

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 1

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД

(Характеристики сцинтилляционного детектора и его использование в качестве гамма-спектрометра)

Введение

Впервые сообщения об успешном применении современного сцинтилляционного детектора появились в 1947 г. Но и в настоящее время этот метод регистрации радиоактивного излучения применяется очень широко.

Сцинтилляционный детектор (рис.1) состоит из сцинтиллятора, в котором ионизирующие частицы вызывают вспышку люминесценции и фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего световую вспышку в импульс электрического тока.

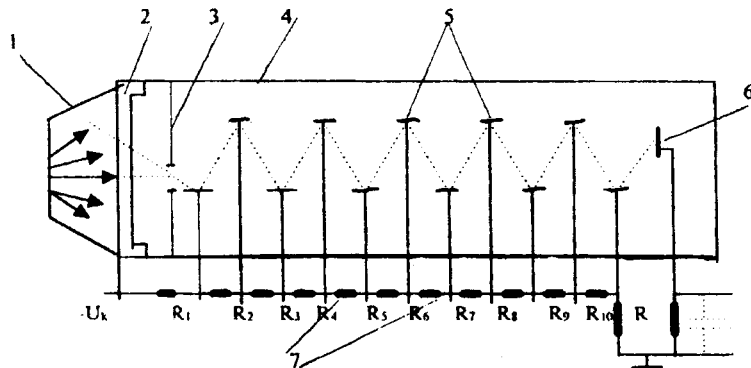


Рис.1. Схема сцинтилляционного детектора: 1 – сцинтиллятор; 2 – фотокатод; 3 – диафрагма; 4 – корпус ФЭУ; 5 – диноды; 6 – анод; 7 – делитель напряжения

Сцинтилляционные детекторы применяются не только для регистрации ионизирующего излучения, но и для детектирования γ -квантов и нейтронов. В этих случаях сцинтилляционный детектор регистрирует не сами фотоны и нейтроны, а возникающие при их столкновениях с атомами сцинтиллятора ионизирующие частицы: электроны, ядра отдачи и осколки расщепленных ядер.

Таким образом, сцинтилляционные детекторы позволяют регистрировать все виды радиоактивного излучения, причем в отличие от газоразрядных счетчиков эффективность регистрации высокоэнергетических γ -квантов в сцинтилляционных детекторах может быть очень большой (50 или даже 100%).

Высокая временная разрешающая способность позволяет использовать сцинтилляционные детекторы при высоких скоростях счета и проводить измерения коротких интервалов вплоть до десятых долей микросекунды. Благодаря этому свойству стали возможны прямые измерения времени жизни короткоживущих возбужденных состояний ядер, позитронов и мезонов.

Амплитуда импульса на выходе ФЭУ однозначно связана с величиной энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. Поэтому сцинтилляционный детектор может использоваться не только для подсчета зарегистрированных частиц, но и для спектрометрии, т.е. для измерения их энергии.

Перечисленные свойства сцинтилляционных детекторов позволяют использовать их очень широко не только в экспериментальной физике, но также в радиохимии, радиобиологии, медицине, в дозиметрии излучений и в промышленности.

Целью настоящей работы является ознакомление студентов с работой сцинтилляционного детектора, его основных частей: сцинтилляторов и фотоэлектронных умножителей, а также с использованием сцинтилляционного детектора в качестве γ -спектрометра.

1. Сцинтилляторы

Быстрые заряженные частицы, двигаясь в веществе, теряют свою энергию при столкновении с атомами, причем энергия частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Возбуждение атомов снимается в основном путем испускания квантов света характерной для данного вещества частоты. Обычно излучение, возникающее при этом, поглощается в той же среде (т.е. спектр излучения совпадает со спектром поглощения). В конечном счете, энергия заряженной частицы переходит в энергию теплового движения. В люминесцирующих средах часть высвеченной энергии может выйти за их пределы (т.е. люминесцирующая среда прозрачна к собственному излучению) /1,2,3/.

Процесс люминесценции может осуществляться, в принципе, двумя путями. В тех случаях, когда переходы из возбужденных

энергетических состояний в основном разрешены, испускание света происходит в соответствии со средним временем жизни данного возбужденного состояния по обычным статистическим законам. Такого рода высвечивание называется **флуоресценцией**. Если же переход от возбужденного состояния в основное по каким-либо причинам запрещен, то возникает метастабильное состояние, среднее время жизни которого может быть значительно больше времени жизни обычного возбужденного состояния. В этом случае для того, чтобы испустить квант света, возбужденная система должна предварительно перейти в более высокое энергетическое состояние, переход из которого в основное разрешен. Необходимая для этого небольшая дополнительная энергия может быть приобретена за счет флуктуаций энергии теплового движения. Процесс люминесценции такого рода принято называть **фосфоресценцией**.

Основными характеристиками сцинтилляторов являются конверсионная эффективность, спектр излучения и время высвечивания.

Конверсионная эффективность – это отношение энергии световой вспышки, к энергии, потерянной заряженной частицей в сцинтилляторе. Конверсионная эффективность характеризует эффективность преобразования сцинтиллятором энергии заряженной частицы в световую.

Количество света, испускаемое сцинтиллятором, характеризуется световым выходом.

Световой выход – это отношение энергии среднего числа фотонов люминесценции к энергии, потерянной ионизирующей частицей в сцинтилляторе.

Конверсионная эффективность зависит от типа и качества сцинтиллятора; для обычно применяемых сцинтилляторов она лежит в диапазоне от долей процента до нескольких десятков процентов. В идеальных сцинтилляторах конверсионная эффективность не зависит от плотности ионизации, т.е. от энергии заряженной частицы. В этом случае энергия световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей в сцинтилляторе. В реальных сцинтилляторах, однако, это выполняется не всегда, и для частиц, обладающих различными ионизирующими способностями, конверсионная эффективность может быть разной [1]. Вообще говоря, конверсионная эффективность нелинейно зависит от плотности ионизации, причем с ростом последней конверсионная эффективность уменьшается. Поэтому медленные частицы и

частицы с кратным зарядом дают меньший световой выход, чем быстрые однозарядные частицы. Эти потери светового выхода меньше для неорганических сцинтилляторов. В научных исследованиях нерелятивистские тяжелые частицы (α -частицы, протоны) регистрируются детекторами на базе неорганических сцинтилляторов, чаще всего кристаллов CsI, которые (в отличие от NaI) удобны своей негигроскопичностью.

Большая величина конверсионной эффективности вещества еще не определяет его пригодности в качестве сцинтиллятора. Действительно, чтобы зарегистрировать световую вспышку, необходимо, чтобы световые фотоны вышли за пределы сцинтиллятора. Отношение световой энергии, вышедшей из сцинтиллятора, к энергии, потерянной в нем заряженной частицей, называют техническим выходом или технической эффективностью. Технический выход зависит от величины сдвига спектров испускания и поглощения, т.е. от прозрачности сцинтиллятора к собственному излучению, а также от ряда чисто практических причин: толщины слоя сцинтиллятора, количества примесей, уменьшающих его прозрачность, состояния поверхности и пр.

Так как световая вспышка сцинтиллятора регистрируется при помощи фотоэлектронного умножителя, область спектральной чувствительности которого лежит в диапазоне длин волн видимого света и ближнего ультрафиолета, то спектр частот, излучаемых сцинтиллятором, должен хорошо укладываться в чувствительной области ФЭУ.

На рис.2 показаны для примера спектры поглощения и испускания антрацена.

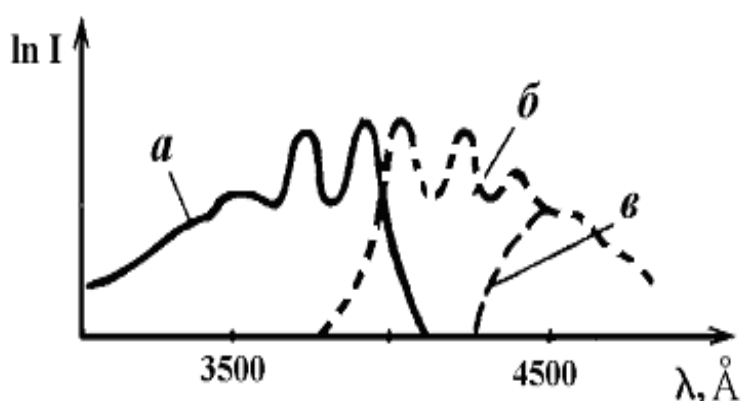


Рис.2. Спектры поглощения (а) и испускания (б) кристаллом антрацена, (в) - технический спектр испускания

Незначительное перекрытие между полосами поглощения и испускания обеспечивает хорошую прозрачность сцинтиллятора к собственному излучению.

В большинстве случаев интенсивность вспышки I с течением времени t спадает по экспоненциальному закону:

$$I_{(t)} = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1)$$

Величина τ – время, в течение которого интенсивность падает в e раз, характеризует длительность свечения и называется **временем высвечивания** сцинтиллятора.

Основные характеристики некоторых широко применяемых сцинтилляторов приведены в таблице П1 Приложения.

Основные свойства сцинтилляторов определяются механизмом возбуждения и высвечивания. С этой точки зрения удобно разделить все известные сцинтиллирующие вещества на три группы: неорганические кристаллы (ZnS, NaI), органические соединения и газы.

В решетке **неорганического кристалла** в результате взаимодействия атомов и ионов происходит возмущение энергетических уровней внешних электронов, что приводит к образованию ряда непрерывных «разрешенных» энергетических зон, разделенных «запрещенными» областями (рис.3). В обычных условиях нижние энергетические зоны кристалла заняты полностью, а более высокие – целиком не заполнены. В этих энергетических зонах, распространяющихся на весь кристалл, электроны могут свободно перемещаться, не получая дополнительной энергии активации.

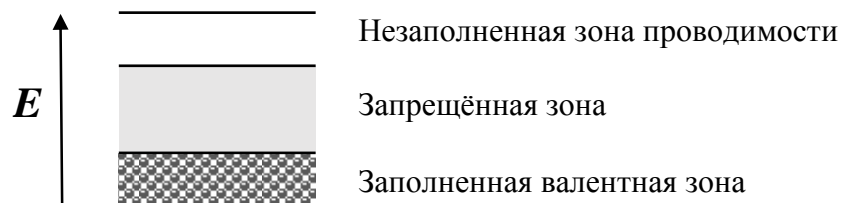


Рис. 3. Схема энергетических зон в кристалле неорганического сцинтиллятора.

Самая верхняя заполненная зона отделена от наиболее низкой свободной зоны энергетическим интервалом в несколько эВ. При возбуждении, т.е. при поглощении энергии, электроны могут перейти из заполненной зоны в свободную. При этом в валентной зоне образуется электронная вакансия – «дырка», которая ведет себя как частица с положительным зарядом.

При обратном переходе электронов из зоны проводимости в валентную зону (междузонная рекомбинация электрона и «дырки») возникает излучение с характерным для данного кристалла спектром – собственное излучение. Обычно вероятность межзонной рекомбинации мала.

При изменениях в структуре кристалла, обусловленных различными дефектами и примесями, в запрещенной зоне могут возникать локальные энергетические уровни. Введение атомов активатора создает локальные уровни, лежащие вблизи валентной зоны. Если эти уровни не заняты, то на них могут попасть электроны, движущиеся в зоне проводимости. Если переход с этих уровней в валентную зону разрешен (такие центры называются люминесцентными), то возникает излучение, длина волны которого больше, чем в спектре поглощения. Таким образом, активатор приводит к сдвигу спектра излучения в сторону увеличения длин волн (т.е. сцинтиллятор становится более прозрачным для собственного излучения) и к увеличению интенсивности свечения.

Вместе с этим введение атомов активатора создает дефекты в кристаллической решетке. С ними связаны дополнительные метастабильные уровни, прямой переход с которых в валентную зону запрещен. Электроны с этих уровней могут перейти в зону проводимости при поглощении ими тепловой энергии колебаний решетки, а затем попасть в люминесцентные центры. Это приводит к замедленному испусканию фотонов (фосфоресценции).

Кроме этих центров (центров люминесценции и центров локализации электронов на метастабильных уровнях) могут возникать и так называемые «центры тушения», в которых могут происходить нерадиационные тепловые потери энергии.

В органических сцинтилляторах отдельные молекулы слабо взаимодействуют друг с другом, т.е. энергетические уровни отдельных молекул практически не возмущены присутствием соседних молекул. Поэтому можно считать, что характер взаимодействия заряженных частиц с веществом органического сцинтиллятора не зависит от его агрегатного состояния и сводится к ионизации и возбуждению отдельных молекул непосредственно заряженной частицей /2,3/.

Если молекулы органического сцинтиллятора оказались в высоком энергетическом состоянии, то переход в первое возбужденное состояние может произойти либо путем прямого преобразования энергии возбуждения в колебательную энергию (за время 10^{-12} с), либо путем излучения фотонов большой энергии. Эти жесткие фотоны будут поглощены окружающими молекулами, которые в свою очередь, излучают свет несколько меньшей частоты. Процесс этот может повторяться несколько раз за время 10^{-11} – 10^{-12} с до тех пор, пока энергия фотонов не станет сравнимой с энергией первого возбужденного состояния.

Потенциальная энергия изолированной молекулы является функцией взаимных расстояний между атомами. На рис. 4 схематически изображена зависимость потенциальной энергии от расстояния r между центрами атомов для двухатомного фрагмента молекулы, находящейся в основном состоянии (кривая a) и в первом возбужденном состоянии (кривая b).

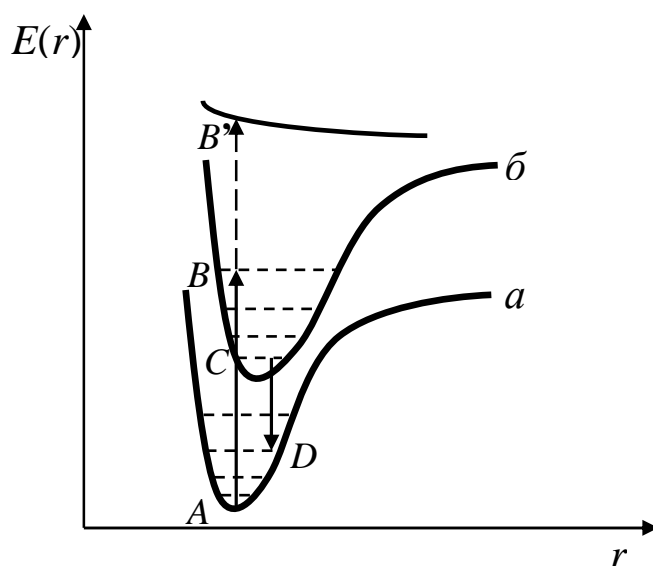


Рис.4. Зависимость потенциальной энергии для двухатомного фрагмента органической молекулы от расстояния между центрами атомов: a – основное состояние; b – возбужденное состояние

При заданной температуре молекула должна находиться на соответствующем колебательном уровне, изображенном горизонтальными отрезками вблизи минимума кривой. На рис.4 возбуждение молекулы отображено линией AB . Точка B соответствует сильно возбужденному колебательному состоянию. Эта избыточная энергия быстро переходит в тепловую энергию

колебаний решетки, и молекула достигает уровня *C*. Из этого состояния молекула может возвратиться в основное состояние ($C \rightarrow D$) посредством флуоресцентного излучения.

Энергия излучаемых фотонов ($C-D$) существенно меньше поглощенной энергии ($B-A$). Из-за этого спектр испускаания оказывается сдвинутым относительно спектра поглощения в сторону меньших энергий фотонов – больших длин волн. Среднее время жизни молекулы в возбужденном состоянии (10^{-8} – 10^{-9} с) велико по сравнению с периодом колебаний молекулы, поэтому может произойти нерадиационный переход молекулы из возбужденного состояния в основное в области сближения кривых *a* и *b*. В этом случае вся энергия возбуждения переходит в энергию теплового движения. Такой процесс называют тушением. Другим конкурирующим процессом по отношению к флуоресцентному излучению может быть диссоциация органической молекулы, которая происходит, если уровень возбуждения *B'* расположен выше уровня *B*.

Газовые сцинтилляторы применяются главным образом для регистрации сильно ионизирующих короткопробежных частиц (осколков деления тяжелых ядер). В качестве газовых сцинтилляторов используются в основном чистые благородные газы (гелий, аргон, криптон, ксенон) и их смеси. Время высвечивания $\sim 10^{-8}$ с и зависит от давления газа. Длины волн излучаемого света лежат в области далекого ультрафиолета. Поэтому световые вспышки, возникающие в газе при прохождении заряженной частицы, не могут быть непосредственно зарегистрированы при помощи обычных ФЭУ.

2. Фотоумножители

Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ, см. рис.1) – это фотоэлемент с многократным усилением, основанным на явлении вторичной эмиссии. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего устройства, нескольких эмиттеров (динодов) и анода. Все электроды ФЭУ помещены в баллон с высоким вакуумом. В применяемом в настоящей работе фотоумножителе ФЭУ-93 имеется 14 электродов: фотокатод, фокусирующая диафрагма, одиннадцать эмиттеров и анод.

В фотоумножителях часто применяется сурьмяно-цезиевый фотокатод, активированный кислородом. Фотокатод нанесен в виде тонкого полупрозрачного слоя на внутреннюю сторону торцевой

стенки стеклянного баллона ФЭУ. Эти фотокатоды обладают весьма высокой чувствительностью (~50 мкА/лм). Такая чувствительность соответствует тому, что на каждые 100 световых квантов, попадающих на фотокатод, из него вырывается в среднем около 10 электронов. Спектральная область высокой чувствительности лежит в пределах 3500–5500 Å. Для повышения чувствительности ФЭУ в области ближнего ультрафиолета торцевая стенка сделана из увиолевого стекла.

Эмиттеры и анод изготовлены из металла. Для увеличения коэффициента вторичной эмиссии¹ эмиттеры покрыты пленкой вещества с малой работой выхода электронов.

В ФЭУ электроны ускоряются и фокусируются с помощью электростатического поля, определяемого конфигурацией электродов и распределением потенциалов на них. Для подачи напряжения на электроды используется делитель, состоящий из омических сопротивлений (см. рис.1). К концам делителя приложено напряжение U_k от источника высокого напряжения.

Световые кванты, падающие на фотокатод, вызывают фотоэффект. Возникшие при этом фотоэлектроны попадают в электрическое поле, ускоряются и фокусируются на первом эмиттере. При ударах электронов о первый эмиттер происходит вторичная эмиссия. Электроны, выбитые из первого эмиттера, ускоряются в следующем межэлектродном промежутке и, попадая на второй эмиттер, вызывают в свою очередь вторичную эмиссию со второго и т.д. Таким образом, число электронов от эмиттера к эмиттеру лавинообразно нарастает. Электроны с последнего эмиттера собираются на аноде фотоумножителя.

Если σ – коэффициент вторичной эмиссии на каждом эмиттере, то коэффициент усиления умножителя

$$\kappa = q \sigma^n, \quad (2)$$

где q – множитель, меньший единицы, учитывающий неполное соби́рание электронов с фотокатода на первый эмиттер; n – число эмиттеров. Для фотоумножителей типа ФЭУ-93 в рабочем режиме $\sigma = 2-4$, что соответствует коэффициенту усиления $\kappa = 10^4-10^8$.

В выражении (2) значение σ принято одинаковым для всех эмиттеров, что выполняется в случае равномерного распределения потенциалов между ними.

¹ Коэффициентом вторичной эмиссии называют среднее число вторичных электронов, выбиваемых одним первичным электроном.

Величина коэффициента вторичной эмиссии σ зависит от напряжения питания ФЭУ: с увеличением напряжения на делителе коэффициент σ быстро возрастает. Эта зависимость в области больших ускоряющих напряжений может быть представлена выражением

$$\sigma = AUe^{-U/U_0}, \quad (3)$$

где U – ускоряющее напряжение, приложенное между соседними диодами, а A и U_0 – постоянные, определяемые свойствами материала поверхности эмиттеров. Для ФЭУ-93 $U_0 \cong 600$ В.

Коэффициент усиления умножителя при этом приобретает вид:

$$\kappa = qA^n U^n e^{-nU/U_0} \quad (4)$$

или

$$\ln \kappa = C + n \left(\ln U - \frac{U}{U_0} \right), \quad (5)$$

где C – постоянная. В этих формулах U – среднее межкаскадное напряжение, которое всегда пропорционально полному напряжению на делителе U_k . При небольших напряжениях питания фотоумножителя ($U \leq 1000$ В), когда $\frac{U}{U_0} \ll 1$, член $\frac{U}{U_0}$ не оказывает существенного влияния на κ и $\ln \kappa$ – линейную функцию $\ln U_k$ с тангенсом угла наклона, равным числу эмиттеров. Такая резкая зависимость коэффициента от напряжения на делителе обуславливает необходимость достаточно хорошей стабилизации этого напряжения.

Поскольку коэффициент вторичной эмиссии не зависит от числа падающих электронов, то ФЭУ представляет собой линейный прибор, т.е. заряд, приносимый лавиной на анод, пропорционален числу первичных фотоэлектронов, собираемых с фотокатода, и, следовательно, пропорционален интенсивности световой вспышки, попавшей на катод.

В случае, когда импульсы тока на выходе ФЭУ достаточно велики, линейность может нарушаться за счет искажения поля пространственным зарядом в области анода и последних эмиттеров, а также за счет изменения потенциалов последних эмиттеров и

анода. Оба фактора вызывают дефокусировку и тем самым нарушают линейность.

Постоянства потенциалов последних эмиттеров во время прохождения электронной лавины легче добиться путем шунтирования сопротивления делителя небольшими конденсаторами. Для того чтобы изменение потенциала анода не приводило к дефокусировке, необходимо, чтобы импульсы на выходе ФЭУ были значительно меньше по амплитуде, чем разность потенциалов между анодом и последним эмиттером. Это достигается соответствующим выбором коэффициента усиления ФЭУ и величины нагрузочного сопротивления в аноде.

Нарушение линейности из-за дефокусировки за счет пространственного заряда устранить полностью нельзя. Расширению области линейности в данном случае способствует только увеличение разности потенциалов между последними эмиттерами и, особенно между анодом и предыдущим диодом.

Если к ФЭУ предъявляется требование линейности в широком диапазоне интенсивности световых вспышек, то это накладывает ограничение на величину коэффициента усиления.

Другой причиной ограничения коэффициента усиления может явиться резкое возрастание шумов ФЭУ. В хорошем ФЭУ шумы при полном затемнении и отсутствии сцинтиллятора имеют вид отдельных импульсов относительно малой величины, которые вызываются вылетом единичных электронов при термоэлектронной эмиссии с поверхности фотокатода и первых эмиттеров. Число таких шумовых импульсов не зависит от напряжения питания, а определяется температурой фотослоя фотокатода и диодов. Однако наряду с указанными шумами в большинстве ФЭУ при высоком напряжении питания и большом коэффициенте усиления наблюдается появление дополнительных шумов, интенсивность которых резко возрастает при дальнейшем повышении напряжения. Источниками этих дополнительных шумов может быть автоэлектронная эмиссия, а также явление оптической и ионной обратной связи /1/.

В целом спектр шумовых импульсов резко спадает в сторону больших амплитуд. В сцинтилляционном детекторе свечение сцинтиллятора приводит к эмиссии с фотокатода десятков, а иногда и сотен фотоэлектронов, т.е. полезные сигналы по величине в несколько раз превышают шумовые. Поэтому путем дискриминации импульсов по амплитуде удастся отсеять шумовые сигналы и регистрировать только полезные. Однако величина шума существенно влияет на разрешение спектрометра.

3. Характеристики сцинтилляционного детектора

Временные характеристики. Способность детектора ядерных излучений регистрировать акты взаимодействия частицы с веществом детектора, разделенные малым промежутком времени, характеризует временное разрешение. Минимальный интервал времени между приходом частиц в детектор, при котором эти частицы регистрируются отдельно, называется разрешающим временем детектора.

Радиоактивное излучение, падающее на сцинтиллятор, находящийся в оптическом контакте с фотокатодом ФЭУ, вызывает в нем вспышку люминесценции. Световые фотоны, попадая на фотокатод ФЭУ, выбивают фотоэлектроны, которые дают начало лавине. В момент прихода лавины на анод ФЭУ на нем возникает импульс отрицательной полярности.

Рассмотрим развитие импульсов в ФЭУ во времени. Пусть R_a – сопротивление анодной нагрузки, C_a – суммарная паразитная емкость цепи анода по отношению к «земле» (см. рис.1).

Если сцинтиллятор высвечивается по экспоненциальному закону со временем высвечивания τ (формула 1), а сопротивление анодной нагрузки R_a достаточно велико и $\tau \ll R_a C_a$, то в предположении, что за время высвечивания анодная емкость C_a не успевает разрядиться, нарастание импульсов на аноде будет происходить по закону

$$A_{(t)} = -\frac{Q}{C_a} (1 - e^{-t/\tau}), \quad (6)$$

где Q – весь заряд, приносимый на анод от одной вспышки люминесценции. После быстрого нарастания импульса до $A_0 = \frac{Q}{C_a}$ начнется медленная разрядка емкости C_a через сопротивление R_a , т.е. спад импульса по закону

$$A_{(t)} = A_0 \exp(-t/R_a C_a) \quad (7)$$

Для получения на аноде импульсов нужной длительности T , анодную нагрузку делают такой, чтобы выполнялось условие $T \sim R_a C_a$. Если сделать $R_a C_a \sim \tau$ или меньше, то время нарастания импульса до максимума уменьшится, но и амплитуда импульса на аноде ФЭУ не будет достигать значения A_0 .

Соотношение (6) справедливо только в том случае, если время высвечивания сцинтиллятора τ больше разброса во времени пролета электронов через ФЭУ.

Время пролета электронов испытывает значительные отклонения от среднего значения вследствие разброса начальных скоростей электронов по величине и по направлению, а также вследствие различия в параметрах их траекторий (из-за недостаточной фокусировки). Поэтому даже от мгновенной световой вспышки в сцинтилляторе на аноде ФЭУ будет возникать импульс, растянутый до $10^{-9} - 10^{-8}$ с, иначе говоря, ФЭУ обладает конечным временным разрешением.

При использовании неорганических сцинтилляторов, время высвечивания которых сравнительно велико ($>10^{-7}$ с), флуктуации времени пролета электронов через ФЭУ практически не играют никакой роли. В этом случае разрешающее время сцинтилляционного детектора будет определяться только временем высвечивания сцинтиллятора.

При работе с органическими сцинтилляторами разрешающее время фотоумножителя может оказаться сравнимым по величине со временем высвечивания сцинтиллятора, и его необходимо учитывать при определении временной разрешающей способности сцинтилляционного детектора.

В экспериментах, требующих особо высокого разрешения по времени, применяют ФЭУ специальной конструкции, временное разрешение которых сведено к $(1-2) \cdot 10^{-10}$ с.

Сцинтилляционный метод является одним из самых быстрых в арсенале средств современной экспериментальной физики.

Энергетическое разрешение. С помощью сцинтилляционного детектора можно не только регистрировать отдельные частицы, но и измерять энергию этих частиц (в этом случае прибор называется сцинтилляционным спектрометром). Для определения энергии частиц необходимо, чтобы интенсивность световой вспышки в сцинтилляторе была пропорциональна энергии частиц, и чтобы амплитуда импульса на выходе ФЭУ была пропорциональна интенсивности световой вспышки. Большинство сцинтилляторов

создают световые вспышки, по величине пропорциональные количеству поглощенной энергии. Фотоумножитель также усиливает сигнал пропорционально. Поэтому получить импульс, пропорциональный энергии, поглощенной в сцинтилляторе, вообще говоря, нетрудно. Однако в результате статистических флуктуаций на всех стадиях преобразования энергии частицы в импульс напряжения амплитудное разрешение сцинтилляционного спектрометра имеет всегда конечную величину, обусловленную разбросом амплитуд импульсов на выходе фотоумножителя.

Амплитуда импульса на выходе ФЭУ может быть определена из следующего соотношения:

$$A = \frac{Q}{C_a} = \frac{n_0 e k}{C_a} = E \frac{\alpha \beta \varepsilon}{C_a} e k \quad (8)$$

Здесь $n_0 = E \alpha \beta \varepsilon$ – число электронов, вылетающих с фотокатода при вспышке, e – заряд электрона, k – коэффициент усиления ФЭУ, C_a – емкость анодной цепи ФЭУ, E – энергия в электронвольтах, потерянная в сцинтилляторе заряженной частицей, α – конверсионная эффективность сцинтиллятора, β – коэффициент, учитывающий неполное собиране света на фотокатод, ε – эффективность фото-катада, выраженная в числе фотоэлектронов на 1 эВ энергии света.

Из всех этих коэффициентов только n_0 – случайная величина.

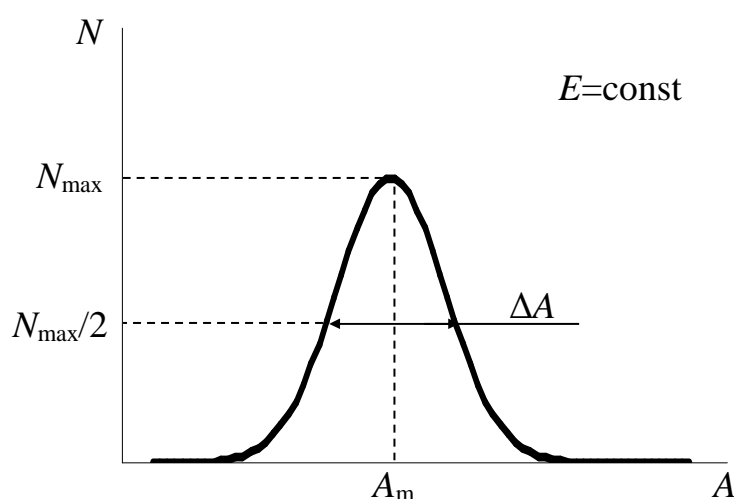


Рис.5. Распределение амплитуд импульсов A на выходе ФЭУ при прохождении через сцинтиллятор моноэнергетических заряженных частиц; N – число импульсов с амплитудой в интервале от A до $(A+dA)$

На рис. 5 изображено распределение величин амплитуд импульсов A на выходе фотоумножителя, возникающих при

прохождении через сцинтиллятор моноэнергетических заряженных частиц (E - постоянно).

Относительным разрешением сцинтилляционного спектрометра R называют отношение ширины распределения на половине высоты к средней амплитуде распределения при условии облучения сцинтиллятора моноэнергетическим излучением ($\Delta A/A_m$).

$$R = \Delta A / A_m. \quad (9)$$

Так как $A \sim E$, то

$$R = \Delta E / E \quad (\text{относительное энергетическое разрешение}). \quad (10)$$

При рассмотрении вопроса об амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра можно разграничить процессы, происходящие в сцинтилляторе и процессы, происходящие в фотоумножителе.

Флуктуации потока фотонов, падающих из сцинтиллятора на фотокатод умножителя, определяются несколькими причинами: флуктуациями величины поглощенной в сцинтилляторе энергии частицы, флуктуациями процесса люминесценции, оптической неоднородностью сцинтиллятора, различием условий собирания света на фотокатоде из различных частей сцинтиллятора. Если сцинтиллятор достаточно прозрачный и однородный, то можно сказать, что флуктуации интенсивности световой вспышки обусловлены в основном статистическим характером процесса люминесценции сцинтиллятора.

Если в световой вспышке образуется в среднем ν фотонов, то среднеквадратичное отклонение будет $\sqrt{\nu}$, а относительное среднеквадратичное отклонение $\delta = \frac{1}{\sqrt{\nu}}$. Обычно число возбужденных атомов, и, следовательно, число излученных фотонов достаточно велико, например, при поглощении электронов с энергией $E \approx 600$ КэВ $\nu \sim 10^4$. Поэтому статистические флуктуации световой вспышки ($\delta \approx 1\%$) слабо сказываются на амплитудном разрешении сцинтилляционного спектрометра.

Флуктуации фотоумножителя обусловлены в основном флуктуациями числа электронов, вылетающих с фотокатода (n_0), а также флуктуациями коэффициента умножения динодов. Наибольшие статистические флуктуации амплитуды выходного импульса происходят вследствие флуктуаций количества электронов, испускаемых с фотокатода и приходящих на

фотодиод, так как число их невелико. Для рассматриваемого случая ($\nu \sim 10^4$, $E \sim 600$ КэВ) при условии собирания 30% света на фотокатоде, 6%-ой эффективности фотокатода и в случае, если 50% возникших фотоэлектронов попадет на первый диод, получается, что на первый диод приходит только около 100 электронов. Это дает уже $\sim 10\%$ -ый разброс в величине выходного импульса. Флуктуации коэффициента умножения (особенно первого диода) еще более ухудшают амплитудное разрешение сцинтилляционного спектрометра. Наилучшее разрешение, которое удалось получить для спектрометра, состоящего из кристалла NaI(Tl) и ФЭУ-93 от электронов с энергией $E \sim 600$ КэВ составляет около 7%.

Так как интенсивность световой вспышки зависит от энергии, оставленной заряженной частицей в сцинтилляторе, то и разрешение сцинтилляционного спектрометра оказывается зависящим от энергии регистрируемой частицы. Результаты экспериментов показали, что с достаточной степенью точности величина относительного разрешения спектрометра определяется соотношением

$$R = \frac{\Delta E}{E} = \left(B + \frac{D}{E} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где B и D – параметры, зависящие от статистических флуктуаций в процессе регистрации частицы. Коэффициенты B и D постоянны для каждого сцинтилляционного детектора. Менее точно, но проще можно оценить энергетическое разрешение, считая, что

$$R = \text{const}/\sqrt{E}. \quad (12)$$

Эффективность регистрации. Еще одной важной характеристикой детектора является его **эффективность** – доля зарегистрированных частиц от полного числа частиц, прошедших через сцинтиллятор. В случае наблюдения заряженных частиц эффективность регистрации близка к 100%, так как каждая попавшая в сцинтиллятор частица теряет в нем хотя бы часть своей энергии в процессе ионизации.

Основными процессами взаимодействия γ -квантов с веществом являются: фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. Вероятность взаимодействия γ -кванта при прохождении слоя сцинтиллятора толщиной d см (предполагается, что параллельный пучок γ -квантов падает

перпендикулярно поверхности сцинтиллятора) определяется выражением

$$W = 1 - e^{-\mu d} = 1 - e^{-(\sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}) N_0 d}, \quad (13)$$

где $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$ и $\sigma_{\text{п}}$ (см^2) – эффективные поперечные сечения для фото-, комптон- эффектов и образования пар, рассчитанные на один атом, N_0 (см^{-3}) – число атомов в 1см^3 , $\mu = (\sigma_{\text{ф}} + \sigma_{\text{к}} + \sigma_{\text{п}}) N_0$ (см^{-1}) – коэффициент поглощения γ -квантов за счет этих процессов. Вероятность регистрации γ -квантов зависит от химического состава сцинтиллятора и энергии этих γ -квантов, так как $\sigma_{\text{ф}}$, $\sigma_{\text{к}}$ и $\sigma_{\text{п}}$ зависят от атомного номера вещества сцинтиллятора и энергии фотонов.

На рис.6 представлена зависимость коэффициента поглощения μ в кристалле NaI(Tl) от энергии γ -квантов.

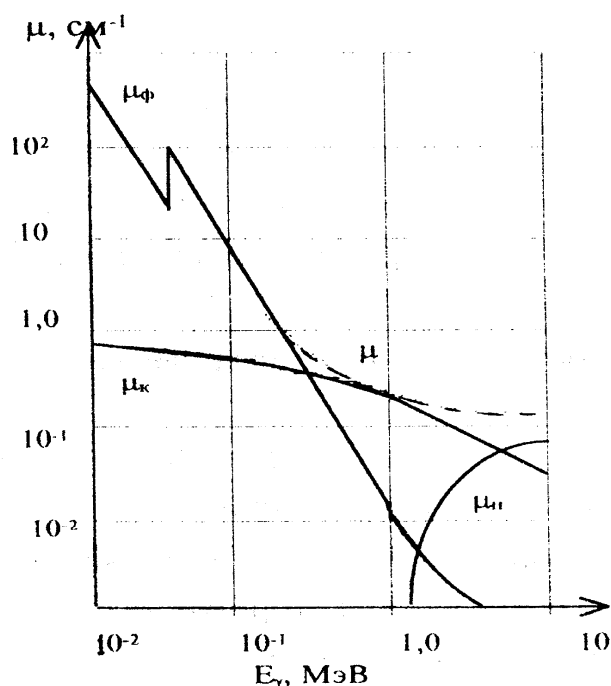


Рис.6. Зависимость коэффициента поглощения μ для кристалла NaI(Tl) от энергии γ -излучения: $\mu_{\text{ф}}$ – за счет фотоэффекта, $\mu_{\text{к}}$ – за счет Комптон-эффекта, $\mu_{\text{п}}$ – за счет образования пар.

Из рисунка видно, что наиболее сильная зависимость проявляется в случае фотоэффекта. Абсолютная величина сечения фотоэффекта пропорциональна пятой степени атомного номера ($\sigma_{\text{ф}} \sim Z^5$). Поэтому относительно высокой эффективностью для регистрации γ -квантов небольшой энергии обладает сцинтиллятор

NaI(Tl). Кроме того, этот сцинтиллятор выгоден и для регистрации γ -квантов больших энергий, так как $\sigma_k \sim Z$ и $\sigma_n \sim Z^2$.

Но особенно большое значение тип сцинтиллятора имеет в том случае, когда сцинтилляционный детектор предназначен не просто для измерения интенсивности γ -лучей, а для определения их спектрального состава, что требует регистрации энергии отдельных γ -квантов, т.е. в сцинтилляционных γ -спектрометрах. Качество такого γ -спектрометра определяется его энергетическим разрешением, т.е. той точностью, с которой амплитуда импульса на выходе ФЭУ соответствует энергии регистрируемого γ -кванта.

Существует несколько типов сцинтилляционных спектрометров. Наиболее распространенным из них является однокристалльный, свойства которого мы рассмотрим ниже. Более сложные сцинтилляционные приборы по существу состоят из различных комбинаций однокристалльных спектрометров.

4. Однокристалльный гамма-спектрометр

Однокристалльный гамма-спектрометр представляет собой сцинтилляционный детектор в сочетании с линейным усилителем и многоканальным амплитудным анализатором (см. рис.12).

Основными процессами, приводящими к появлению электрических импульсов на выходе сцинтилляционного детектора в результате взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора, являются фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование пар. В каждом из этих процессов гамма-квант передает вторичному электрону разную долю своей энергии. Интенсивность световой вспышки, пропорциональная энергии вторичного электрона, определяет амплитуду импульсов на выходе ФЭУ. Измеряя зависимость скорости счета от амплитуды импульсов, можно получить так называемое «амплитудное распределение». В однокристалльных сцинтилляционных гамма-спектрометрах амплитудное распределение имеет довольно сложный характер, и поэтому не всегда удается надежно определить энергетический спектр гамма-квантов по измеренным амплитудным распределениям.

Характер амплитудного распределения на выходе ФЭУ от **моноэнергетического** гамма-излучения зависит от энергии гамма-квантов, от размеров и формы сцинтиллятора, а также от взаимного расположения источника и сцинтиллятора. На рис.7 приведено амплитудное распределение импульсов от монохроматического гамма-излучения $^{137}_{55}\text{Cs}$ ($E_\gamma=662$ КэВ; схему распада см. на рис. 8).

Распределение получено на однокристалльном гамма-спектрометре с кристаллом NaI(Tl). По горизонтальной оси отложена величина амплитуды импульса A , по вертикальной оси – частота появления импульсов с амплитудой в интервале $(A, A+dA)$. Острый пик в области максимальных амплитуд обусловлен гамма-квантами, испытывавшими в сцинтилляторе фотоэффект.

При фотоэффекте вся энергия гамма-квантов E_γ расходуется на вырывание электрона из атома и на сообщение ему кинетической энергии. Возбужденный атом сцинтиллятора переходит в основное состояние путем испускания характеристического рентгеновского излучения или оже-электрона, который легко поглощается в сцинтилляторе. Если же и пробег электрона полностью укладывается в объёме сцинтиллятора, то амплитуда импульса на выходе ФЭУ будет пропорциональна энергии гамма-кванта, испытывавшего фотоэффект. Поэтому фотопик называется пиком полного поглощения энергии гамма-кванта. В случае выхода характеристического излучения за пределы сцинтиллятора в спектре появляется дополнительный максимум, известный под названием «пик вылета». Его амплитуда соответствует энергии $E=E_\gamma-E_k$, где E_k – энергия рентгеновского К-излучения. Например, для иода $E_k=28$ КэВ. Для энергии гамма-квантов $E_\gamma \geq 100$ КэВ обычно пик вылета и полного поглощения не разрешаются, и вылет из сцинтиллятора рентгеновских квантов приводит только к некоторой асимметрии пика полного поглощения. Непрерывное распределение амплитуд вызвано электронами отдачи, возникшими при комптоновском рассеянии гамма-квантов. При комптон-эффекте часть энергии уносится рассеянным гамма-квантом, так что энергия комптон-электрона E_e меньше, чем энергия фотоэлектрона, а главное – она зависит от угла рассеяния кванта θ .

$$E_e = E_\gamma \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)} \right]. \quad (14)$$

Если рассеянный фотон поглотится в сцинтилляторе, то интенсивность световой вспышки будет пропорциональна энергии первичного гамма-кванта E_γ . Очевидно, такие случаи дадут вклад в пик полного поглощения, так как интервал времени между

образованием электронов мал по сравнению со временем высвечивания сцинтиллятора.

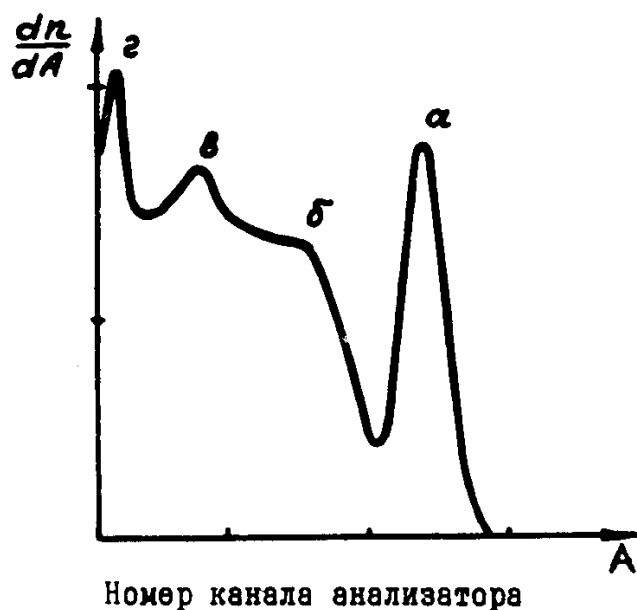


Рис.7. Амплитудное распределение импульсов от гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$, измеренное однокристалльным гамма-спектрометром с NaI(Tl) диаметром и высотой 40×40 мм: *a* – пик полного поглощения; *б* – граница комптоновского распределения; *в* – пик обратного рассеяния; *z* – пик от рентгеновского К-излучения Ва (33 кэВ)

Между непрерывным распределением, обусловленным комптоновским рассеянием, и пиком полного поглощения имеется провал, связанный с тем, что при однократном рассеянии гамма-квант не может передать всю свою энергию электрону. Расстояние между пиком полного поглощения и границей комптоновского распределения составляет $E_{\gamma} \left(1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}\right)^{-1}$, т.е. около $\frac{mc^2}{2} \approx 250$ кэВ (при $E_{\gamma} > mc^2$).

Обычно на непрерывное комптоновское распределение накладывается широкий максимум, обусловленный попаданием в сцинтиллятор гамма-квантов, рассеянных под углом $\theta=180^{\circ}$ от окна ФЭУ, контейнера упаковки, стенок защитного кожуха. Этот максимум принято называть «пиком обратного рассеяния». Амплитуда пика обратного рассеяния зависит от величины E_{γ} . Для $E_{\gamma} > mc^2$ энергия рассеянного кванта равна $\frac{1}{2}mc^2$, т.е. 250 кэВ.

Острый пик в самом начале спектра образован К-рентгеновским излучением бария 33 кэВ, сопровождающим процесс испускания гамма-квантов с энергией 662 кэВ (рис. 8).

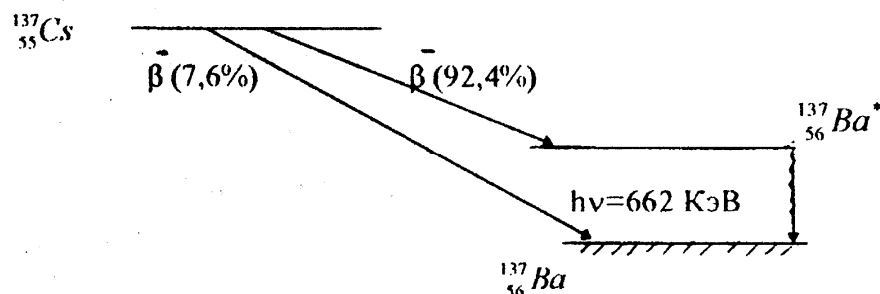


Рис.8. Схема распада изотопа $^{137}_{55}\text{Cs}$. Источник γ -квантов с $E_\gamma=662$ кэВ – изотоп $^{137}_{56}\text{Ba}$ в возбужденном состоянии, возникающий при β -распаде $^{137}_{55}\text{Cs}$

В тех случаях, когда $E_\gamma > 1,02$ МэВ ($2mc^2$), возможен процесс образования пар, и если энергия гамма-квантов ненамного выше пороговой, то кинетическая энергия электрона и позитрона, равная 1,02 МэВ, невелика и они поглощаются в том же сцинтилляторе.

Затормозившийся позитрон аннигилирует с одним из электронов вещества сцинтиллятора, в результате чего возникают два аннигиляционных гамма-кванта с энергией 0,51 МэВ каждый. Если оба аннигиляционных гамма-кванта поглотятся в сцинтилляторе, то поглощенная энергия будет равна E_γ , и амплитуда импульса совпадет с пиком полного поглощения. Если в объеме сцинтиллятора поглотится лишь один из аннигиляционных гамма-квантов, то в сцинтилляторе выделится его энергия 0,51 МэВ – в распределении появится «пик одиночного вылета» ($E_\gamma - 0,51$ МэВ). Если оба аннигиляционных кванта выйдут из сцинтиллятора, то поглощенная сцинтиллятором энергия будет равна $E_\gamma - 1,02$ МэВ – эта энергия соответствует «пику двойного вылета».

Наиболее удобен для определения энергии падающих гамма-квантов пик полного поглощения. Поэтому наравне с понятием полной эффективности спектрометра, определяемой как отношение числа зарегистрированных квантов к числу попавших в сцинтиллятор, вводится понятие эффективности по фотопику, т.е. отношение числа импульсов в пике полного поглощения к числу падающих гамма-квантов.

К основным характеристикам сцинтилляционных спектрометров помимо амплитудного (энергетического) разрешения

и эффективности его работы относится линейность, т.е. наличие пропорциональности между величиной импульса на выходе сцинтилляционного детектора (A) и энергией регистрируемых частиц (E). Вообще характер зависимости $A(E)$ определяется свойствами сцинтиллятора и фотоумножителя. Линейная зависимость будет наблюдаться в случае, если световой выход сцинтиллятора не зависит от энергии электронов и гамма-квантов, а коэффициент усиления ФЭУ не зависит от величины светового потока на его фотокатод. Кроме этих условий, линейность спектрометра в целом определяется еще линейностью работы усилителя и анализатора. Хорошая линейность гамма-спектрометра облегчает его градуировку с помощью источников с известными гамма-линиями и определение значения энергий неизвестных гамма-линий в изучаемом спектре.

5. Описание установки

Детектор

Для исследования предлагается набор сцинтилляторов. Сцинтилляторы, изготовленные из монокристаллов, имеют цилиндрическую форму и помещены в специальную упаковку, непрозрачную для света и обеспечивающую механическую защиту сцинтилляторов. Жидкий сцинтиллятор помещен в соответствующий сосуд. Упаковка кристалла NaI(Tl) (рис.9) герметична, поскольку этот сцинтиллятор гигроскопичен; кристалл окружен слоем MgO , который служит отражателем света. Упакованный сцинтиллятор помещается на фотокатод ФЭУ. Для лучшего оптического контакта между сцинтиллятором и входным окном ФЭУ наносится тонкий слой вазелинового масла.



Рис.9. Кристалл NaI(Tl) в стандартной упаковке.

Фотоумножитель размещен на специальной панели в светонепроницаемом кожухе. На этой панели смонтирован и делитель для подачи напряжения на электроды ФЭУ. Со стороны фотокатода кожух имеет вывинчивающуюся крышку, закрывающую его от света. После смены сцинтиллятора эта крышка должна быть плотно закрыта, так как проникновение постороннего света на фотокатод, находящийся под напряжением, приведет в лучшем случае к резкому увеличению шумов, а, скорее всего к выходу из строя ФЭУ из-за возникновения в нем большого тока, разрушающего покрытие динодов. В кожухе смонтировано блокирующее устройство, препятствующее подаче высокого напряжения на делитель ФЭУ при открытой крышке, однако оно предназначено для аварийных случаев и рассчитывать на него не следует, а при всех манипуляциях с ФЭУ высокое напряжение необходимо устанавливать в 0 В.

В лабораторной работе используется набор гамма-источников активностью ~ 150 кБк каждый. Гамма-источники расположены в специальном свинцовом контейнере, установленном над крышкой фотокатода ФЭУ. При измерении зависимости амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на его делителе сцинтиллятор извлекается, а фотокатод закрывается специальной крышкой, внутри которой имеется светоизлучатель.

Многоканальный амплитудный анализ

Для измерения γ -спектров, а также параметров ФЭУ и сцинтилляторов регистрируются и обрабатываются амплитудные распределения импульсов на выходе ФЭУ (рис.10).

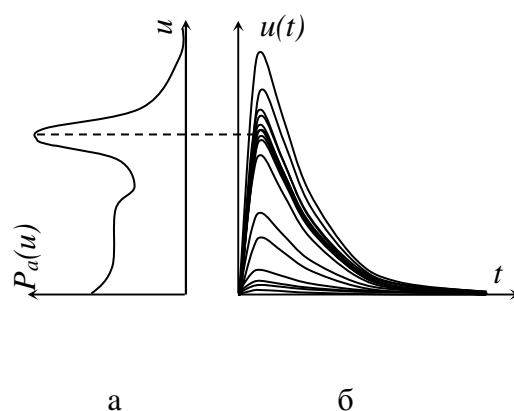


Рис.10. Амплитудное распределение (а) и соответствующие осциллограммы на выходе ФЭУ (б)

Для этого применяется метод многоканального амплитудного анализа, суть которого состоит в следующем. Исследуемый диапазон амплитуд разбивается на конечное число равных участков (в нашем случае 1024), каждому из которых присваивается порядковый номер; эти участки называются каналами. Амплитуда каждого импульса, поступившего на вход амплитудно-цифрового преобразователя (АЦП), измеряется и определяется соответствующий ей номер канала, после чего число отсчетов в канале увеличивается на 1. Таким образом, за одинаковое для всех каналов время подсчитывается число импульсов, амплитуда которых лежит в пределах каждого канала. В результате непрерывное амплитудное распределение представляется в виде дискретного распределения (гистограммы). По оси абсцисс этого распределения отложены номера каналов (амплитуды, $n \sim u$), а по оси ординат – число отсчетов в каналах (рис.11).

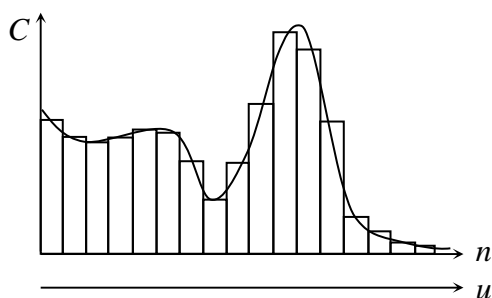


Рис. 11. Гистограмма амплитудного распределения.

В дальнейшем это распределение обрабатывается с использованием методов математической статистики, в результате чего гистограмма аппроксимируется плавной кривой с использованием той или иной математической модели. В частности, в данной работе амплитудные распределения в виде пиков, соответствующих γ -линиям, аппроксимируются функцией Гаусса с учетом линейного фона в окрестности пика (в данном случае под фоном имеется в виду амплитудное распределение в ближайших окрестностях слева и справа от пика, иногда называемого «пьедестал», что не имеет отношения к радиационному фону в помещении, где проводятся измерения).

Гамма-спектрометр

Комплекс устройств, обеспечивающих такие измерения, называется гамма-спектрометром. Блок-схема сцинтилляционного γ -спектрометра, построенного на базе универсального научно-измерительного комплекса УНИК, приведена на рис.12.

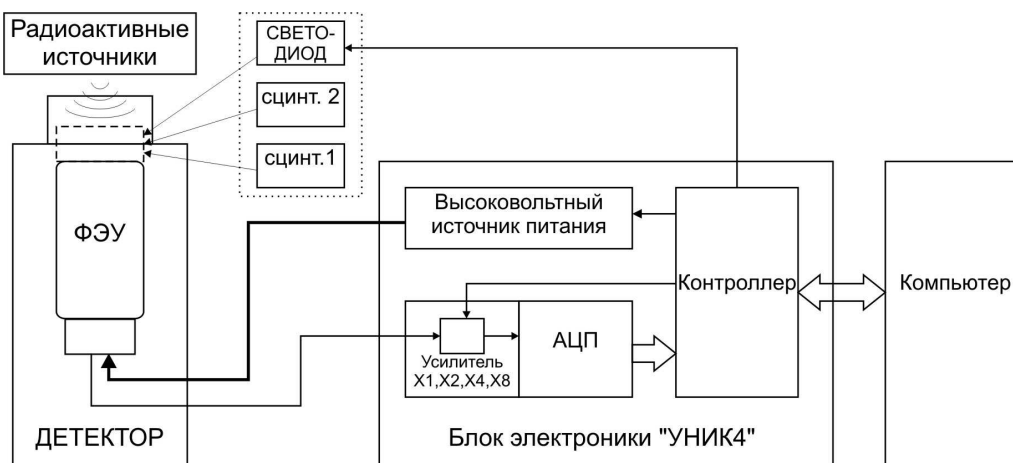


Рис. 12. Блок-схема сцинтилляционного спектрометра.

УНИК включает в себя программно управляемый источник высокого напряжения для питания ФЭУ, усилитель сигналов, поступающих с выхода ФЭУ, который имеет 4 значения коэффициента усиления, многоканальный амплитудный анализатор и USB-контроллер связи с компьютером. Многоканальный анализатор, в свою очередь, состоит из аналого-цифрового преобразователя, который оцифровывает сигналы на выходе усилителя, и запоминающего устройства для временного хранения регистрируемых данных. В процессе накопления эти данные периодически передаются в главный компьютер, где они отображаются в виде гистограммы и могут сохраняться в файлах.

Для управления установкой используется компьютерная программа «Si». Эта программа позволяет: запускать и останавливать накопление данных амплитудного распределения («Пуск», «Стоп»), очищать память АЦП («Сброс»), регулировать высокое напряжение на ФЭУ (U_k) и коэффициент усиления $K_{ус}$ усилителя в спектрометрическом тракте, сохранять данные в файле и др. Необходимые команды подаются с помощью мыши и соответствующих пиктограмм на экране монитора. (Спектрометрический тракт – это электронная цепь от выхода ФЭУ до входа АЦП, включающая в себя, в частности, линейный

усилитель, а также схемы регулировки усиления, фильтрации и формирования сигналов.)

В данной лабораторной работе УНИК и программа Si используются только для управления высоким напряжением питания ФЭУ и коэффициентом усиления линейного усилителя $K_{ус}$, а регистрация амплитудных распределений выполняется дополнительным блоком АЦП-4К-USB под управлением специализированной программы NPZ1P. При выполнении работы запускаются обе программы и обращение к ним производится по мере необходимости.

Программа NPZ1P – регистрация и обработка данных

Программа NPZ1P позволяет управлять работой АЦП (пуск-останов накопления экспериментальных данных, очистка памяти АЦП и т.п.), выполнять графическое и числовое представление исходных данных, а также их статистическую обработку. Кроме того, эта программа позволяет строить анодную характеристику и график зависимости разрешения от энергии.

При первом **в текущий день** запуске программа создаёт персональную папку для размещения данных по умолчанию (рабочая директория): амплитудных распределений, параметров градуировки и др. На экране постоянно представлено имя этой директории. Кроме того, на экран выводится имя последнего считанного файла данных (спектра), файла градуировки и др. (В рабочей директории создаётся также файл временной конфигурации NPZP_TmpCfg. Удалять или как-либо изменять его не следует во избежание изменения текущих параметров анализатора при перезагрузке программы.)

Управление программой осуществляется с помощью пиктограмм (экранных клавиш) и мыши. Большая часть информации, необходимой для управления работой программы, отображена на экране или очевидна по контексту, а при наведении курсора мыши на ту или иную область экрана отображается её назначение. На экране монитора исходные данные и результаты их математической обработки представлены на шести страницах: **«Исходные данные»**, **«Аппроксимация пиков»**, **«Градуировка»**, **«Справки и установки»**, **«Анодная характеристика»** и **«R(E)–Разрешение»**. Переключение между этими страницами происходит по щелчку на соответствующей закладке. Четвёртая страница является справочной.

На странице «**Исходные данные**» отображается одна из двух гистограмм: либо содержимое памяти АЦП (режим АЦП), либо исходные данные, размещённые в памяти компьютера и подлежащие визуальному анализу и математической обработке (режим «**Компьютер**»). Кроме того, на этой же странице в двух небольших окнах постоянно отображаются вспомогательные гистограммы, дублирующие основные. Выбор режима, т.е. необходимой основной гистограммы, обеспечивается щелчком на соответствующем вспомогательном окне.

В режиме «**АЦП**» после команды «**Пуск**» содержимое памяти АЦП периодически (1 раз в секунду) копируется в компьютер, и гистограмма обновляется. АЦП имеет собственное запоминающее устройство, поэтому накопление данных в нем может происходить независимо от состояния программы NPZ1P. Набор данных прекращается по команде «**Стоп**» или по истечении заданного времени, или по достижении заданной статистической погрешности в указанном канале. Этот канал указывается маркером (вертикальная красная линия), который перемещается с помощью движка в верхней части гистограммы. Время набора данных (секунды) и статистическая погрешность (%) задаются в соответствующих окошках. По окончании набора данных их можно сохранять в текстовых файлах.

В режиме «**Компьютер**» гистограмма служит для визуального анализа исходных данных и выделения участка распределения (группы каналов), подлежащего математической обработке. Такое выделение выполняется с помощью гистограммных маркеров – двух вертикальных линий в поле гистограммы (красной и зеленой), которые можно устанавливать с точностью в один канал щелчком правой и левой кнопками мыши на указанной точке. Для удобства указания каналов полезно увеличивать масштаб изображения (способы разметки и работы с масштабом приведены в специальном информационном окне, которое появляется при щелчке мышью по маленькой клавишке «?» в правом нижнем углу гистограммы). Выделенным считается участок гистограммы между красным и зеленым маркерами. При установке маркеров появляется информация о параметрах распределения (в соответствии с цветом маркера):

«**Канал**» – номер канала с маркером;

«**Отсчёты**» – число отсчётов в канале с маркером;

«**Энергия**» – значение энергии, соответствующее каналу с маркером, если выполнена градуировка;

«Сумма» – суммарное число отсчётов по всем каналам между маркерами (интеграл);

«В пике» – суммарное число отсчётов по всем каналам между маркерами, в предположении наличия пика между ними, за вычетом линейного пьедестала, который рассчитывается по точкам с маркерами (интеграл в пике).

С помощью соответствующих экранных клавиш возможно считывание ранее сохранённых в файле данных, а также графическое сравнение данных из нескольких файлов.

«Клавиша» с зелёно-синей стрелкой даёт возможность прямого считывания данных из АЦП. При этом данные не сохраняются в файле.

Статистическая обработка данных

Статистическая обработка данных ориентирована на спектрометрию γ -излучений и возможна в двух вариантах: «Синглет» и «Дублет», которые позволяют аппроксимировать пики гауссовой формы на линейном «фоне» (пьедестале) в окрестности пиков. При этом для одиночного пика используется модель, которая имеет вид:

$$Y(p) = A_1 + A_2 p + A_3 e^{-\frac{(p-p_m)^2}{2\sigma^2}}, \text{ где}$$

p – амплитуда зарегистрированных импульсов (положение точки на непрерывной оси каналов);

p_m – положение максимума пика;

σ – величина, связанная с полной шириной пика на половине высоты соотношением $fwhm=2.355\sigma$;

A_1, A_2 – параметры, определяющие фон (пьедестал) в окрестности пика;

A_3 – параметр, определяющий высоту пика.

Такая модель предполагает, что при выделении участка, подлежащего статистической обработке, слева и справа от пиков он должен иметь отрезки, явно принадлежащие фону – это повышает точность вычислений.

Для дублета добавляется еще один экспоненциальный компонент (под дублетом подразумеваются плохо разрешённые линии, т.е. такие линии, пики от которых частично перекрываются). Переключение между вариантами выполняется с помощью двух альтернативных «радиокнопок».

Чтобы вычислить параметры пика нужно на странице «Исходные данные» в режиме «Компьютер» выделить участок спектра, содержащий пик (или дублет) с несколькими прилегающими к нему слева и справа точками линейного фона, и перейти на страницу «Аппроксимация пиков».

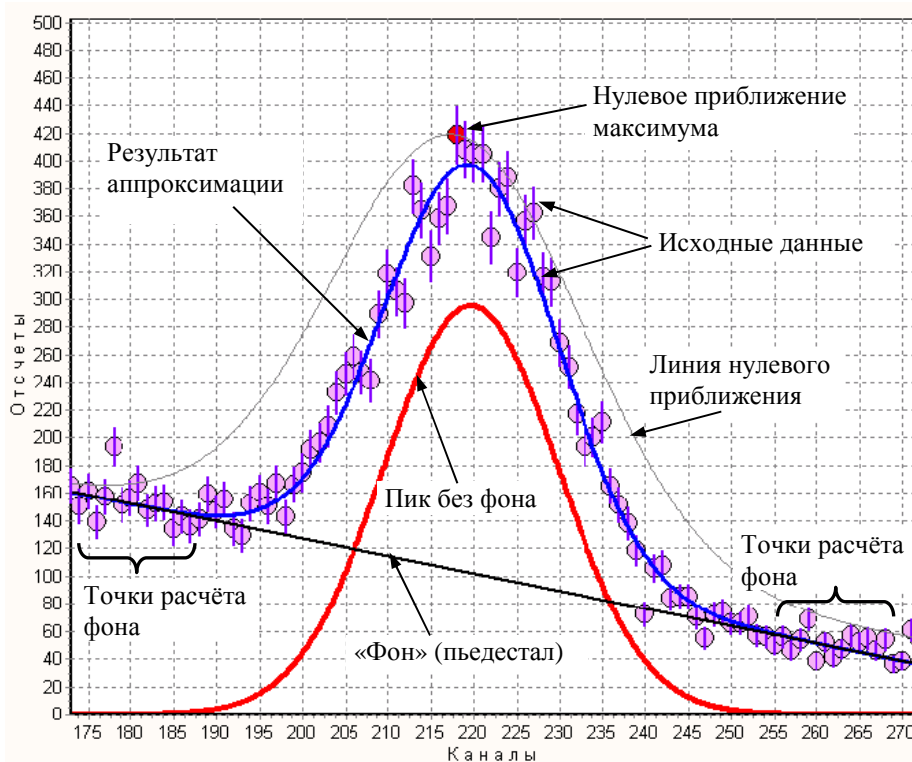


Рис. 13. Результат аппроксимации одиночного пика.

В окне статистической обработки (рис. 13) сиреневые точки отображают предварительно выделенный маркерами участок исходных данных. Серая тонкая линия проведена по нулевым приближениям параметров аппроксимирующей кривой, определяемых автоматически (с этих приближений начинаются итерации при расчёте). Их можно уточнять, если аппроксимация не получилась: указать другие начальные положения максимумов пиков (красная и зеленая точки; устанавливаются так же, как и в окне исходных данных) или изменить нулевое приближение *fwhm* (переключатель слева под гистограммой)

По команде «Аппроксимация» для каждого пика вычисляются следующие параметры (за вычетом линейного фона в окрестности пика):

- Pm* — положение максимума пика;
- fwhm* — ширина пика на половине высоты;
- Summ* — площадь пика;

E – энергия;

R – разрешение (*fwhm* в энергетических единицах);

$R\%$ – относительное разрешение (в процентах).

Численные значения этих параметров выводятся на экран (в отсутствие градуировки E , R и $R\%$ не выводятся). Кроме того, изображаются результирующая кривая (синяя) и гауссианы пиков за вычетом пьедестала (для дублета красная и зеленая).

Градуировка

Обычно соответствие между амплитудой (номером канала) и энергией устанавливается путем измерения и обработки спектра с известными параметрами. Установление такого соответствия называется *градуировкой* (в профессиональной среде иногда используется термин «калибровка»). В дальнейшем зависимость $E=F(u)$, где E – энергия, u – амплитуда, будем называть градуировочной функцией или градуировочной кривой, а пару соответствующих друг другу значений E и u – градуировочной точкой.

Выше мы предполагали, что между энергией, поглощенной детектором, и положением максимума пика в каналах существует линейная зависимость. В действительности так бывает далеко не всегда.

Во-первых, амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП) может обрабатывать аналоговые сигналы только в ограниченном диапазоне. В частности, имеется порог, ниже которого амплитуды входных импульсов в номер канала не преобразуются. Это приводит к тому, что градуировочная линия должна быть представлена функцией $E=a+b\cdot p$, где a и b – константы, p – положение максимума пика на непрерывной оси каналов. Следовательно, градуировка может быть выполнена не менее чем по двум точкам, т.е. должны быть известны энергии, по крайней мере, двух линий.

Во-вторых, амплитуды сигналов на выходе усилителя пропорциональны энергии лишь приблизительно. Это связано с характеристиками и режимом работы детектора, усилителя и АЦП. Даже при удачном выборе этих режимов зависимость положения пика от энергии может быть нелинейной. В таких случаях для градуировки используется столько известных линий, сколько возможно. При наличии большого числа реперов градуировочная линия может быть аппроксимирована другой зависимостью, например, параболой.

В тех случаях, когда отклонением от линейности можно пренебречь, для повышения точности также следует применять по возможности большое число точек, а прямую проводить, например, методом наименьших квадратов.

Обращаем внимание на важность процедуры градуировки, так как зачастую именно она определяет точность полученного результата.

Градуировка в программе NPZ1P

Ввод значений энергий для градуировки выполняется в окне «**Аппроксимация пиков**». После выполнения аппроксимации нужно вписать в окошко соответствующего цвета известное значение энергии и щёлкнуть «**Ввод энергии**» (или Enter). В информационной строке вверху экрана появится сообщение о числе введённых точек. Возможно использование распределений от разных источников. Максимальное число точек для градуировки – 16.

Сама градуировка выполняется при входе в окно «**Градуировка**» и возможна в двух вариантах: линейная или квадратичная. В первом случае градуировочная линия представляется функцией $E=a+b\cdot p$, где a и b – константы, p – положение максимума пика на непрерывной оси каналов. Во втором случае (квадратичная) градуировочная линия представляется функцией $E=a+b\cdot p+q\cdot p^2$ (q – константа). Квадратичная градуировка в некоторых случаях позволяет получать более точные результаты за счёт корректировки нелинейности спектрометрического тракта. Следовательно, линейная градуировка может быть выполнена не менее чем по двум точкам, а квадратичная не менее чем по трём. Если число точек больше, то градуировочная линия вычисляется методом наименьших квадратов, а на дополнительном графике отображается отклонение каждой точки от вычисленной линии; это позволяет оценить качество выполненной градуировки. Для получения параметров какой-либо градуировочной точки нужно щёлкнуть по ней на основном градуировочном графике. Переключение между вариантами градуировки выполняется парой альтернативных радиокнопок в окне «**Градуировка**». Текущая градуировка может быть сохранена в текстовом файле и в дальнейшем оттуда считана.

7. Порядок выполнения работы

Перед началом работы необходимо ознакомиться с порядком включения установки и с манипуляциями её физическими компонентами.

Программа Si, служащая для управления высоким напряжением на катоде ФЭУ (U_k) и коэффициентом усиления спектрометрического тракта ($K_{ус}$), запускается с помощью пиктограммы «Si – $U_k, K_{ус}$ » на «Рабочем столе» компьютера.

Программа NPZ1P, позволяющая управлять γ -спектрометром и выполнять математическую обработку исходных данных, запускается с помощью пиктограммы «NPZ1P – Гамма-спектрометр».

ВАЖНО:

- При выполнении лабораторной работы №1 используются реальные радиоактивные изотопы (закрытые источники γ -излучений, список см. в лаборатории) активностью до 150 кБк, а также источники тока напряжением до 2 кВ. Это требует строгого выполнения правил техники безопасности и соответствующих указаний преподавателя и персонала лаборатории.

- Сцинтилляционные кристаллы обладают повышенной хрупкостью, поэтому их нельзя ударять или ронять.

- Во избежание повреждения ФЭУ и возможного удара электрическим током открывать крышку ФЭУ можно только при отключённом высоком напряжении.

- При включении и выключении высокого напряжения его значение устанавливается в течение ~30 секунд; исходя из этого, следует выбирать момент запуска набора данных.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 1

Зависимость амплитуды импульсов на выходе ФЭУ от напряжения на его делителе (анодная характеристика)

В упражнении используется генератор световых сигналов, дающий монохроматические вспышки постоянной интенсивности, воздействующие непосредственно на фотокатод ФЭУ. Источником вспышек является световой диод, размещённый в специальном цилиндре, который ввинчивается в виде крышки в кожух ФЭУ. Регистрация световых сигналов выполняется с помощью

многоканального амплитудного спектрометра (программа NPZ1P). Из-за статистических флуктуаций электронного потока в ФЭУ и флуктуаций интенсивности световой вспышки светодиода амплитудное распределение сигналов светодиода имеет форму гауссова пика на нулевом фоне.

Изучение анодной характеристики сводится к регистрации положения максимума пика P_m амплитудного распределения для различных значений U_k в возможном диапазоне (800÷1800 В – зависит от индивидуальных особенностей установки) и последующего построения графика зависимости $P_m=F(U_k)$. Однако, в этом диапазоне выходные амплитуды ФЭУ меняются настолько, что выходят за пределы динамического диапазона входного усилителя спектрометра и при регистрации распределений возникает необходимость изменения коэффициента усиления $K_{ус}$. Поэтому для построения анодной характеристики используются амплитуды, приведённые к единичному усилению, т.е. строится зависимость $A=F(U_k)$, где $A=P_m/K_{ус}$. Соответствующий график строится в двойном логарифмическом масштабе и оценивается прямолинейность полученной характеристики.

Для построения анодной характеристики используется соответствующая опция программы NPZ1P. При максимальном значении коэффициента усиления линейного усилителя зарегистрировать амплитудные распределения сигналов от светового генератора для нескольких значений высокого напряжения питания ФЭУ (см. рекомендованные значения на рабочем месте). Вообще, измерения следует проводить таким образом, чтобы максимумы первого и последнего пиков были видны полностью (пики должны быть симметричными). Значения высокого напряжения должны отличаться на 100÷150 Вольт с таким расчётом, чтобы пики находились друг от друга не меньше, чем на полную ширину (предварительно полезно провести пробные измерения без сохранения данных). Результаты таких измерений следует сохранить в файлах, а значения коэффициентов усиления и высокого напряжения для каждого пика записать (для удобства значения U_k и $K_{ус}$ можно отразить в имени файла).

Затем увеличить коэффициент усиления и продолжить измерения, начиная с текущего U_k – это обеспечит неразрывность построенного графика. (В принципе, измерения можно выполнять, обрабатывая каждый пик и не записывая распределения в файл, но в случае ошибки их нужно будет повторять.)

Затем пики из сохранённых файлов нужно обработать в окне «**Аппроксимация пиков**» и внести полученные результаты в таблицу,

которая имеется в этом окне. Значения коэффициентов усиления и высокого напряжения вносятся вручную в специальные окошки, а затем пересылаются в таблицу вместе с вычисленным значением положения максимума пика с помощью клавиши «**Запись Uk, Kус, Pm**». После заполнения этой таблицы нужно перейти в окно «**Анодная характеристика**», где эта характеристика будет автоматически построена.

Отчет преподавателю по выполненному упражнению – демонстрация на экране дисплея полученного графика функции $A_{св.г.}=f(U_k)$ с пояснениями к нему.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

Изучение свойств сцинтилляторов

В этом упражнении изучают свойства некоторых сцинтилляторов, нашедших широкое применение в сцинтилляционной методике: NaI(Tl), CsI(Tl), стильбен, толан, раствор терфенила в ксилоле (жидкий раствор) и твердый раствор – раствор терфенила в полистироле («полистирол»).

Каждый раз при установке нового сцинтиллятора **необходимо снимать высокое напряжение с ФЭУ** (не выключая питания низковольтной части установки). Только после этого можно вывинчивать верхнюю крышку кожуха и устанавливать сцинтиллятор.

Сцинтиллятор устанавливают непосредственно на фотокатод фотоумножителя, предварительно нанеся на сцинтиллятор каплю вазелинового масла. Нужно, чтобы масло создало тонкий слой между сцинтиллятором и фотокатодом ФЭУ без воздушных пузырей. Специальной крышкой, ввинчиваемой во внешний кожух детектора, закрывают сцинтиллятор, защищая его от дневного света.

Для сравнения технических световых выходов всех исследуемых сцинтилляторов производят измерения наибольшей амплитуды от импульсов на выходе ФЭУ при постоянном напряжении на делителе ФЭУ и при одном и том же источнике гамма-квантов, например, $^{137}_{55}\text{Cs}$.

Наибольшая амплитуда соответствует либо максимуму фотопика, либо, в случае отсутствия фотопика, концу области

комптон-эффекта в амплитудном распределении с данным сцинтиллятором.

При выполнении упражнения использовать сцинтилляторы: NaI(Tl), стильбен, толан и «полистирол» (см. табл.1 «Свойства сцинтилляторов»).

Измерения с разными сцинтилляторами должны проводиться с одним и тем же источником гамма-квантов, а именно, с $^{137}_{55}\text{Cs}$ и при одном и том же напряжении на делителе ФЭУ. Коэффициент усиления $K_{ус}$ при работе с органическими сцинтилляторами («полистирол», стильбен, толан) следует устанавливать в 4 раза больше, чем при работе с неорганическим сцинтиллятором NaI(Tl) (уточнять на рабочем месте).

Начать измерения рекомендуется со сцинтиллятора «стильбен», имеющего небольшой технический выход. Установить усиление $K_{ус}$ равным 8. Подобрать рабочее напряжение U_k таким, чтобы амплитудное распределение при работе со стильбеном оканчивалось в области четырехсотого (400) канала. Провести измерение амплитудного распределения со сцинтиллятором стильбен. Определить номер канала, соответствующего наибольшей амплитуде. Записать полученное распределение в память компьютера.

При том же напряжении U_k провести аналогичные измерения с полистиролом и толаном ($K_{ус} = 8$ тот же, что для «стильбена»), а затем с NaI(Tl), уменьшив $K_{ус}$ ($K_{ус} = 2$).

Определите номера каналов, соответствующих наибольшим амплитудам, зарегистрированным при взаимодействии гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$ с веществом сцинтилляторов: полистирол ($N_{п}$), стильбен ($N_{ст}$), толан ($N_{тол}$) и NaI(Tl) – N_{NaI} . Найти отношения $N_{п}/N_{ст}$, $N_{NaI}/N_{ст}$ и $N_{NaI}/N_{п}$; поправить отношения на разницу коэффициентов усиления. Тогда эти отношения будут отражать разницу технических выходов этих сцинтилляторов.

Сравните полученные в данном упражнении отношения технических световых выходов сцинтилляторов с соответствующими отношениями конверсионных эффективностей, приведенных в таблице П1 приложения.

Сравните, форму спектров, полученных при работе с полистиролом, стильбеном и NaI(Tl) при одном и том же источнике гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$ и при одном и том же напряжении U_k . Обратите

внимание на отсутствие фотопика в спектрах, полученных при взаимодействии гамма-квантов $^{137}_{55}\text{Cs}$ с полистиролом и стибьбеном. Объясните, чем вызвано отсутствие фотоэффекта в этих сцинтилляторах.

У П Р А Ж Н Е Н И Е 3

Исследование распределений импульсов по амплитудам с различными источниками гамма-квантов (градуировка шкалы анализатора в эВ, идентификация неизвестных источников и др.)

Измерения амплитудных распределений от всех предлагаемых в данном упражнении гамма-источников ведутся при одних и тех же значениях напряжения U_k и коэффициента усиления K_{yc} .

Время измерений рекомендуется выбирать так, чтобы статистическая ошибка в максимуме наименьшего фотопика была ~5%–7%.

Все измерения ведутся со сцинтиллятором NaI(Tl). Все полученные распределения необходимо записывать в файл (имена файлов произвольные, но выносить их за пределы текущей директории, установленной автоматически по умолчанию, не следует во избежание потери данных).

Начинать работу в 3-м упражнении следует с градуировки спектрометра (см. стр.31). Для градуировки использовать изотоп ^{152}Eu . На рис.14 показан спектр, снятый с помощью сцинтилляционного детектора (на одной из установок данной задачи). Для градуировки можно использовать пики, энергии которых (кэВ) указаны на этом рисунке: 121.8, 244.7, 344.3, 778.9, 964.1 и 1408.0. Обращаем внимание на то, что этот изотоп имеет очень сложный спектр. Для примера в приложении на рисунке П1 показана его часть в диапазоне до 1,5 МэВ, зарегистрированная с помощью γ -спектрометра с детектором из особо чистого германия (ОЧГ), относительное разрешение которого при энергии 662 кэВ составляет 0,2%. В частности, можно видеть, что многие линии на сцинтилляционном спектрометре не видны, а пара пиков, 1112 и 1086 кэВ, не разрешена и представлена одним пиком. Значения U_k и K_{yc} следует установить такими, чтобы максимум фотопика 1408.0 кэВ приходился примерно на 850-й – 900-й каналы (рекомендуемые на рабочем месте значения U_k и K_{yc} могут потребовать коррекции).

Затем зарегистрировать спектры других предложенных изотопов, выполнить их статистическую обработку и с помощью таблицы П2 приложения идентифицировать неизвестные источники.

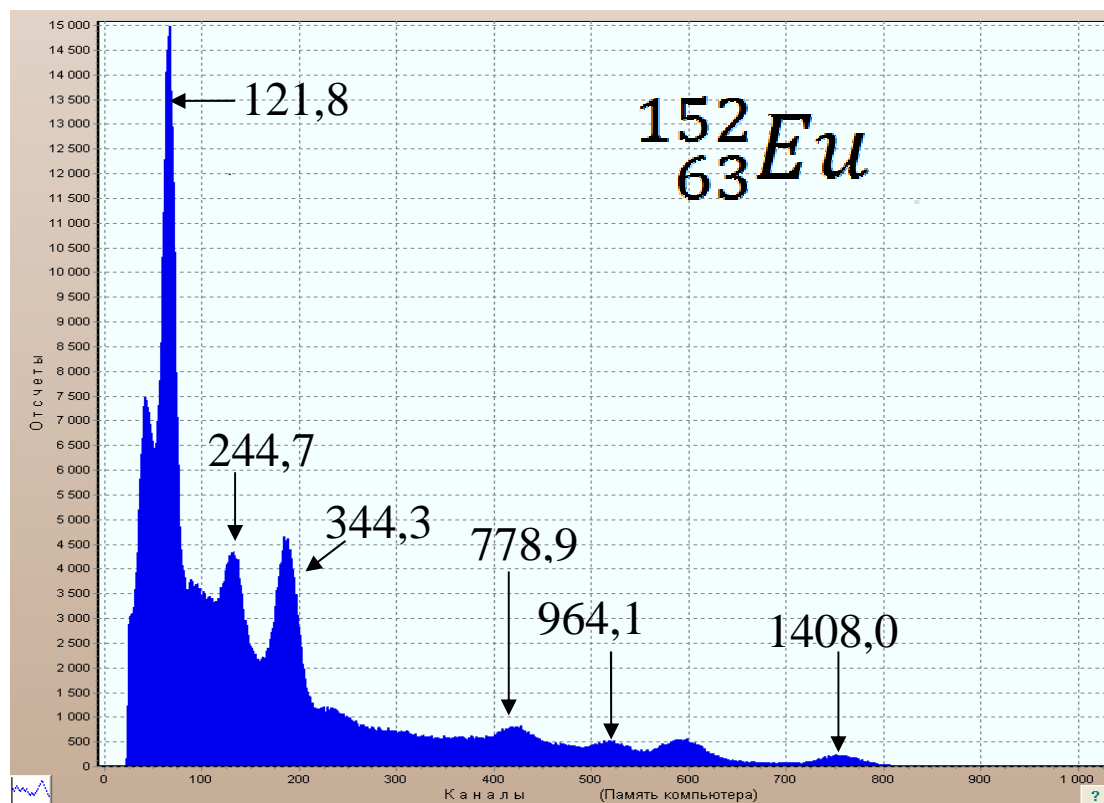


Рис. 14. Энергии пиков Eu-152 для градуировки, кэВ.

Зависимость разрешения от энергии

Оцените экспериментальную разрешающую способность $R_{\text{экс}}(E)$ спектрометра с различными гамма-источниками. Для построения характеристики $R_{\text{экс}}(E)$ необходимо после выполнения аппроксимации в соответствующем окне щёлкнуть клавишей «Регистрация точки $R(E)$ ». При наличии градуировки пара значений $R-E$ будет зафиксирована и появится сообщение о количестве этих пар. При переходе в окно « $R(E)$ -Разрешение» появится возможность построения соответствующей кривой (после указания точки нормировки).

Сравните экспериментальную зависимость $R_{\text{экс}}(E)$ с теоретической $R_{\text{т}}(E) \approx \text{const}/\sqrt{E}$. Константу const можно найти, если отнормировать (приравнять) теоретическое значение $R_{\text{т}}(E)$ для

одного из значений энергии E по экспериментальным данным (например, для энергии $E=1173.23$ кэВ гамма-кванта от ${}^{60}_{27}\text{Co}$) т.е.:

$$R_{\tau}(E)=R_{\text{экс}}(E); \quad \text{const}/\sqrt{E}=R_{\text{экс}}(E); \quad \text{const}=R_{\text{экс}}(E_{\text{Co}})\cdot\sqrt{(E_{\text{Co}})}.$$

В заключение необходимо вычислить вероятность взаимодействия гамма-квантов с веществом сцинтиллятора NaI(Tl) толщиной 2 см от трех гамма-источников.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Как устроен сцинтилляционный счетчик (его основные составные части)?
2. Какие характеристики сцинтилляторов вы знаете?
3. Как объяснить различие в величине таких характеристик неорганических и органических сцинтилляторов как время высвечивания и световой выход?
4. Характеристики сцинтилляционного счетчика:
 - Что называется временным разрешением сцинтилляционного счетчика? Чем оно определяется и каков порядок его величины?
 - Что называется амплитудным разрешением сцинтилляционного счетчика? Чем определяется амплитудное разрешение?
5. Какие физические измерения можно проводить с помощью сцинтилляционного счетчика?
6. Каковы механизмы регистрации заряженных частиц и гамма-квантов в сцинтилляционном счетчике?
7. Как устроен сцинтилляционный гамма-спектрометр?
8. Как определить эффективность регистрации гамма-квантов в сцинтилляционном счетчике?

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. Экспериментальные методы в ядерной физике. Курс лекций. - М.: Изд-во Моск. ун.-та, 1996
2. Фано У., Фано Л. Физика атомов и молекул. Пер. с англ./Под ред. Пономарева Л.И. - М.: Наука, 1980.
3. Балашов В.В. Строение вещества. Учеб. пособие. - М.: Изд-во Моск. ун.-та, 1993.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П1
Характеристики сцинтилляторов

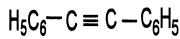
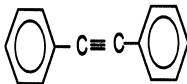
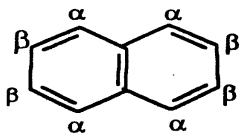
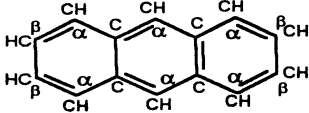
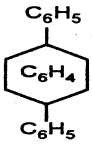
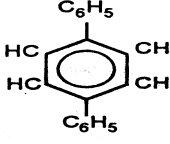
Сцинтиллятор	Плотность, г/см ³	Конверсионная эффективность, %	Длина волны, соответствующая максимальной интенсивности, λ_{\max} , Å	Время высвечивания, с
ZnS(Ag)	4,10	20,0	4500	10 ⁻⁵
4100	3,67	8,0		2,3·10 ⁻⁷
5650	4,51	3,6		1,0·10 ⁻⁶
4100	1,16	2,0		6,0·10 ⁻⁹
Толан (дифенилацетилен), C ₁₄ H ₁₀  	1,18	1,5	3900	4,0·10 ⁻⁹
Нафталин, C ₁₀ H ₈ 	1,15	0,4	3450	(7-8)·10 ⁻⁸
Антрацен, C ₁₄ H ₁₀ 	1,25	4,0	4450	2,7·10 ⁻⁸
Р-терфенил, C ₁₈ H ₁₄ , (раствор в ксилоле, 5г/л)  	0,86	1,5	3800	2,0·10 ⁻⁹
Р-терфенил, C ₁₈ H ₁₄ , (твердый раствор в полистироле)	1,10	1,0	3800	2,0·10 ⁻⁹

Таблица П2

Некоторые радиоактивные изотопы, используемые в лабораторной практике, и их характеристики

Изотоп	Энергия γ-квантов, кэВ	Период Полураспада
$^{22}_{11}\text{Na}$	511.0, 1274.5	2,6 года
$^{54}_{25}\text{Mn}$	84.0	310 дней
$^{60}_{27}\text{Co}$	1173.2, 1332.5	5,24 года
$^{55}_{30}\text{Zn}$	111.0	243,5 дней
$^{95}_{41}\text{Nb}$	745.0	35 суток
$^{113}_{50}\text{Sn}$	396.0	118 суток
$^{137}_{55}\text{Cs}$	661.7	30 лет
$^{152}_{63}\text{Eu}$	См. рис. П1	13,54 года
$^{181}_{72}\text{Hf}$	133.3, 345.9, 482.1	46 дней
$^{203}_{80}\text{Hg}$	279.0	46,9 суток

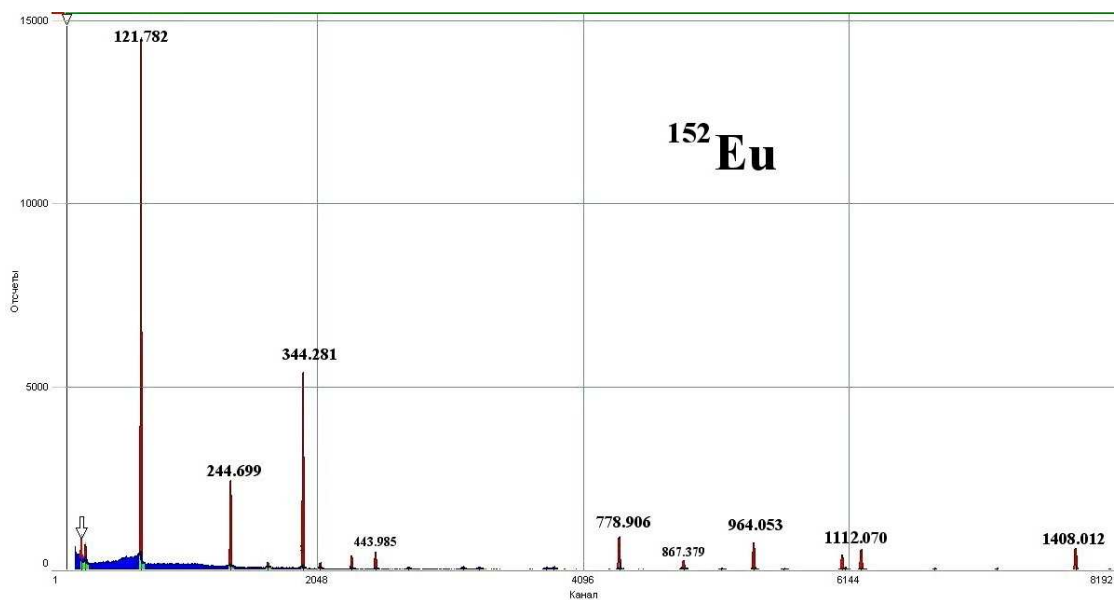


Рис. П1. Спектр Eu-152, зарегистрированный с помощью ОЧГ