I_{U_1} = I_{S_1} \frac{(L_{U_1}) Q E_{S_1}}{(L_{S_1}) Q E_{U_1}}, \quad (3.13)$$

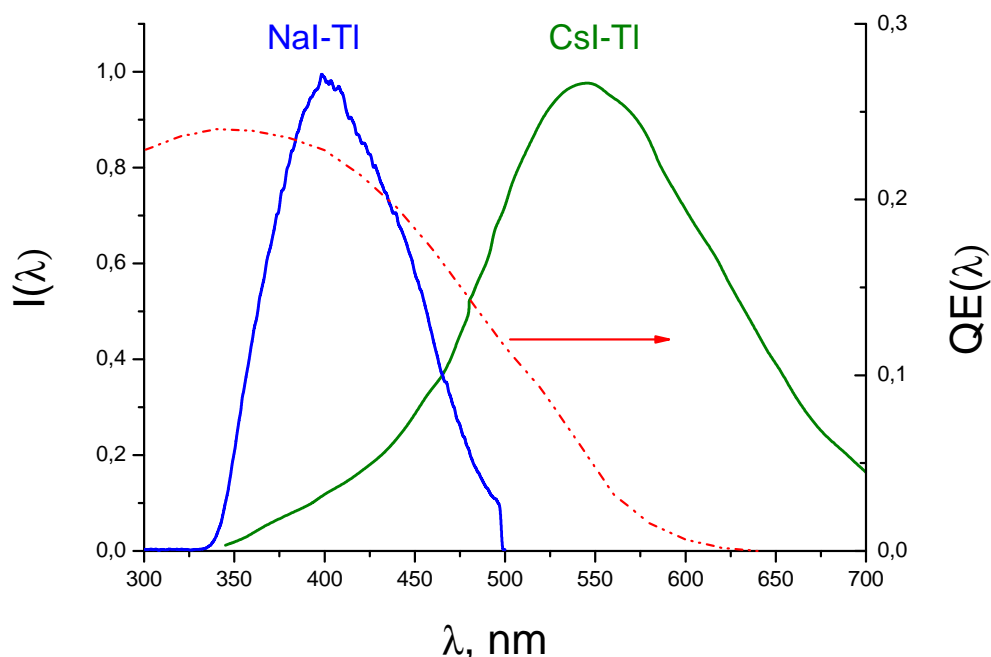


Рис. 3.11. Спектры рентгенолюминесценции кристаллов NaI–Tl и CsI–Tl и квантовая эффективность мультищелочного фотокатода S20 ФЭУ Enterprises 9814QSB

здесь QE_{S_1} и QE_{U_1} – интегральная квантовая эффективность фотокатода в области, где лежит люминесценция стандартного образца S_1 и измеряемого сцинтиллятора U_1 .

Определим по описанной выше методике световой выход кристалла CsI–Tl размером 25x25 см. В качестве стандартного образца будем использовать сцинтиллятор NaI–Tl, световой выход которого известен и составляет 39 000 фотонов/МэВ. Амплитудный спектр импульсов сцинтилляторов NaI–Tl и CsI–Tl приведены на рис. 3.10. Измерение проводится с помощью ФЭУ Enterprises 9814QSB с мультищелочным фотокатодом. Спектральная чувствительность и спектры люминесценции NaI–Tl и CsI–Tl приведены на рисунке 3.11. Видно, что в области 540 нм, в которой находится свечение CsI–Tl, квантовая эффективность фотокатода существенно меньше, чем в области 415 нм, в которой находится свечение NaI–Tl. Поэтому при определении светового выхода необходимо сделать поправку на интегральную световую чувствительность ФЭУ, которая рассчитывается по формуле:

$$QE_{Int} = \frac{\int QE(\lambda)I(\lambda)d\lambda}{\int I(\lambda)d\lambda}. \tag{3.14}$$

В этом выражении $QE(\lambda)$ – зависимость квантовой эффективности фотокатода от длины волны, $I(\lambda)$ – спектр люминесценции сцинтиллятора.

Интегральная квантовая эффективность сцинтиллятора NaI–Tl в этом случае равна $QE_{S_1} = 0,21$, а квантовая эффективность CsI–Tl составила

$QE_{U1} = 0,1$. Рассчитаем световой выход по формуле (3.12). Максимум пика полного поглощения NaI–Tl находится в 1949 канале, а максимум CsI–Tl – в 1244 канале, тогда световой выход будет равен:

$$I_{CsI-Tl} = 39\,000 \times \frac{1244}{1949} \text{ фотонов/МэВ} = 24\,900 \text{ фотонов/МэВ}. \quad (3.15)$$

Также можно оценить световой выход по положению комптоновского края, в этом случае:

$$I_{CsI-Tl} = 39\,000 \times \frac{898}{1431} \text{ фотонов/МэВ} = 24\,500 \text{ фотонов/МэВ}. \quad (3.16)$$

Получились близкие значения, что свидетельствует о достаточной надежности определения светового выхода по комптоновскому краю.

Так как чувствительность ФЭУ существенно падает в спектральной области, где наблюдается свечение CsI–Tl, то оценки светового выхода (3.15), (3.16) существенно занижены. В таких случаях делается коррекция на спектральную чувствительность ФЭУ и применяется выражение (3.13):

$$I_{U1} = 39\,000 \times \frac{1244 \times 0,21}{1949 \times 0,1} = 52\,300 \text{ фотонов/МэВ}, \quad (3.17)$$

таким образом, если не использовать спектральную коррекцию, то световой выход CsI–Tl будет занижен в 2 раза. Однако в практических применениях, чтобы избежать больших погрешностей в определении светового выхода, лучше подбирать фотокатод так, чтобы не было большой разницы в интегральной квантовой эффективности сцинтилляторов.

3.4.2. Измерение абсолютного светового выхода

Метод сравнения с одноэлектронным пиком

Световой выход сцинтиллятора можно определить и без стандартного образца. Существует несколько методик определения абсолютного светового выхода сцинтиллятора. Во всех методах определяется число фотоэлектронов, испущенных сцинтиллятором, т. е. определяется фотоэлектронный выход сцинтиллятора (фотоэлектрон/МэВ). Далее по известной квантовой эффективности детектора определяется выход в фотонах/МэВ.

Рассмотрим первый метод – метод сравнения с одноэлектронным пиком, или метод Бертолачини. В этом методе фотоэлектронный выход сцинтиллятора определяется сравнением положений максимума пика полного поглощения и одноэлектронного пика ФЭУ. Для измерения абсолютного светового выхода используется следующая методика.

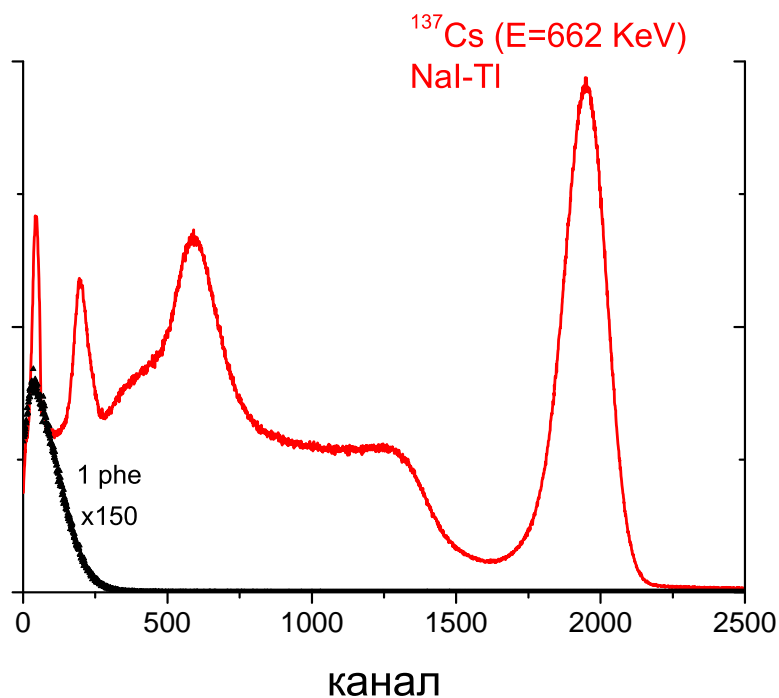


Рис. 3.12. Измерение абсолютного светового выхода сцинтиллятора NaI–Tl методом сравнения с одноэлектронным пиком. Амплитуда одноэлектронного пика (слева) увеличена на графике в 150 раз

Сначала производится накопление одноэлектронного пика. Для этого с ФЭУ убирается сцинтиллятор, ФЭУ затемняется и освещается лишь хорошо коллимированным источником света. Как было показано в первой главе, в таком режиме интенсивность света, падающего на фотоумножитель, становится достаточно низкой, фотокатод находится в таком состоянии, когда он может испустить не более двух фотоэлектронов в пределах ширины импульса ФЭУ. Такая интенсивность освещения фотокатода называется одноэлектронной областью. Положение максимума одноэлектронного пика соответствует амплитуде одноэлектронного импульса, т. е. амплитуде, когда с фотокатода ФЭУ испускается только один фотоэлектрон (L_{se}). Накопленный спектр имеет достаточно малую амплитуду, поэтому для его регистрации нужно использовать АЦП с большой разрядностью. Другой способ заключается в использовании линейного спектрометрического усилителя. Накопленный спектр одноэлектронных импульсов представлен на рис. 3.12. В приведенном случае коэффициент усиления спектрометрического усилителя составлял 1500.

Далее на ФЭУ помещается сцинтиллятор, на расстоянии нескольких сантиметров от него устанавливается источник гамма-излучения. Чаще всего для определения светового выхода используют изотоп ^{137}Cs с энергией $E = 662$ кэВ. Регистрируется его амплитудный спектр импульсов и определяется амплитуда пика полного поглощения (L_{sc}). Эта амплитуда

соответствует количеству фотоэлектронов, выбиваемых с фотокатода вспышкой света, связанной с полным поглощением энергии 662 кэВ в сцинтилляторе. Фотоэлектронный выход сцинтиллятора в этом случае определяется следующим образом:

$$Y_{phe}(\text{фотоэлектронов/МэВ}) = \frac{L_{sc}}{L_{phe}} \frac{1}{E}, \quad (3.18)$$

где E – энергия гамма-квантов от источника, МэВ. В случае, если измерения одноэлектронного спектра импульсов и амплитудного спектра сцинтиллятора производится при различных коэффициентах усиления, необходимо сделать на них поправку.

Для NaI–Tl фотоэлектронный выход в нашем случае составляет 8500 фотоэлектронов/МэВ. Так как амплитуды пика полного поглощения и одноэлектронного пика отличаются на несколько порядков, при измерении абсолютного светового выхода необходимо тщательно следить за линейностью усилителя и АЦП.

Чтобы рассчитать абсолютный световой выход в фотонах/МэВ из фотоэлектронного выхода, необходимо сделать корректировку на пропускание оптической смазки, которая находится между сцинтиллятором и ФЭУ, потери на отражение и квантовую эффективность фотокатода, используемого ФЭУ. Для расчета абсолютного квантового выхода используется следующее выражение:

$$Y_{ph} = Y_{phe} \frac{1 - R_{eff}}{0.98 \cdot QE_{eff}}. \quad (3.19)$$

В этом выражении QE_{eff} – интегральная квантовая эффективность фотокатода, рассчитываемая по формуле (3.14). R_{eff} – эффективный коэффициент отражения фотокатода.

Световой выход сцинтиллятора необходимо скорректировать на коэффициент отражения фотокатода. Дело в том, что при измерении квантовой эффективности не весь свет регистрируется фотокатодом, часть света от калибровочного источника света, попадая на фотокатод, отражается от него и не регистрируется в измерениях квантовой эффективности. Когда на ФЭУ помещается сцинтиллятор, который покрыт специальным светоотражающим покрытием – уплотненным оксидом магния или тефлоновой лентой (PTFE), отраженный от фотокатода свет от светоотражающего покрытия сцинтиллятора снова попадает на фотокатод. Таким образом, не происходит потерь, связанных с отражением. Следовательно, квантовая эффективность в спектральной области, где светит сцинтиллятор, повышается. Коэффициент отражения зависит от длины волны. В УФ-области свет практически не отражается от фотокатода, тогда как в зеленой и красной области спектра

он может достигать 20 %. Эффективный коэффициент фотокатода можно оценить по спектру отражения.

Для определения светового выхода этим методом подойдет не каждый ФЭУ. Так как не в каждом ФЭУ в спектре одноэлектронных импульсов будет наблюдаться пик и долина (см. рис. 1.14). Также на точность определения сильное влияние оказывает линейность усилителя в широком интервале коэффициентов усиления и линейность платы АЦП. Еще одним источником ошибок может служить неточное определение квантовой эффективности ФЭУ производителем, завышение светового выхода при высоких коэффициентах усиления ФЭУ (при больших напряжениях). Было обнаружено, что при измерении светового выхода с помощью ФЭУ от Hamamatsu его значения систематически завышаются по сравнению с измерениями этих же кристаллов ФЭУ от других производителей.

Статистический метод

Корректность оценок светового выхода можно определить другим методом, связанным со статистическим распределением числа фотоэлектронов. В этом методе фотоэлектронный выход измеряется прямым сравнением энергетического разрешения одноэлектронного пика и разрешения пика, полученного освещением ФЭУ импульсами постоянной длины от светодиода (LED).

Для измерения подключим монохроматический светодиод к генератору импульсов. Требуется, чтобы импульсы были одинаковой длительности и амплитуды. Пульсирующий светодиод помещается над затемненным ФЭУ, и регистрируется его амплитудный спектр импульсов. Амплитуда сигнала с генератора на светодиод подбирается таким образом, чтобы положение пика в амплитудном распределении совпадало с положением пика полного поглощения от сцинтиллятора, у которого необходимо определить фотоэлектронный выход (рис. 3.13).

Чтобы определить фотоэлектронный выход из энергетического разрешения пика, необходимо использовать выражение для статистического вклада ФЭУ в энергетическое разрешение пика полного поглощения (см. формулу (3.10)):

$$R_M = 2,355 \times \frac{1}{N^{1/2}} \times ENF^{1/2}. \quad (3.20)$$

Таким образом, определив с помощью светодиода R_M , можно оценить количество фотоэлектронов, соответствующее амплитуде импульсов от светодиода и, следовательно, измеряемого сцинтиллятора N . В этом выражении ENF означает фактор избыточного шума (*excess noise factor*). Так как положение пика в амплитудном спектре светодиода соответствует

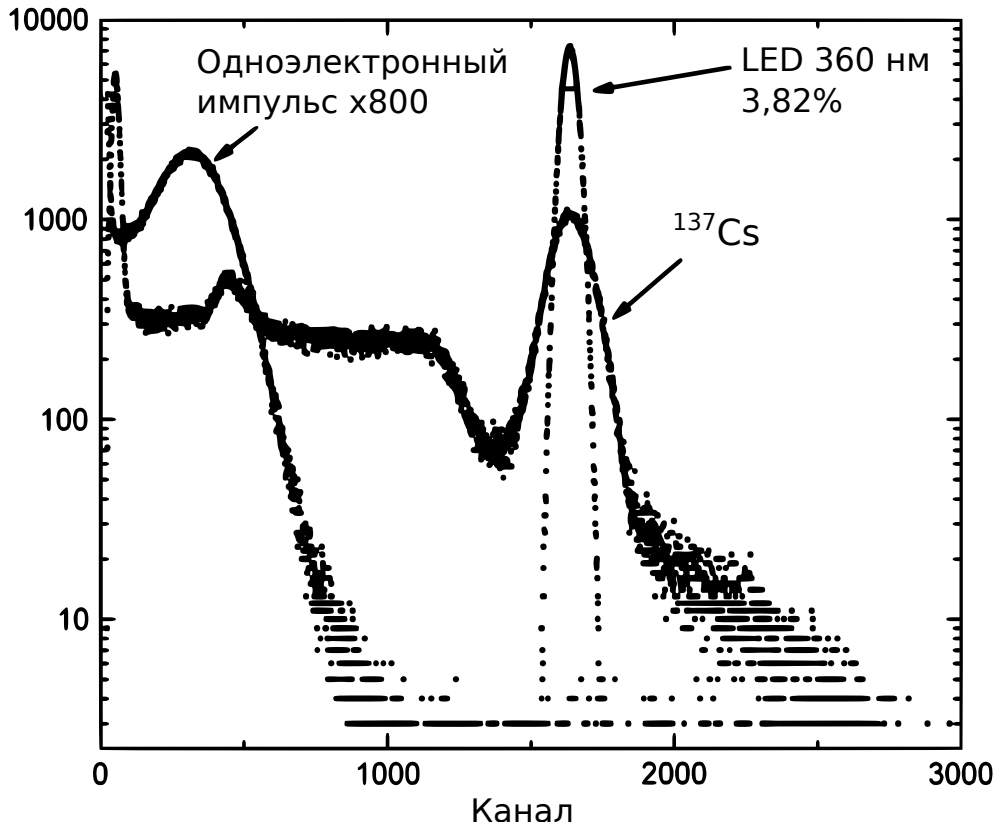


Рис. 3.13. Спектры, измеренные с помощью ФЭУ Photonis XR2020Q: одноэлектронный пик, пик полного поглощения от ^{137}Cs , измеренный сцинтиллятором LSO, и спектр светодиода с $\lambda = 360$ нм

пику полного поглощения от сцинтиллятора, возбуждаемого источником с известной энергией E , то отношение N/E дает фотоэлектронный выход для исследуемого сцинтиллятора.

Фактор избыточного шума рассчитывается из разрешения одноэлектронного пика δ_{spe} . Чтобы определить энергетическое разрешение, одноэлектронный пик аппроксимируют функцией Гаусса. Тогда δ_{spe} запишется следующим образом:

$$\delta_{spe} = 2,355 \times (ENF - 1)^{1/2}. \quad (3.21)$$

Фотоэлектронный выход в единицах фотоэлектрон/МэВ будет равен:

$$Y_{phe} = \frac{\left(\frac{\delta_{spe}}{R_M}\right)^2 + \left(\frac{2,355}{R_M}\right)^2}{E}, \quad (3.22)$$

где E – энергия источника гамма-излучения, в нашем случае $E = 662$ кэВ. Фотоэлектронный выход кристалла LSO, оцененный этим методом, составляет 6300 фотоэлектронов/МэВ, что сопоставимо с оценкой, полученной методом сравнения с одноэлектронным пиком – 6150 фотоэлектронов/МэВ. Преимуществом этого метода является то, что не производится прямого

деления на порядки отличающихся величин, как это происходит в методе сравнения с фотоэлектронным пиком, где большая амплитуда пика полного поглощения делится на маленькую амплитуду одноэлектронного пика.

Измерение абсолютного светового выхода с помощью фотодиода

В предыдущих двух методах определения абсолютного светового выхода в качестве фотоприемника использовался ФЭУ. Основным недостатком этих методов является обязательное наличие максимума в одноэлектронном распределении ФЭУ. Без этого невозможно рассчитать число фотоэлектронов с фотокатода при поглощении вспышки света от сцинтиллятора.

Уже в начале 90-х гг. появились фотодиоды, способные при сопряжении со сцинтиллятором давать импульсы достаточной для усиления и последующей регистрации амплитуды. Преимущества фотодиода перед ФЭУ при определении абсолютного светового выхода заключаются в том, что с помощью фотодиода можно прямым методом измерить, сколько электрон-дырочных пар образуется в фотодиоде при поглощении единицы энергии. Рассмотрим эту методику подробнее.

Чтобы измерить абсолютный световой выход с помощью лавинного фотодиода, необходимо знать следующие величины: 1) эффективность регистрации света от сцинтиллятора фотодиодом; 2) интегральную квантовую эффективность фотодиода для измеряемого сцинтиллятора; 3) абсолютное число электрон-дырочных пар, создаваемых в фотодиоде при поглощении единицы энергии.

В этом методе производится сравнение номера канала, в котором находится сцинтилляционный пик полного поглощения от источника с энергией E (часто для калибровки используется изотоп ^{137}Cs с энергией 662 кэВ), с номером канала, соответствующим сигналу от монохроматического рентгеновского излучения, часто для этих целей используется источник ^{241}Am , который испускает фотоны с энергией 17,8 кэВ.

Для каждого фотодиода известна энергия, необходимая для образования одной электрон-дырочной пары. Например, в широко используемых лавинных кремниевых фотодиодах эта энергия равна 3,67 эВ. Таким образом, поглощенная лавинным фотодиодом энергия 17,8 кэВ создаст в нем 4850 электрон-дырочных пар.

Итак, процедура измерения заключается в следующем. Сначала измеряем амплитудный спектр импульсов рентгеновского излучения от источника ^{241}Am с энергией 17,8 кэВ. Источник излучения при этом помещается непосредственно над фотодиодом. Положение этого пика (L_{apd}) соответствует образованию в фотодиоде 4850 электрон-дырочных пар.

Далее убираем источник ^{241}Am и устанавливаем на фотодиод измеряемый сцинтиллятор и калибровочный источник ^{137}Cs над ним. Регистрируем амплитудный спектр импульсов, определяем канал, в котором находится максимум пика полного поглощения L_{U1} . Тогда выход сцинтиллятора в единицах «количество электрон-дырочных пар на 1 МэВ поглощенной энергии» составляет:

$$Y_{eh} = \frac{4850 \times L_{U1}}{E \times L_{apd}}, \quad (3.23)$$

где E – энергия калибровочного источника для сцинтиллятора, в данном случае $E = 662$ кэВ – источник ^{137}Cs .

Абсолютный световой выход в единицах фотон/МэВ рассчитывается следующим образом:

$$Y_{ph} = \frac{Y_{eh}}{QE_d}, \quad (3.24)$$

здесь QE_d – интегральная квантовая эффективность фотодиода, которая рассчитывается по формуле (3.14). К преимуществам данного метода стоит отнести то, что прямым методом регистрируется количество электрон-дырочных пар, которое образуется в детекторе. Также у фотодиодов квантовая эффективность выше в зеленой и красной областях спектра, что позволяет использовать их для более точного определения светового выхода сцинтилляторов, люминесцирующих в этой спектральной области. К сожалению, большинство лавинных фотодиодов не чувствительны к УФ-излучению, что не позволяет с их помощью измерять световой выход УФ-сцинтилляторов.

Практические задания

1. Отградуируйте МКА, как показано в первом разделе третьей главы. Измерьте спектры изотопов ^{226}Ra , ^{133}Ba , ^{40}K , ^{241}Am с помощью сцинтилляторов ВГО, NaI–Tl, CsI–Tl, BaF₂. Постройте зависимость светового выхода в каналах от энергии. В каких областях для данных сцинтилляторов будет наблюдаться отклонение от линейности. В каких материалах отклонение больше и почему?
2. Отградуируйте шкалу АЦП низкофоновой установки по энергии известного источника – изотопа ^{137}Cs . В течение 4–5 часов накопите спектр фона. Поместите исследуемые образцы – кафельной плитки, песка, глины, кураги и бобов в спектрометр. Накапливайте спектр такое же время, за которое накопился спектр фонового излучения. На сколько число регистрируемых событий от этих объектов превышает

фоновые значения? Вычтите фон и по спектрам определите, какие радиоактивные изотопы содержатся в исследуемых образцах?

3. Имеется радиоактивный источник ^{241}Am с известной активностью. Абсолютным и относительным методом измерьте активность другого источника ^{241}Am , источника ^{137}Cs . Переведите результаты в мкКи. Оцените величину ошибки измерений, с чем она связана? Как изменятся результаты, если вы увеличите или уменьшите расстояние от источника до детектора?
4. Измерьте амплитудные спектры источника ^{137}Cs для различных сцинтилляторов – NaI-Tl , BaF_2 , стильбен, BGO , CsI-Tl , $\text{CaF}_2\text{-Eu}$ и калиброванного сцинтиллятора NaI-Tl с известным световым выходом – 39 000 фотонов/МэВ. Оценить световой выход по пикам полного поглощения 662 и 32 кэВ. Сопоставьте результаты. Если есть разница, то объяснить ее? Сравните полученные данные с литературными.
5. Измерьте спектр одноэлектронных импульсов ФЭУ ENT 9814QSB. Определите положение в каналах одноэлектронного пика и его разрешение. Определите абсолютный световой выход вышеперечисленных сцинтилляторов. Сопоставьте эти данные с оценками, полученными методом сравнения с эталоном.
6. С помощью генератора импульсов и фиолетового светодиода измерьте собственное разрешение ФЭУ-39А и ENT 9814QSB. Постройте зависимость энергетического разрешения от амплитуды. Объясните наблюдаемую зависимость.
7. Статистическим методом измерьте световой выход сцинтилляторов BaF_2 , NaI-Tl , CsI-Tl , BGO . Сравните с результатами, полученными другими методами.
8. Рассчитайте зависимость энергетического разрешения пика с энергией 1,33 МэВ от соотношения пик/провал в амплитудном спектре изотопа ^{60}Co . При каком энергетическом разрешении пика 1,33 МэВ соотношение будет стремиться к бесконечности?

Заключение

Сцинтилляторы все больше и больше находят применение в повседневной жизни. Рамки контроля безопасности в аэропортах оборудованы сцинтилляционными детекторами. Активно развиваются методы PET- и СПЕКТ-томографии. Гамма-спектрометры, в составе которых есть сцинтилляторы NaI–Tl, CsI–Tl, LaBr₃–Ce, присутствуют на борту космических аппаратов и станций, которые отправлены на Марс, Юпитер, Меркурий.

Сцинтилляторы используются в ускорителях, поиске частиц темной материи, они служат хорошим инструментом для открытия новых частиц и подтверждения теоретических моделей и расчетов в физике высоких энергий. В современных приборах неразрушающего контроля и анализа вещества также используются сцинтилляционные датчики. Также с помощью сцинтилляторов ведут поиск нефти, следят за состоянием окружающей среды.

В данном учебном пособии мы постарались осветить основные стороны и вопросы физики сцинтилляторов. В первой части учебного пособия были даны общие сведения о свойствах сцинтилляторов. Во второй части учебного пособия вы познакомились с методами регистрации сигналов от сцинтиллятора, также узнали о методах определения энергии неизвестного радиоактивного источника и его активности, о способах определения основных характеристик сцинтилляторов.

Список рекомендуемой литературы

1. Кэбин Э. Ядерная электроника для пользователей. 2014 [Электронный ресурс] / Э. Кэбин. – URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/electronics/index.html>.
2. Пассивный неразрушающий анализ ядерных материалов / Д. Энслин, Н. Райлли, Х. Смит, С. Крайнер. – М. : ВНИИА, 2007. – 720 с.
3. Ahmed S. N. Physics and Engineering of Radiation Detection / S. N. Ahmed. – N. Y. : Elsevier, 2014. – 784 p.
4. Buzhan P. The advanced silicon photomultiplier // Advanced Technology and Particle Physics. – 2002. – P. 717–728.
5. Gilmore G. Practical Gamma-ray Spectrometry / G. Gilmore. – 2nd ed. – W. Sussex : John Wiley and Sons, 2008. – 720 p.
6. Flyckt S-O. Photomultiplier tubes. Principles and applications / S-O. Flyckt, C. Marmonier. – N. Y. : Photonis, 2002. – 310 p.
7. Hakamata T. Photomultiplier Tubes: Basics and Applications / T. Hakamata. – 3rd ed. – Hamamatsu City, J. : Hamamatsu Photonics, 2007. – 323 p.
8. Knoll G. F. Radiation Detection and Measurement. 4th Edition. – NY : Wiley, 2010. – 860 p.
9. Inorganic Scintillators for Detector Systems: Physical Principles and Crystal Engineering / P. Lecoq, A. Annenkov, A. Gektin, M. A. Korzhik, C. Pedrini. – Berlin : Springer, 2006. – 251 p.
10. Characterization of Scintillators by Modern Photomultipliers: A New Source of Errors / M. Moszynski [et al.] // Nuclear Science, IEEE Transactions on. – 2010. – Vol. 57, N 5. – P. 2886–2896.
11. NNDC Brookhaven National Laboratory. Chart of Nuclides. 2014 [Electronic resource]. – URL: <http://www.nndc.bnl.gov/chart/.94>.
12. Ortec. Gamma-Ray Spectroscopy Using NaI(Tl). 2014. [Electronic resource]. – URL: www.ortec-online.com/.../Gamma-Ray-Spectroscopy.pdf.
13. Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors / R. H. Pehl, F. S. Goulding, D. A. Landis, M. Lenzlinger // Nuclear Instruments and Methods. – 1968. – Vol. 59, N 1. – P. 45–55.
14. Rodnyi P. A. Physical Processes in Inorganic Scintillators / P. A. Rodnyi. – N. Y. : CRC Press, 1997. – 240 p.
15. Universitet LBNL Isotopes Project LUNDS. Table of Radioactive Isotopes. 2014 [Electronic resource]. – URL: <http://ie.lbl.gov/toi/>.

Учебное издание

**Шендрик Роман Юрьевич
Раджабов Евгений Александрович**

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ - 2

ISBN 978-5-9624-1104-0

Редактор В. В. Попова
Макет: Р. Ю. Шендрик

Темплан 2014. Поз. 204
Подписано в печать 22.12.2014. Формат 60x90 1/16
Уч.-изд. л. 5,0. Усл. печ. л. 5,9. Тираж 100 экз. Заказ 265

ИЗДАТЕЛЬСТВО ИГУ
664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 3