

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ, ПОДВЕРГШИХСЯ РАДИОАКТИВНОМУ ОБЛУЧЕНИЮ

В связи с выходом радиоэлектроники в область оптического диапазона длин волн актуальной является задача создания источников оптического излучения, обладающих высокими эксплуатационными характеристиками. Наиболее перспективными являются полупроводниковые источники излучения. В настоящее время полупроводниковые светоизлучающие диоды (СИД) широко применяются в таких областях, как индикация и подсветка в устройствах визуального отображения информации, внутрисхемная и панельная индикация электронных схем, в системах записи и считывания информации, в различных фотозлектрических устройствах, в устройствах ввода-вывода данных вычислительной техники, в системах оптической связи и т. д. Столь широкое использование полупроводниковых СИД обусловлено их техническими характеристиками: высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световую; совместимостью по электрическим параметрам с транзисторными микросхемами; высоким быстродействием; надежностью и большим сроком службы. Достижение таких свойств стало возможным благодаря наличию большого количества материалов, пригодных для создания полупроводниковых источников излучения и развитию технологии их изготовления. Основные материалы для создания СИД и характеристики приборов на их основе приведены в табл. 1 [1 – 10].

Быстродействие и эффективность преобразования энергии полупроводниковых излучающих структур определяется механизмами рекомбинации носителей заряда в материалах, из которых эти структуры изготовлены. Одним из инструментов исследования механизмов излучательной и безизлучательной рекомбинации является изучение кинетики люминесценции полупроводников, подвергавшихся различным внешним воздействиям. Особый интерес вызывает малоисследованное влияние радиационного облучения на спектральную кинетику люминесценции.

Известно, что облучение полупроводников частицами высоких энергий приводит к значительному изменению их спектральных и энергетических характеристик, характер и степень которого существенно зависит от дозы облучения. При малых дозах можно стимулировать улучшение степени структур-

ного совершенства и излучательных характеристик полупроводниковых приборов [10 - 17].

Таблица 1

Основные полупроводниковые материалы и характеристики источников излучения на их основе

Материал	Внешний квантовый выход, %	Мощность излучения,	Быстродействие, мкс	Длина волны в максимуме спектра или соответствующая энергия	Литература
GaAs	20 - 28	0.3 - 0.5	0.2 - 1.5	1.33 - 1.26 эВ	1, 2
GaP:ZnO	7		0.1	698 нм	1
GaP:N	0.5		0.04	2.1 - 2.3 эВ	2, 3, 4
GaAsP	12		0.04	660 - 610 нм	1, 5
GaAlAs	27	1 - 2	0.01	820 - 900 нм	1, 6
GaAlP	0.02 - 0.1			590 - 550 нм	1, 7
GaInAsP	28	5		1.065 мкм	1
GaInAsSb	1 - 1.5			1 - 3.5 мкм	1
GaN	0.001			2, 8 эВ	1
SiC	0.004	0.04 мкВт		590 нм	10
AlN	0.0006			350 нм	1
GaAlP	0.07	0.5 мкВт	$10^9 - 10^{11}$	700 нм	8, 9

Однако, как правило, радиационное облучение приводит к резкому снижению внешнего квантового выхода и интенсивности люминесценции (при больших дозах интенсивность излучения снижается на 4 - 5 порядков) [17 - 22], гашению и разгоранию отдельных полос в спектре [21, 22] и уменьшению времени жизни неравновесных носителей заряда [19 - 23].

При разработке методики исследования спектральной кинетики люминесценции облученных радиацией полупроводников необходимо учитывать следующие факторы: мощность излучения полупроводниковых структур может изменяться от единиц милливольт до сотых долей микроватта; времена жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках варьируются в пределах $10^{-6} - 10^{-11}$ с; спектры люминесценции различных полупроводниковых источников простираются от ближней ультрафиолетовой (УФ) до дальней инфракрасной (ИК) области.

При регистрации люминесценции с высоким спектральным разрешением интенсивность контролируемого излучения уменьшается пропорционально степени спектрального разрешения и, как правило, составляет единицы или доли процентов от интегральной интенсивности. Следовательно, для изучения спектральной кинетики люминесценции полупроводников, подверг-

шихся воздействию радиации, должен применяться метод, эффективный при предельно малых интенсивностях исследуемого излучения и обладающий высоким временным разрешением.

1. Методы исследования временных характеристик излучения

Применяемые в настоящее время методы исследования временных характеристик люминесценции можно разделить на две группы. К первой относятся способы, которые позволяют оценить среднюю длительность свечения. Их применение оправдано тогда, когда имеются точные априорные сведения о законе высвечивания. Особенно эффективны они в случае простых законов высвечивания. Однако кинетика люминесценции полупроводников зачастую носит сложный характер, а получение априорных сведений о законе высвечивания во многих случаях не представляется возможным. Например, закон спада интенсивности электролюминесценции GaP светодиодов характеризуется двумя постоянными времени [22, 29]. В этом случае средняя длительность свечения люминесценции может быть одинаковой при различных значениях постоянных, из чего следует, что информация лишь о времени свечения недостаточна для детального изучения кинетики люминесценции. Более информативными являются методы второй группы, которые позволяют установить форму кривой высвечивания. Наиболее распространенными в настоящее время являются: метод электронно-оптической хронографии, стробоскопический метод и метод счета фотонов [30].

Наибольшую разрешающую способность (до 10^{-14} с) имеет метод электронно-оптической хронографии. Суть его заключается в следующем. Исследуемый оптический поток проецируется на фотокатод электронно-оптического преобразователя (ЭОП). Число испускаемых фотокатодом электронов повторяет во времени распределение интенсивности светового потока. Для получения временных характеристик излучения электронный пучок фокусируется на флуоресцирующем экране и развертывается во времени при помощи отклоняющих систем. В итоге переменный во времени световой поток преобразуется в модулированную по яркости линию на экране ЭОП. Изображение на экране фотографируется или поступает на передающую телевизионную трубку или матрицу фотоприемников. Временная разрешающая способность ЭОП ограничивается aberrациями оптической системы (10^{-14} с), временным разрешением фотокатода ($10^{-15} - 10^{-14}$ с) и скоростью развертки электронного пучка. Предельное временное разрешение, достигаемое в ЭОП, составляет порядка 10^{-14} с [30]. Примером практической реализации метода

электронно-оптической хронографии является многопараметрический анализатор пикосекундных оптических процессов [31]. Анализатор позволяет производить измерения пространственно-энергетических, спектральных и амплитудно-временных характеристик оптических процессов с временным разрешением ~ 1 пс. Спектральное разрешение анализатора не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ нм, энергетическая чувствительность не хуже 10^{12} Дж (системы, созданные на базе ЭОП обладают существенными недостатками (сложность, высокая стоимость и недостаточная чувствительность), что делает их непригодными для исследования кинетики люминесценции полупроводников, которая во многих случаях характеризуется низкой интенсивностью излучения).

Стробоскопические методы позволяют получить временное разрешение, ограниченное, по существу, только длительностью стробирующих импульсов. Благодаря развитию техники генерации сверхкоротких лазерных импульсов разрешение современных стробоскопических систем находится на уровне десятков и единиц пикосекунд. Наибольший практический интерес представляет так называемый метод „ап-конверсии“ (преобразования частоты вверх) [32]. Суть метода заключается в том, что импульс исследуемого излучения складывается в нелинейном кристалле с коротким стробирующим лазерным импульсом, прошедшим варьлируемую оптическую линию задержки. Интенсивность излучения на преобразованной частоте регистрируется фотоприемником. Путем изменения задержки осуществляется сканирование стробирующим импульсом исследуемого временного интервала и тем самым получается зависимость интенсивности излучения от времени. Временное разрешение данного метода составляет ~ 20 пс в диапазоне от 10^{-10} до 10^{-8} с [33]. Главным недостатком стробоскопического метода является его низкая чувствительность и малое отношение сигнал/шум, что делает его неэффективным при исследовании слабых световых потоков [30].

Наиболее эффективным для исследования кинетики люминесценции в случае малой интенсивности излучения является статистический метод многоканального счета фотонов, сущность которого состоит в следующем. При малой интенсивности оптический поток можно представить в виде последовательности случайно распределенных во времени одиночных световых квантов. Если интенсивность светового потока изменяется во времени, то на выходе фотоприемника будет пропорционально изменяться среднестатистическая интенсивность потока выходных импульсов. Таким образом, можно установить закон высвечивания люминесценции, контролируя число фотонов, регистрируемых фотоприемником на равных, последовательно расположенных интервалах времени, первый из которых совмещается с моментом воз-

буждения люминесценции [30]. Высокая точность регистрации формы кривой высвечивания достигается при усреднении результатов измерений за большое число циклов возбуждения, так как число отсчетов в каждом переменном интервале подвержено статистическим флуктуациям. Отличительная особенность метода счета фотонов — работа фотоприемника в режиме счета одиночных световых квантов, благодаря чему метод счета фотонов позволяет производить измерения в чрезвычайно широком диапазоне изменения интенсивностей исследуемого излучения. Излучение практически сколь угодно высокой интенсивности всегда можно ослабить до величины, соответствующей однофотонному режиму работы фотоприемника, которая для лучших современных фотоприемников составляет $10^{-18} - 10^{-19}$ Вт [34]. Временное разрешение метода счета фотонов ограничивается разрешающей способностью детекторов излучения, на которую влияют не только временные неопределенности, имеющие место в самих детекторах, но и статистический разброс амплитуды и формы их выходных сигналов. Однако развитие электроники и специальных методов временной привязки сигналов позволяют снизить влияние упомянутых факторов на временное разрешение метода счета фотонов, которое в современных системах составляет 10^{-11} с [34]. Вследствие того, что информация о кривой высвечивания накапливается за большое число циклов измерений, становится принципиально возможной регистрация формы светового сигнала при отношении сигнальных и фоновых потоков импульсов на выходе фотоприемника, существенно меньшем единицы. Отношение сигнал/шум при использовании метода счета фотонов практически ограничивается лишь длительностью эксперимента, которая обычно составляет 30 – 60 мин. [30, 35]. Кроме высокой чувствительности преимуществами этого метода являются низкая стоимость и простота его технической реализации. В настоящее время на основе метода счета фотонов создаются универсальные системы для исследований временных параметров периодических световых процессов, которые могут быть использованы в широком классе экспериментов. Например, в [33] описан комплект модулей для кинетической одноквантовой флуорометрии с временным разрешением 18 пс в диапазоне 20 – 1000 нс.

Для определения закона высвечивания люминесценции достаточно измерить распределение плотности вероятностей временных интервалов между началом импульса возбуждения и появлением первого одноэлектронного импульса фотоприемника. Измерение распределения временных интервалов осуществляется либо многоканальными временными анализаторами, либо

широкодиапазонными преобразователями время-амплитуд и работающими совместно с многоканальными амплитудными анализаторами

На практике конечное быстродействие измерительной аппаратуры, наличие в канале детектирования помимо сигнального помехового потока импульсов, перекрытие потоков фотонов от различных актов возбуждения, наличие просчетов, обусловленных мертвым временем фотоприемника и возможностями аппаратуры, приводят к искажениям формы измеряемой кривой высвечивания. В [30] проведен анализ искажений кривой высвечивания, обусловленных просчетами и наличием помехового потока импульсов в канале детектирования и получено выражение, связывающее истинную интенсивность излучения с числом отсчетов в каналах многоканального временного анализатора (МВА).

Как показано в [30], искажения, связанные с наличием на выходе фотоприемника стохастического шумового потока импульсов, не влияют на регистрируемую форму кривой высвечивания, а приводят лишь к равномерному подъему базовой линии МВА.

Основные искажения при измерениях функции высвечивания методом многоканального счета фотонов обусловлены просчетами из-за мертвого времени системы регистрации, которое не позволяет за один цикл измерений анализировать более одного временного интервала, и выражаются в „завале” дальних участков кривой высвечивания. Снизить влияние этих искажений можно путем уменьшения вероятности просчетов. Последнее достигается двумя способами. Первый способ заключается в уменьшении вероятности регистрации многофотонных событий в рабочем диапазоне измерений путем снижения интенсивности сигнального потока. На практике это означает, что во многих периодах возбуждения устройство не регистрирует ни одного фотона. В связи с этим использование данного режима работы неизбежно сопровождается существенным увеличением времени измерений. Вторым способом является более эффективным и не требует увеличения продолжительности эксперимента. Сущность его состоит в том, что только те циклы возбуждения дают информацию, фиксируемую в анализаторе, в которых детектируется один фотон или не детектируется ни одного. Режекцию многофотонных событий осуществляют, контролируя число выходных импульсов в каждом цикле возбуждения, и в случае регистрации более одного импульса измерение не производится. Повысить эффективность режекции можно, используя амплитудную селекцию выходных импульсов фотоприемника, основанную на свойстве фотодетекторов, заключающемся в том, что импульсы, обусловленные многоэлектронными событиями имеют большую амплитуду, чем одно-

электронные импульсы. Реализация режима работы устройства с учетом наложенных импульсов позволяет работать при более высокой интенсивности излучения, что значительно сокращает продолжительность эксперимента. Однако существует экстремальное значение интенсивности, превышение которого приводит к уменьшению скорости регистрации событий вследствие возрастающей интенсивности срабатывания схемы режекции. Таким образом, использование режекции многофотонных событий исключает искажения, обусловленные мертвым временем системы, и позволяет непосредственно в процессе эксперимента регистрировать истинную форму кривой высвечивания.

Наряду с аппаратурным способом учета искажений, каковым является режекция многоэлектронных событий, существует подход, основанный на аналитической коррекции измеренной кривой высвечивания для восстановления ее истинной формы. В случае, когда распределения числа импульсов, регистрируемых в непересекающихся временных интервалах, независимы, а вероятность появления двух или более импульсов в одном канале МВА мала, что выполняется при достаточно малой интенсивности регистрируемого излучения, выражение для коррекции числа отсчетов в i -м канале МВА имеет вид [30]:

$$\varphi_i = \frac{n_i}{\left[N - \sum_{j=1}^{i-1} n_j \right]} \quad (1)$$

где φ_i – скорректированное число отсчетов; n_i – число отсчетов в i -м канале, N – число циклов возбуждения.

Использование этого соотношения позволяет путем несложных вычислений проводить последовательно для каждого канала, начиная с младшего, коррекцию числа зарегистрированных импульсов. Для того чтобы уровень искажений гистограммы для последних каналов не превышал $\gamma\%$, необходимо выполнение неравенства

$$\frac{100}{N} \sum_{j=1}^M n_j < \gamma, \quad (2)$$

где M – число каналов МВА.

Эффективность аналитической коррекции экспериментальных данных хорошо иллюстрируется рис. 1 [30].

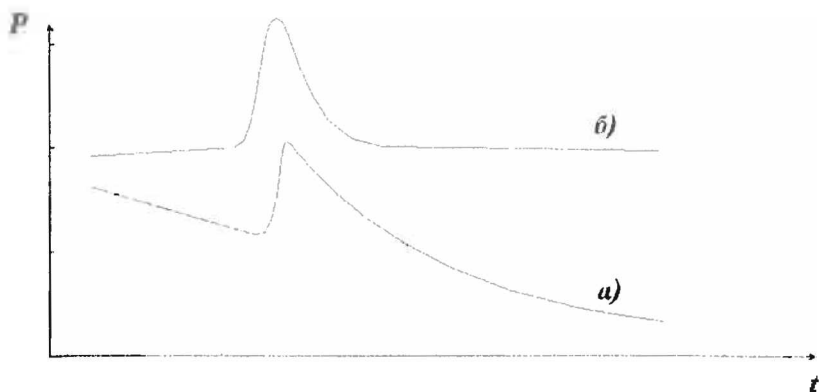


Рис. 1. Измеренное (а) и скорректированное в соответствии с выражением (1) (б) распределение временных интервалов

2. Установка для исследования спектральной кинетики излучения светодиодов на основе ФЭУ в режиме счета фотонов

Структурная схема экспериментальной установки. Метод многоканального счета фотонов реализуется установкой, структурная схема которой приведена на рис. 2.

Измерения осуществляются следующим образом. Усилитель-формирователь 6 по сигналу от источника возбуждения 1 формирует стандартный старт-импульс 11, с момента появления которого на входе преобразователя время-амплитуда-код (ВАК) 7 начинается отсчет времени. Аттенюатор 4 ослабляет интенсивность излучения от исследуемого источника 2 до величины, соответствующей однофотонному режиму работы фотоприемника. Монохроматор 3 служит для выделения нужного спектрального диапазона. Излучение регистрируется фотоприемником 5, сигнал с выхода которого поступает на вход усилителя-формирователя 8, который формирует стандартный стоп-импульс 12. В момент появления последнего заканчивается счет времени. Преобразователь ВАК осуществляет преобразование интервала времени между появлением старт- и стоп-импульсов в цифровой код, который через интерфейс 9 поступает в ЭВМ 10. Таким образом, за каждый цикл возбуждения устройство может измерять один временной интервал от импульса возбуждения до одноэлектронного импульса фотоприемника. Измерение распределения временных интервалов с помощью ЭВМ организуется

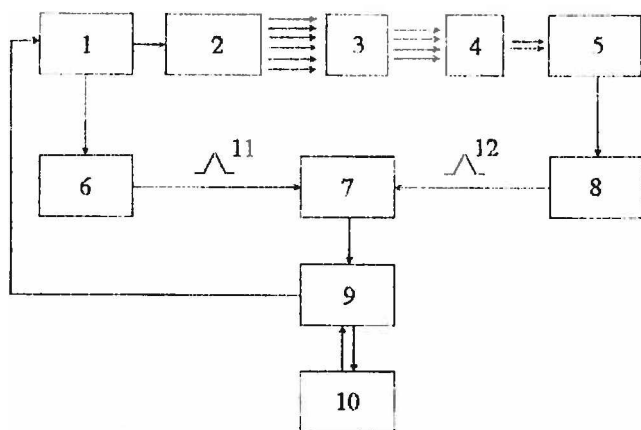


Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки для исследования кинетики люминесценции полупроводников: 1 – источник возбуждения, 2 – исследуемый полупроводниковый источник излучения, 3 – монохроматор; 4 – аттенуатор; 5 – фотоприемник; 6, 8 – усилители-формирователи; 7 – преобразователь время-амплитуда-код; 9 – интерфейс, 10 – ЭВМ; 11 – старт-импульс; 12 – стоп-импульс

следующим образом. Отрезок времени, на котором производятся измерения, разбивается на N интервалов Δt_i ($i=0, \dots, N$), величина которых задается в зависимости от требуемой точности измерений, которая, в свою очередь, ограничивается возможностями измерительной аппаратуры (в данном случае временным разрешением ВАК преобразователя) рис. 3. Каждому из N интервалов системы многоканального временного анализа ставится в соответствие переменная n_i , значение которой соответствует числу зарегистрированных отсчетов в i -м канале. При получении очередного результата измерений t_R ЭВМ производит перебор всех временных интервалов и при выполнении условия $t_i < t_R < t_{i+1}$ значение n_i увеличивается на единицу. После осуществления заданного числа циклов возбуждения измерения прекращаются. Затем производится математическая обработка результатов измерений в соответствии с выбранным алгоритмом. Применение ЭВМ вместо МВА позволяет существенно упростить измерительную установку и управление экспериментом, ускорить обработку результатов измерений и осуществить представление информации в виде, удобном для восприятия.

Требования к фотоприемнику системы многоканального счета фотонов. Выбор фотоприемника для системы многоканального временного

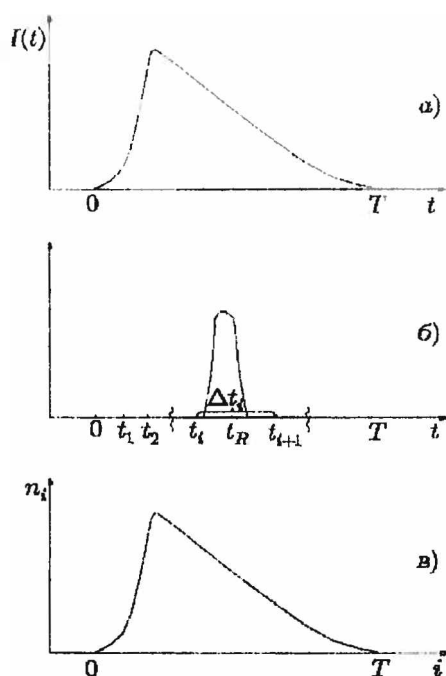


Рис. 3. Организация измерений кинетики люминесценции с помощью ЭВМ: а) – зависимость интенсивности исследуемого излучения от времени $I(t)$; б) – временное положение одноэлектронного импульса Δt_i на оси времени ЭВМ; в) – зависимость числа отсчетов n_i в „каналах” ЭВМ от номера канала i

анализа необходимо осуществлять с учетом особенностей используемого метода измерений. Метод счета фотонов характеризуется работой фотоприемника в режиме регистрации одиночных световых квантов. Вероятность этого процесса пропорциональна квантовой эффективности фотоприемника $Q(\lambda)$, зависящей от длины волны регистрируемого излучения λ и характеризующей число эмитированных фотоэлектронов или генерируемых пар электрон-дырка (для твердотельных фотоприемников) под воздействием каждого фотона, поступившего на вход фотодетектора [36]. Для большинства современных фотодетекторов значения $Q(\lambda)$ находятся в пределах $10^{-3} - 3 \cdot 10^{-1}$ [37]. Однако собственные шумы обычных усилителей электрического сигнала, работающих по принципу управления током, не позволяют регистрировать заряды,

величина которых меньше заряда нескольких сотен электронов. Поэтому для реализации счета одноэлектронных событий необходим иной механизм усиления полученного сигнала. Таким механизмом, в частности, является непосредственное умножение числа носителей заряда в фотодетекторе.

Особенностью одноэлектронного режима работы является то, что импульсы на выходе фотоприемника, обусловленные регистрацией фотонов, наблюдаются на фоне практически таких же по амплитуде и форме темновых импульсов, наличие которых приводит к погрешностям производимых измерений [34]. Поставленная задача предполагает измерение временных характеристик излучения, поэтому особое внимание следует уделять временным характеристикам фотодетектора, так как основные ограничения во временное разрешение, как правило, вносятся фотоприемниками [34]. Быстродействие фотодетектора характеризуется временем интегрирования τ . Если в течение времени τ эмитируются несколько фотоэлектронов, то выходной импульс фотодетектора дополняется данными фотоэлектронами, которые не различаются в виде самостоятельных импульсов [36]. Время интегрирования определяет мертвое время системы регистрации, а следовательно, и связанные с ним искажения временных параметров регистрируемого светового потока. Процесс детектирования одиночных световых квантов носит случайный характер, вследствие чего имеют место флуктуации промежутка времени между моментом появления фотона на входе фотоприемника и моментом появления сигнала на его выходе, что также вносит искажения в производимые измерения. Из-за статистического характера процесса регистрации форма и амплитуда выходных импульсов фотоприемника случайны, что приводит к необходимости использования специальных схем временной привязки, эффективность работы которых во многом зависит от параметров выходных импульсов.

Основными характеристиками при отборе фотоприемников для использования в качестве счетчиков фотонов являются счетная характеристика и амплитудное распределение выходных импульсов. Счетная характеристика представляет собой зависимость скорости счета темновых импульсов фотодетектора от параметра, определяющего режим его работы (как правило, этим параметром является напряжение питания). На рис. 4 приведены два вида счетных характеристик для ФЭУ.

На счетной характеристике первого вида (а) можно выделить три области: область 1 характеризуется быстрым ростом скорости счета выходных импульсов с увеличением напряжения питания, что обусловлено усилением, недостаточным для регистрации каждого электрона, поступившего на пер-

вый диод, области 2 — плато счетной характеристики, когда регистрируется практически каждый электрон, эмитированный с фотокатода, область 3 — наблюдается быстрый рост числа выходных импульсов в результате развития побочных процессов, обусловленных высоким напряжением питания. Счетная характеристика второго вида (б) является монотонно возрастающей кривой и не имеет плато. Побочные явления в этом случае развиваются раньше, чем наступает участок насыщения при регистрации темновых импульсов фотокатода. Поэтому начальный участок кривой (а) сразу же переходит в третий. Так как счетная характеристика снимается при постоянном пороге амплитудной дискриминации, то наличие плато на ней означает, что с изменением напряжения питания количество выходных импульсов с амплитудами, заданными порогом дискриминации, не изменяется, что свидетельствует о постоянстве коэффициента усиления фотодетектора в области плато. В процессе умножения носителей заряда через фотодетектор течет ток, что приводит к изменению напряжения на нем и в результате к изменению коэффициента усиления, следствием чего являются флуктуации амплитуды выходных импульсов. При выборе рабочего напряжения в области плато счетной характеристики коэффициент усиления фотодетектора не зависит от напряжения на нем и, следовательно, в этом случае флуктуации амплитуды выходных импульсов будут минимальными.

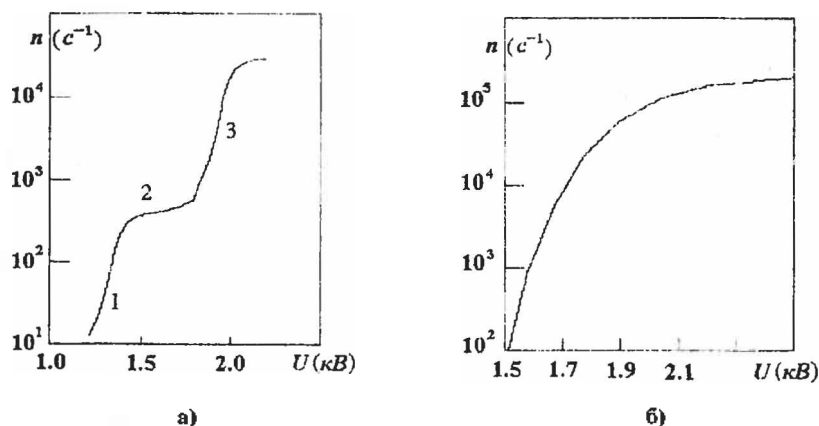


Рис. 4. Счетные характеристики шумовых импульсов ФЭУ: n — скорость счета выходных импульсов, U — напряжение питания

Во многих случаях фотоприемники, характеризующиеся низким уровнем шумов и высокой чувствительностью, пригодные для работы в режиме

счета фотонов, не имеют плато на счетной характеристике. Это объясняется наличием большого числа импульсов малой амплитуды, превышающих порог дискриминации. Не изменяя существенно амплитудного распределения выходных импульсов, они изменяют форму счетной характеристики [37]. В этом случае применяют специально разработанную методику измерения счетных характеристик, которая позволяет устранить зависимость коэффициента усиления фотоприемника от напряжения питания. Она заключается в следующем. При каждом значении напряжения питания измеряют среднюю амплитуду одноэлектронных импульсов и нормируют ее к заранее выбранному значению путем регулировки коэффициента передачи усилителя. После этого измеряют скорость счета импульсов с выхода фотоприемника, превышающих заданный порог дискриминации. Аналогичные измерения производятся при других напряжениях питания до тех пор, пока не будут определены границы плато счетной характеристики или установлен факт его отсутствия. Использование этой методики позволяет выявить плато счетной характеристики, отсутствовавшее при измерениях обычным способом [37]. Наличие плато на счетной характеристике позволяет выбрать режим работы фотоприемника, при котором реализуется максимальное усиление при минимальном развитии побочных процессов, что позволяет избежать влияния всех явлений, создающих шумовые импульсы с амплитудой, отличной от амплитуды одноэлектронного импульса.

Каждому из трех участков счетной характеристики первого вида (см. рис. 4) соответствуют свои амплитудные распределения выходных одноэлектронных импульсов (рис. 5): 1, 2 и 3 соответственно [37].

Таким образом, форма амплитудного распределения выходных импульсов фотоприемника зависит от вида и области счетной характеристики, в которой выбрано рабочее напряжение питания. Наличие одноэлектронного пика в амплитудном распределении выходных импульсов (см. рис. 5, кривая 2) позволяет путем амплитудной селекции осуществить отделение сигнальных импульсов от шумовых, имеющих меньшую амплитуду, и импульсов, обусловленных регистрацией многоэлектронных событий, которые имеют амплитуду, большую одноэлектронной. Таким образом, качество фотоприемника и его пригодность к работе в режиме счета фотонов определяется видом счетной характеристики, в частности наличием или отсутствием плато, его протяженностью, наклоном, а также наличием одноэлектронного пика на амплитудном распределении выходных импульсов и его качеством, характеризующим параметром A , представляющим собой отношение вероятности P_{max} в максимуме к вероятности P_{min} во впадине распределения.

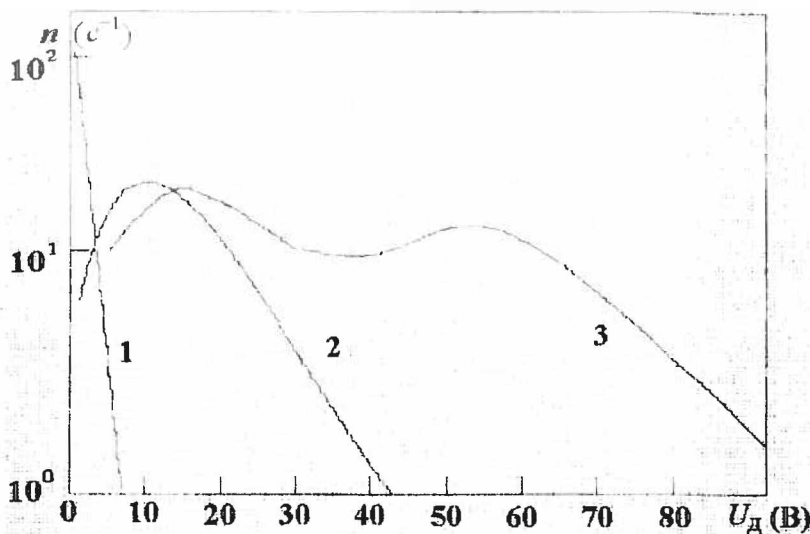


Рис. 5. Амплитудные распределения выходных импульсов ФЭУ. n – скорость счета выходных импульсов, U_D – напряжение дискриминации

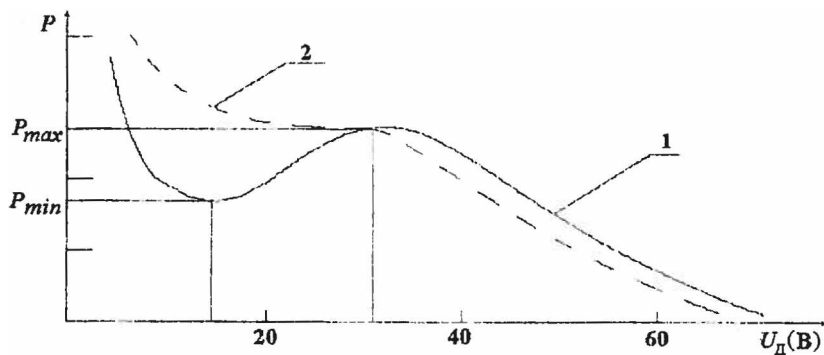


Рис. 6. Амплитудное распределение выходных импульсов ФЭУ: 1) – амплитудное распределение импульсов для ФЭУ хорошего качества, 2) – амплитудное распределение импульсов для ФЭУ плохого качества, P – вероятность, U_D – напряжение дискриминации

На рис. 6 приведены распределения выходных импульсов ФЭУ плохого и хорошего качества.

На основании вышеизложенного можно сформулировать следующие основные требования, предъявляемые к фотоприемникам, используемым в качестве счетчиков фотонов.

- а) Требование к спектральным характеристикам:
хорошее спектральное согласование чувствительности фотоприемника и исследуемого источника излучения.
- б) Требования к энергетическим параметрам.
- 1) высокая квантовая эффективность;
 - 2) высокий коэффициент усиления;
 - 3) минимальные значения темнового сигнала;
 - 4) наличие плато на счетной характеристике;
 - 5) высокое качество амплитудного распределения импульсов.
- в) Требования к временным характеристикам.
- 1) малое время интегрирования;
 - 2) малая длительность фронтов импульсов;
 - 3) малый разброс времени появления выходных импульсов относительно момента регистрации одиночного фотона.

Выбор фотоприемника для системы счета фотонов. Отбор фотоприемника целесообразно осуществлять путем последовательного отсеивания тех экземпляров, параметры которых не удовлетворяют перечисленным выше группам требований а), б) и в). То есть сначала среди всех классов фотоприемников отбираются те, область спектральной чувствительности которых совпадает со спектральным составом исследуемого излучения, поскольку в противном случае даже самые высокие временные и энергетические возможности фотодетектора не будут эффективно реализованы. На следующем этапе происходит отбор фотоприемников по чувствительности и коэффициенту усиления, то есть отбираются те экземпляры, которые могут реализовать выбранный режим измерений (в данном случае режим счета фотонов). Так как поставленная задача требует измерения временных характеристик излучения, то наиболее важным является отбор фотоприемников по временным параметрам. На последнем этапе среди отобранных фотоприемников выбирается один самый эффективный и производится оптимизация режима его работы.

Основные типы фотоприемников для счета фотонов следующие: фотоумножители с умножением электронов в диодной системе (ФЭУ), фотоумножители с микроканальными пластинами (ФЭУ с МКП), лавинные фотодиоды (ЛФД) [34].

Характеристики основных типов фотоприемников для счета фотонов. Спектральная характеристика (зависимость квантовой эффективности от длины волны излучения) ФЭУ определяется материалом фотокатода, его толщиной, материалом подложки и входного окна колбы. Максимумы спек-

тральной чувствительности современных ФЭУ находятся в диапазоне 120–800 нм. Красная граница чувствительности некоторых типов фотокатодов достигает 1800 нм [37]. Спектральные характеристики фотоумножителей, измеренные в режиме счета фотонов и на постоянном токе, практически одинаковы в красно-зеленой области спектра и отличаются на несколько процентов в коротковолновом диапазоне вследствие влияния длины волны регистрируемого излучения на фокусировку электронов во входной камере, проявляющегося в изменении формы распределения одноэлектронных импульсов [38]. Лавинные фотодиоды по своей чувствительности уступают ФЭУ в видимом диапазоне спектра, однако в длинноволновой области их чувствительность значительно выше [34]. Сравнительные данные по спектральным характеристикам ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП приведены в табл. 2 [39].

Вид амплитудного распределения выходных импульсов фотоумножителей определяется законом распределения вероятности выхода вторичных электронов при попадании на диод одного первичного фотоэлектрона и для качественных ФЭУ описывается законом Пуассона [37]

$$P(K) = \frac{\bar{K}^K}{K!} e^{-\bar{K}}, \quad (3)$$

где $P(K)$ – вероятность выбивания, K – вторичных электронов, \bar{K} – среднее число вторичных электронов на один первичный.

Таблица 2

Спектральные характеристики фотоприемников

Тип фото-приемника	ФЭУ - 106	ФЭУ - 83	25 ЭЛУФ 12	25 ЭЛУФ 15	ЛФД Si	ЛФД Ge
Спектр диапазон, мкм	0,17 - 0,83	0,40 - 1,20	0,11 - 0,22	0,24 - 0,85	0,4 - 1,1	0,4 - 1,8

Для большинства ФЭУ одноэлектронный пик сопровождается в области малых амплитуд непуассоновской добавкой, интенсивность которой падает по экспоненте с увеличением амплитуды. Происхождение этого компонента амплитудного распределения связывается с процессами, происходящими в диодной системе, включая термо-, авто- и фотоэмиссию диодов, а также с газоразрядными явлениями (обратная оптическая связь, ионная обратная связь, ионная оптическая обратная связь) и явлением пролета электронов мимо диодов [37].

Вид амплитудного распределения выходных импульсов ФЭУ с МКП существенно зависит от его конструкции. При использовании МКП с прямы-

ми каналами амплитудное распределение имеет экспоненциальную форму что обусловлено низким коэффициентом усиления и сильным влиянием ионной обратной связи. Использование ФЭУ с такими МКП для счета фотонов не рекомендуется [34]. Для устранения ионной обратной связи применяется соединение трех стандартных МКП в Z-конфигурации, в результате чего при больших коэффициентах усиления достигается режим насыщения заряда от одноэлектронного импульса в канале, что приводит к образованию одноэлектронного пика в амплитудном распределении выходных импульсов.

Амплитудные распределения выходных импульсов германиевых и кремниевых фотодиодов приведены на рис. 7 [34].

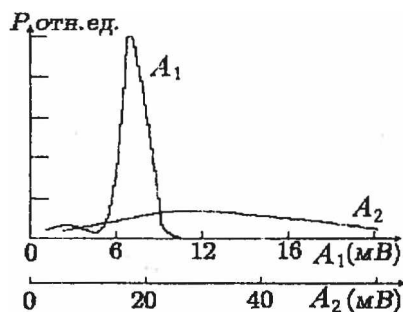


Рис. 7. Амплитудное распределение выходных импульсов ЛФД.

A_1 – ЛФД-2А; A_2 – ФД-115Л

Характерной особенностью ЛФД является то, что формы амплитудных распределений сигнальных и шумовых импульсов не отличаются. Это означает, что при использовании ЛФД в режиме счета фотонов для достижения максимального отношения сигнал/шум порог амплитудной дискриминации необходимо устанавливать как можно ниже непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя [34].

Одной из важнейших характеристик любой измерительной системы является отношение сигнал/шум. Для ФЭУ режиме счета фотонов оно определяется следующим образом. Если m_f – число импульсов на выходе фотодетектора в присутствии входного потока сигналов: $m_f = m_c + m_n$, где m_c – число сигнальных, а m_n – число шумовых импульсов, зарегистрированных в течение времени счета t_f и t_n , то при использовании реверсивного вычитания шума дисперсия сигнала в предположении пуассоновской статистики выходного тока находится по разности ($m_f - m_n$) в виде [36]:

$$D_s = D_n = D_p = \bar{m}_f - m_n = \frac{m_f}{t_f} - \frac{m_n}{t_n} \quad (4)$$

Тогда отношение сигнал/шум счетного процесса определяется как отношение величины сигнала к среднеквадратичному значению измеряемых параметров

$$\frac{C}{\sigma} = \frac{m_{fn}}{\sqrt{D_s}} = \frac{m_f - m_n}{\left(\frac{m_f}{t_f} - \frac{m_n}{t_n}\right)^{1/2}} \quad (5)$$

Основные источники темнового тока ФЭУ следующие: термоэмиссия фотокатода, ток утечки (омический ток между анодом и другими электродами), автоэлектронная эмиссия, ионная и оптическая обратные связи, космическое излучение, молеровская эмиссия, фликер - эффект. Кроме указанных, имеется источник шума, обусловленный флуктуациями коэффициента вторичного умножения на диодах [40]. Основной вклад в шумы ФЭУ, ФЭУ с МКП и ЛФД вносят шумы термоэлектронного происхождения. Плотность термоэлектронного тока ФЭУ описывается формулой Ричардсона:

$$j = AT^2 e^{-\phi/kT}, \quad (6)$$

где A – постоянная, ϕ – термоэлектронная работа выхода, T – температура, k – постоянная Больцмана.

На рис. 8 – 10 приведены зависимости скоростей счета шумовых и сигнальных импульсов от напряжения питания при фиксированном пороге дискриминации для ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП.

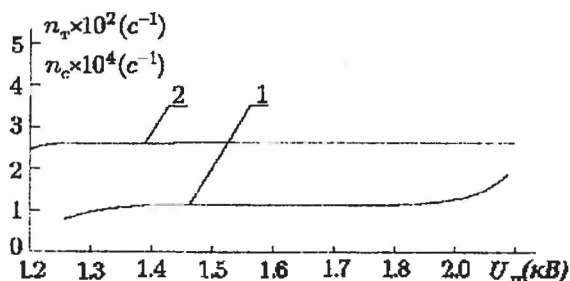


Рис. 8. Зависимость скоростей счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения питания ФЭУ

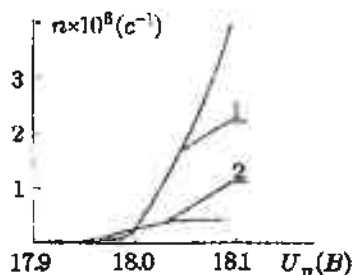


Рис. 9. Зависимость скоростей счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения питания ЛФД

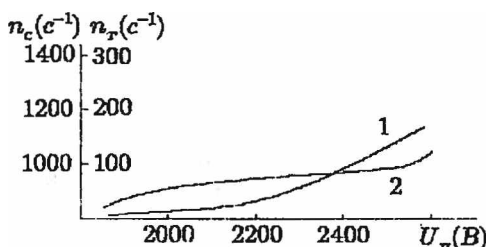


Рис. 10. Зависимость скорости счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения питания ФЭУ с МКП

Из Рис. 9, 10 видно, что скорость счета темновых импульсов с увеличением напряжения питания растет быстрее, чем скорость счета сигнальных импульсов. Это приводит к тому, что отношение сигнал/шум имеет максимальное значение при определенном напряжении питания. Особенно ярко этот эффект выражен у ФЭУ с МКП и ЛФД. Наиболее удобно характеризовать шумовые свойства фотоприемника скоростью счета темновых импульсов при оптимальном напряжении питания и пороге дискриминации, обеспечивающем максимальное отношение сигнал/шум. С этой точки зрения наилучшими фотоприемниками являются ФЭУ и ФЭУ с МКП, скорость счета темновых импульсов отдельных экземпляров которых не превышает 10^1 с [34]. Скорость счета темновых импульсов ЛФД сильно зависит от температуры и у германиевых диодов столь велика, что они могут работать в режиме счета фотонов лишь при сильном охлаждении [34]. Кремниевые, InGaAs/InP, InP/InGaAsP, InGaAs фотодиоды могут работать в режиме счета фотонов и при комнатной температуре. Шумовые характеристики некоторых типов фотоприемников приведены в табл. 3 [39].

Значения темнового тока для различных типов фотоприемников

Тип фотоприемника	ФЭУ-54	ФЭУ-84	25 ЭЛУФ-12	25 ЭЛУФ-15	ФД115Л	ЛФД-2А
Темновой ток, А	$3 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{-8}$	$10^{-12} - 10^{-13}$	$10^{-11} - 10^{-12}$	$10^{-7} - 10^{-8}$	10^{-7}

Не менее важным энергетическим параметром фотоприемника, используемого для работы в одноэлектронном режиме, является коэффициент усиления. Эта характеристика также определяется режимом работы фотоприемника. Типичные значения коэффициентов усиления ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП приведены в табл. 4 [34, 39], а временные характеристики фотоприемников в табл. 5 [34].

Таблица 4

Коэффициенты усиления фотоприемников

Тип фотоприемника	ФЭУ-30	ФЭУ-79	25 ЭЛУФ-15	ЛФД Si	ЛФД Ge
Коэффициент усиления	10^9	10^8	10^6	10^6	10^6

Таблица 5

Временные характеристики фотоприемников

Тип фотоприемника	Среднеквадратичный разброс времени пролета, нс	Время нарастания и спада, нс		Время пролета, нс	Длительность импульса, нс
		нарастание	спад		
спад ФЭУ-30	1	2,5	4,5	4 – 80	8
ФЭУ-36	0,2-0,5	2,4	4,5	34	6
ФЭУ-87	0,2-0,3	1,5	–	–	5
ФЭУ-130	–	2,8	10	–	15 – 20
ЭЛУФ-МК	0,05	0,3	0,4	2,5 – 3	1
25ЭЛУФ	–	1,5	–	–	–
ФД115Л	0,1	0,1	3-5	–	0,5 – 1
ЛФД2-А	0,1	0,1	3-5	–	0,5 – 1

К временным характеристикам следует относить не только временное разрешение, которое определяется корреляцией между моментами появления светового сигнала и выходного импульса [41], но и параметры выходных импульсов, так как от них зависит эффективность работы схем временной привязки, а следовательно, и временное разрешение всей системы счета фотонов.

Временные характеристики ФЭУ и ФЭУ с МКП зависят от разброса времени пролета электронов, который, в свою очередь, определяется разбросом длин траекторий движения электронов через рабочую область фотоприемника, от напряженности и однородности электрического поля внутри фотоприемника, характера засветки и размера фотокатода. Время нарастания выходного импульса ЛФД зависит от времени переноса носителей заряда через р-п-переход и составляет 10^{-11} с. Однако длительность и форма выходных импульсов существенно зависят от режима работы ЛФД (пассивное или активное гашение лавины) и сопротивления нагрузки [34]. В случае, когда сопротивление нагрузки составляет несколько десятков ом, выходные импульсы ЛФД имеют близкую к прямоугольной форму с малым временем нарастания и спада (10^{-9} с). Средняя длительность импульсов возрастает с увеличением напряжения питания от единиц наносекунд до сотен микросекунд. С увеличением сопротивления нагрузки до нескольких килоом выходные импульсы ЛФД принимают треугольную форму, длительность фронта импульса менее 3 нс, длительность спада для германиевых (ЛФД-2А) – 50 – 100 нс, для кремниевых (ФД-115Л) – 200 – 500 нс [34]. Существенным недостатком ЛФД в режиме пассивного гашения лавины является большое значение мертвого времени (порядка нескольких микросекунд), определяемого временем, необходимым для восстановления напряжения на полупроводниковой структуре после прохождения лавины. Максимальная скорость счета импульсов при пассивном гашении лавины обычно не превышает 10^5 с⁻¹. Применение активного гашения лавины позволяет существенно сократить мертвое время диода, складывающееся в этом случае из длительности импульса лавинного тока и длительности гасящего импульса. Мертвое время ЛФД с активным гашением лавины менее 30 нс, благодаря чему скорость счета импульсов может достигать нескольких мегагерц [34].

Таким образом, для исследования кинетики люминесценции полупроводников могут применяться все три типа фотоприемников: ФЭУ, ФЭУ с МКП и ЛФД. Из сравнения характеристик фотоумножителей и ЛФД следует, что применение ЛФД в качестве счетчиков фотонов в видимом диапазоне спектра менее эффективно, так как они характеризуются меньшей чувствительностью, более высокой скоростью счета темновых импульсов при комнатной температуре, большим значением мертвого времени, худшим отношением сигнал/шум. Кроме указанных недостатков, использование ЛФД для счета фотонов связано с дополнительными трудностями, обусловленными тем, что временные характеристики систем с ЛФД можно получить, только используя режим активного гашения лавины, что приводит к существенному

усложнению экспериментальной установки. Другим недостатком ЛФД, ограничивающим их практическое применение, является сильная температурная зависимость их параметров.

Благодаря сочетанию хороших энергетических параметров и исключительно высоких временных характеристик ФЭУ с МКП являются наиболее эффективными для использования в системах, измеряющих временные параметры излучения. Однако для исследования кинетики люминесценции полупроводников достаточным является временное разрешение на уровне 10^{-10} с, которое может быть реализовано с помощью обычных ФЭУ.

Оптимизация режима работы ФЭУ. Практически все характеристики ФЭУ зависят от режима питания. С увеличением напряжения питания возрастает коэффициент усиления ФЭУ, уменьшаются время нарастания и длительность выходного импульса, однако наряду с этими процессами происходит увеличение интенсивности некоторых источников темнового тока [34]. Поэтому при выборе рабочего напряжения питания ФЭУ необходимо руководствоваться определенными критериями в зависимости от поставленной задачи. При регистрации предельно слабых световых потоков логично использовать такое напряжение питания, которое обеспечивало бы максимальное отношение сигнал/шум, учитывающее статистические флуктуации, и находилось бы в области плато счетной характеристики, где предъявляются менее жесткие требования к его стабильности [34].

В режиме счета фотонов, в предположении пуассоновской статистики сигнала и шума, отношение сигнал/шум определяется через скорости счета темновых и сигнальных импульсов согласно выражению (5). Однако скорость счета как темновых, так и сигнальных импульсов зависит от порога амплитудной дискриминации. Поэтому задача оптимизации режима работы ФЭУ состоит в выборе оптимального напряжения питания и порога дискриминации из расчета максимального отношения сигнал/шум.

Существует несколько подходов к решению данной задачи. Наиболее простым является способ, основанный на использовании особенностей счетной характеристики. Суть его заключается в следующем. Напряжение питания задается в области высоковольтной границы плато счетной характеристики и остается неизменным, а затем подбирается порог амплитудной дискриминации, обеспечивающий максимальное отношение сигнал/шум. Такой выбор напряжения питания обусловлен тем, что при увеличении напряжения питания в пределах плато счетной характеристики улучшается стабильность счета одноэлектронных импульсов, отношение сигнал/шум и качество амплитудного распределения одноэлектронных импульсов. Это объясняется

уменьшением вклада в темновой ток побочных процессов на фоне быстрого увеличения коэффициентов умножения и эффективности сбора электронов с фото катода [34]. Высоковольтная граница плато счетной характеристики определяется по началу резкого возрастания скорости счета сигнальных и темновых импульсов [42]. Очевидно, что вид счетной характеристики зависит от порога дискриминации, и при грубом пороге плато может быть потеряно. Более объективным критерием качества ФЭУ является „экстраполированная“ счетная характеристика [43]. Она представляет собой счетную характеристику при нулевом пороге дискриминации и может быть получена путем графической обработки зависимости количества зарегистрированных анодных импульсов ФЭУ от порога дискриминации устройства при различных напряжениях питания. Эта зависимость называется интегральным амплитудным распределением (ИАР) [43]. При низких значениях порога дискриминации ИАР хорошо аппроксимируется экспонентой. Графическая обработка ИАР заключается в экстраполяции его экспонентой до пересечения с осью ординат (удобнее это делать в полулогарифмическом масштабе). Поскольку в области плато счетной характеристики количество генерируемых ФЭУ импульсов слабо зависит от напряжения питания, кривые ИАР пересекут ось ординат в одной точке. Положение плато может быть определено непосредственно из семейства кривых ИАР по напряжениям питания, при которых кривые пересекаются в одной точке. Другим очевидным способом определения оптимального режима работы ФЭУ является построение семейства зависимостей отношения сигнал/шум от напряжения питания при различных порогах дискриминации. Оптимальными считаются те значения напряжения питания и порога дискриминации, которые обеспечивают максимальное отношение сигнал/шум. Более точным является метод сплайн-функций [44], основанный на математической обработке семейства зависимостей отношения сигнал/шум от порога дискриминации при различных напряжениях питания. Он позволяет устранить неоднозначность в выборе оптимальных значений порога дискриминации и напряжения питания. Недостатком этого метода является необходимость выполнения сложных математических вычислений.

Не меньшее значение, чем выбор напряжения питания, имеет и оптимизация междинодных потенциалов ФЭУ. Это связано с тем, что траектории пролета электронов, а следовательно, и вид амплитудного распределения выходных импульсов, и временные характеристики определяются величиной и распределением электрического поля во входной камере и динодной системе ФЭУ. Подбирая распределение потенциалов на электродах катодной камеры, можно добиться максимального сбора фотоэлектронов на первый динод при

минимальном разбросе времен прохождения сигнала в зависимости от положения освещенного участка фотокатода [45]. Сложный характер амплитудного распределения выходных импульсов некоторых ФЭУ объясняется существенным вкладом от электронов, пролетевших мимо динодов. Снизить влияние явления пролета на распределение одноэлектронных импульсов можно, оптимизируя потенциалы второго и четвертого динодов [46]. Пролет фотоэлектронов мимо динодов влияет также и на временной разброс выходных импульсов. Подбором параметров делителя напряжений для динодной системы можно добиться устойчивого режима счета квантов, минимального разброса времен пролета электронов от катода к аноду и максимального коэффициента усиления [47].

Одной из задач, возникающих при использовании ФЭУ для регистрации импульсных потоков оптического излучения, является учет последействия, проявляющегося в наличии послепульсов, сопровождающих основной сигнал, в интервале времени до нескольких микросекунд. Для борьбы с последствием ФЭУ рекомендуется снижение до минимально возможных величин ускоряющих разностей потенциалов в последних каскадах умножения и снижение частоты следования детектируемых импульсов оптического излучения [48]. Поскольку количество темновых импульсов на выходе ФЭУ определяется площадью и типом фотокатода, то для счетчиков фотонов рекомендуется использовать ФЭУ с малыми фотокатодами. Условия засветки фотокатода влияют на временные параметры одноэлектронных импульсов. Наилучшее временное разрешение достигается, когда засвечивается центральная часть фотокатода [45].

Эффективным способом уменьшения скорости счета темновых импульсов и улучшения отношения сигнал/шум является охлаждение фотоприемника. Для некоторых экземпляров ФЭУ скорость счета темновых импульсов при охлаждении снижается на 40% [34]. Охлаждение ФЭУ оправдано только в особых случаях, так как это усложняет экспериментальную установку.

Усилитель-формирователь для системы многоканального счета фотонов. При исследовании методом счета фотонов временных характеристик излучения ставится задача определения временного положения выходного сигнала фотодетектора с возможно большей степенью точности. Так как процесс умножения носителей в фотоприемнике носит статистический характер, то форма и амплитуда выходных импульсов фотоприемника являются случайными. Значительные случайные вариации параметров выходных сигналов фотодетектора снижают предельные точностные характеристики измерений. В связи с этим для систем временного анализа оптических процессов

требуются устройства, фиксирующие положение на оси времени событий или пуга событий, которые не чувствительны к изменению амплитуды и формы выходных импульсов детекторов [36]. Такие устройства называются схемами временной привязки или хронирования. Амплитуда импульсов на выходе фотоприемника, работающего в режиме счета фотонов, недостаточна для срабатывания устройств временного хронирования, что обуславливает необходимость предварительного усиления сигнала [34]. При измерении амплитудного распределения выходных импульсов фотодетектора необходимо осуществлять селекцию импульсов по амплитуде. Кроме того, амплитудный отбор импульсов позволяет улучшить отношение сигнал/шум и устранить влияние некоторых видов помех [34]. Таким образом, усилитель-формирователь решает следующие задачи: усиление выходных импульсов фотодетектора до величины, необходимой для срабатывания схем временного хронирования; осуществление амплитудной селекции импульсов; формирование стандартного импульса (с заданными параметрами) в момент времени, определенным образом связанный с моментом появления выходного сигнала фотодетектора. Исходя из решаемых задач, можно предложить следующую структурную схему усилителя-формирователя (рис. 11).

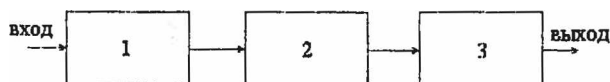


Рис. 11. Структурная схема усилителя-формирователя для системы счета фотонов:

- 1 – усилитель одноэлектронного импульса; 2 – амплитудный дискриминатор;
3 – схема временной привязки

Упрощенная эквивалентная схема выходной цепи одноэлектронного фотоприемника приведена на рис.12 [34]. Так как выходной сигнал фотоприемника обусловлен развитием лавины носителей заряда, возникающей под действием регистрируемого излучения, то он представляет собой импульс тока (на рис.12 генератора тока $I(t)$).

Сигнальный вывод фотоприемника имеет собственную емкость C , величина которой определяется в основном конструктивными особенностями фотоприемника и принимает значения от единиц до нескольких сотен пикофарад. Импульс тока передается к усилителю, имеющему входное сопротивление R по линии с индуктивностью L . Таким образом, система выход фотоприемника – вход усилителя представляет собой колебательный контур. Для того чтобы отсутствовали осцилляции после выходного импульса фотоприемника, которые могут вызвать повторные срабатывания последующих схем

системы, необходимо выполнение условия аperiodичности выходной цепи [34]. Данное условие накладывает существенные ограничения на длину соединительного проводника l и входное сопротивление усилителя R . На практике для увеличения быстродействия ФПУ R и C стремятся сделать как можно меньшими, так как из-за влияния выходной цепи мертвое время системы увеличивается на величину τ порядка RC . Однако при малых значениях R для выполнения условия аperiodичности необходимо, чтобы и l было достаточно мало. Так как L пропорциональна l , то соединительный проводник должен быть коротким. Например, при $C=20$ пф и $R=50$ Ом проводник диаметром 50 мкм имеет максимально допустимую длину $l=14$ мм [34]. Когда конструкция блока фотоприемника не позволяет сделать соединительный проводник достаточно коротким, рекомендуется использовать для соединения фотоприемника с усилителем коаксиальный кабель.

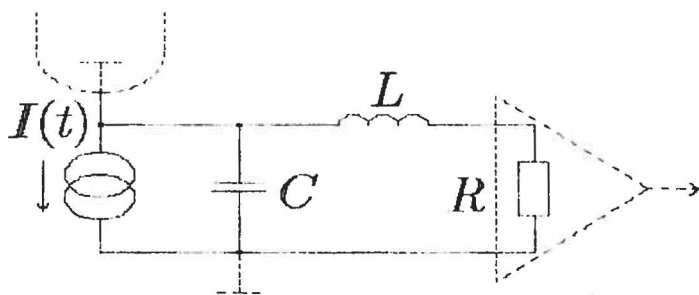


Рис. 12. Эквивалентная схема выходной цепи одноэлектронного фотоприемника

Под усилением сигнала понимают такое преобразование тока I_0 одноэлектронного импульса фотоприемника в выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ или ток $I_{\text{вых}}$ усилителя, при которых величина $U_{\text{вых}}$ или $I_{\text{вых}}$ достаточна для работы схемы временной привязки счетчика фотонов

Входным сигналом большинства схем временной привязки, используемых в счетчиках фотонов, является напряжение, поэтому усилитель-формирователь должен осуществлять преобразование вида $I_0 \rightarrow U_{\text{вых}}$. Идеальный усилитель тока имеет нулевое входное сопротивление [49], следовательно, входное сопротивление усилителя-формирователя должно быть по возможности меньшим.

Реальные усилители никогда не передают форму импульса тока абсолютно точно, что обусловлено конечностью полосы пропускания самого усилителя и частичным интегрированием сигнала в выходной цепи фотоприем-

ника [34]. Поэтому полоса пропускания усилителя должна соответствовать параметрам выходного импульса используемого фотодетектора. Необходимую ширину полосы пропускания усилителя можно оценить двумя способами: известно, что одноэлектронный импульс на выходе ФЭУ имеет форму, близкую к гауссовой [50]. Энергетический спектр такого импульса описывается также гауссовой кривой. Ширина энергетического спектра ΔF по уровню 0.5 и время нарастания одноэлектронного импульса от 0.1 до 0.9 амплитудного значения t_{ϕ} связаны следующей зависимостью [50]:

$$\Delta F = \frac{0.316}{t_{\phi}} \quad (7)$$

В соответствии с этим следует рассчитывать полосу пропускания усилителя. Необходимую ширину полосы пропускания усилителя можно оценить по ожидаемому значению мертвого времени τ_p [34].

$$\tau_p \approx \sqrt{\tau_{0.5}^2 + \frac{0.1}{f^2}}, \quad (8)$$

где $\tau_{0.5}$ – длительность выходного импульса на уровне 0.5; f – ширина полосы пропускания усилителя.

В простейших счетчиках фотонов линейность усилителя обычно не играет роли [34]. Однако если приходится измерять амплитудное распределение выходных импульсов фотоприемника, передаточная характеристика должна быть линейной. Высокие требования предъявляются также к стабильности коэффициента передачи и уровню собственных шумов усилителя, так как нестабильность коэффициента передачи снижает точность некоторых методов временной привязки, а уровень собственных шумов ограничивает снизу амплитуду регистрируемых импульсов фотоприемника.

Исходя из вышеизложенного можно сформулировать следующие требования, предъявляемые к усилителям одноэлектронных импульсов: низкий уровень шумов, соответствующий параметрам усиливаемых сигналов; достаточно широкая полоса пропускания, согласованная с энергетическим спектром одноэлектронного импульса; высокая стабильность коэффициента передачи; малое входное сопротивление.

Предельные возможности временного анализа во многом зависят от метода хронирования выходных сигналов фотодетектора. Наиболее распространенными являются следующие методы временной привязки.

1. Метод переднего фронта. Согласно этому методу, импульс временной привязки вырабатывается в момент пересечения передним фронтом выходного импульса фотодетектора фиксированного порога дискриминации

(рис. 13а). Недостатком этого метода является зависимость момента хронирования от времени нарастания переднего фронта выходного импульса и его амплитуды. Различия между моментами хронирования t_1 и t_2 на рис. 13а связаны с различными амплитудами кривых 1 и 2, а между моментами t_1 и t_3 с различной крутизной передних фронтов кривых 1 и 3. Среднеквадратичное значение ошибки хронирования метода σ_{dt} определяется амплитудным разбросом выходного сигнала детектора σ_d [36]

$$\sigma_{dt} = \sigma_d / S, \quad (9)$$

где S – крутизна переднего фронта сигнала на уровне порога

Наилучшее временное разрешение метода переднего фронта определяется экспериментально при различных уровнях порога дискриминации [36].

2. Метод пересечения нуля. Для реализации данного метода необходимо осуществить операцию двойного дифференцирования выходного сигнала детектора. Для экспоненциальной аппроксимации формы импульса

$$a(t) = E(1 - e^{-t/\tau}), \quad (10)$$

где E и τ – параметры аппроксимации. После двойного дифференцирования получим

$$A_0 = \frac{Et}{\tau \left(1 - \frac{t}{2\tau}\right) e^{-t/\tau}}. \quad (11)$$

Время хронирования определяется как время пересечения нуля [36]

$$t_0 = 2\tau, \quad (13)$$

то есть момент хронирования не зависит от амплитуды сигнала (рис. 13 б).

3. Метод постоянной части импульса. Сутью данного метода заключается в определении и установке порога дискриминации на уровне некоторой постоянной части амплитуды импульса. Возможно несколько способов его практической реализации. Первый подход предусматривает линейные операции задержки, инвертирования, ослабления и суммирования. Блок-схема и временная диаграмма данного метода приведены на рис. 14 [36]. Если задержка t_z значительно больше времени нарастания фронта t_ϕ , то момент хронирования определяется как

$$t_0 = t_z + K_0 t_\phi, \quad (13)$$

где $K_0 < 1$ – коэффициент передачи инвертирующего каскада. Уравнение (13) показывает, что время пересечения нуля t_0 зависит не от амплитуды сигнала, а от t_z и t_ϕ .

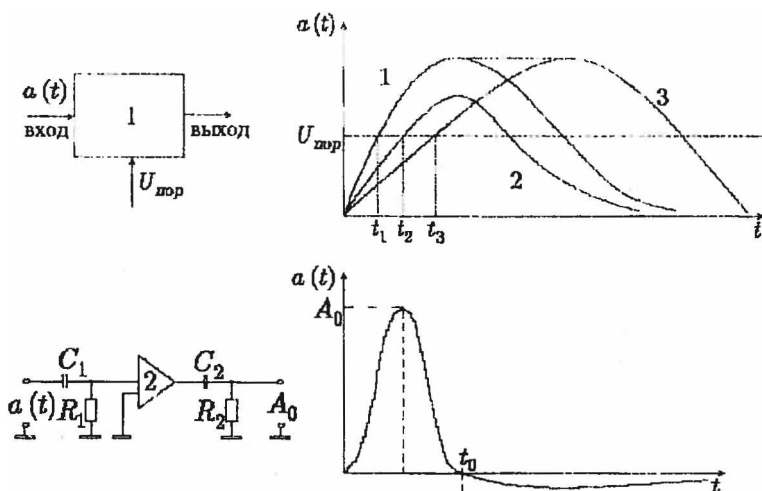


Рис. 13. Блок-схема и временная диаграмма хронирования сигнала методом переднего фронта (а), и методом пересечения нуля (б): 1 – компаратор; 2 – буферный каскад

Второй способ основан на запоминании заданной части амплитуды выходного импульса за время его нарастания. Запомненное значение является порогом срабатывания компаратора по спаду этого же импульса [51].

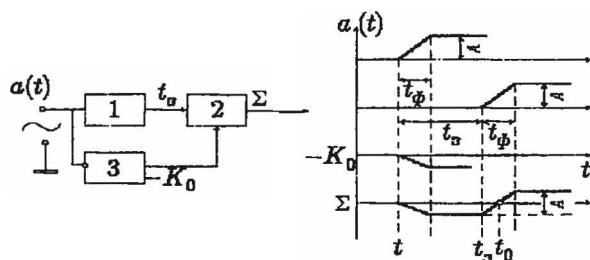


Рис. 14. Блок-схема и временная диаграмма метода постоянной части импульса: 1 – блок задержки; 2 – блок суммирования; 3 – инвертирующий каскад

4. Метод временной привязки по центру тяжести импульса. Метод основан на определении середины импульса, длительность которого равна времени превышения входным сигналом фиксированного порога срабатывания. Момент временной привязки в этом случае не зависит ни от формы, ни от амплитуды входного сигнала при условии сохранения его осевой симметрии.

Наиболее подходящим методом временного хронирования для системы счета фотонов, предназначенной для исследования кинетики излучения, является метод переднего фронта. Это объясняется простотой его технической реализации и, несмотря на это, возможностью осуществлять амплитудную селекцию выходных импульсов фотоприемника путем изменения порога дискриминации без применения специальных устройств.

На рис. 15 [34] представлены составляющие амплитудного распределения импульсов одноэлектронного ФЭУ и используемые на практике положения уровней дискриминации. В области амплитуд $0 - h_0$ сигнал обусловлен шумами аппаратуры и внешними наводками, в области $h_0 - h_1$ - значительна составляющая темнового сигнала фотоприемника. Импульсы в интервале $h_1 - h_3$ соответствуют одноэлектронным импульсам. Импульсы с амплитудами в интервалах $h_3 - h_4$ и $h_4 - h_5$ связаны с двух- и трехкратным наложением одноэлектронных импульсов. Импульсы большой амплитуды в некоторых случаях могут значительно ухудшить отношение сигнал/шум и исказить статистику светового потока. Для устранения этих нежелательных эффектов следует использовать дифференциальный дискриминатор, который не регистрирует импульсы с амплитудой, превышающей заданное значение.

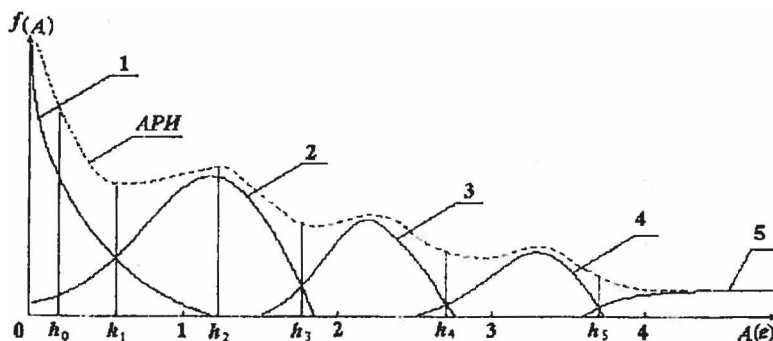


Рис. 15. Составляющие амплитудного распределения импульсов ФЭУ: 1 -- эмиссия электронов с диодов, 2, 3, 4 -- одно-, двух- и трехэлектронные импульсы соответственно; 5 -- многоэлектронные импульсы; A -- амплитуда в единицах средней амплитуды одноэлектронных импульсов; h_i -- пороги дискриминации

Важным параметром дискриминатора при измерении интенсивности световых потоков является стабильность положения порогов. Относительная систематическая ошибка δ при измерении интенсивности стационарного све-

тового потока связана с нестабильностью уровня дискриминации следующим образом [36]:

$$\delta = \frac{f(h)\Delta h}{1 - F(h)}, \quad (14)$$

где $F(h)$ и $f(h)$ – соответственно функция и плотность амплитудного распределения выходных импульсов фотоприемника, Δh – нестабильность порога дискриминации.

Из выражения (14) следует, что нестабильность порога дискриминации оказывает наименьшее влияние в случае установки порога дискриминации во впадине амплитудного распределения импульсов

В устройствах временной привязки амплитудные дискриминаторы должны иметь высокую чувствительность. Это обусловлено тем, что входной сигнал, соответствующий по амплитуде переходному режиму дискриминатора, приводит к срабатыванию устройства с вероятностью, отличной от 0 и 1. Неопределенность момента времени появления выходного сигнала зависит от временных параметров исследуемого импульса и возрастает с увеличением длительности его фронта [34]. Оценкой чувствительности дискриминатора может служить отношение величины перепада логического сигнала на выходе к коэффициенту усиления компаратора. Таким образом, амплитудный дискриминатор для разрабатываемой установки должен обладать высокой чувствительностью и высоким временным разрешением.

Преобразователь время-код для системы многоканального счета фотонов. Первичная обработка оптического потока, заключающаяся в детектировании оптической энергии и временном хронировании выходных сигналов фотоприемника, позволяет представить исследуемые оптические явления в виде стохастических потоков сигналов. При исследовании кинетики люминесценции методом счета фотонов информация об исследуемом объекте содержится в распределении временных интервалов между событиями, соответствующими сигналам фотоприемника. Для осуществления эффективной обработки результатов измерений с помощью ЭВМ необходимо производить преобразование измеряемых временных интервалов в цифровой код.

Преобразователи время-код характеризуются следующими параметрами: временным разрешением (минимальным значением шага квантования); динамическим диапазоном измеряемых временных интервалов; дифференциальной и интегральной нелинейностью преобразования [36].

Наиболее распространенными методами кодирования временных интервалов являются метод прямого квантования (счетно-импульсный); счетно-

импульсный метод с преобразованием временного масштаба, электронный кониусный метод; метод кодирования с интерполяцией время-амплитуда-код

В счетно-импульсном методе преобразование временного интервала в цифровой код осуществляется путем последовательного счета импульсов стабильной частоты, заполняющих измеряемый временной интервал [52]. Данный метод позволяет получить предельно малое мертвое время, характеризуется широким динамическим диапазоном, стабильной временной шкалой и высокой линейностью преобразования [53]. Временное разрешение метода прямого квантования ограничивается максимальной скоростью счета импульсов опорного генератора. В настоящее время разработаны микросхемы, позволяющие вести счет импульсов с частотой до 500 МГц, что соответствует шагу квантования 2 нс [53]. Динамический диапазон счетно-импульсных преобразователей определяется разрядностью счетчика и может быть очень большим, например, преобразователь ПВК-001 измеряет временные интервалы длительностью до 80 мкс при ширине канала 4.76 нс [52]. Дифференциальная нелинейность счетно-импульсных преобразователей обусловлена отсутствием синхронизации между измеряемым временным интервалом и фазой тактовой серии импульсов и уменьшается с возрастанием частоты тактового генератора. Осуществление фазирования начала и конца измеряемого интервала с импульсами генератора тактовой частоты позволяет получить дифференциальную нелинейность менее 2.5% при частоте тактового генератора 500 МГц [53]. Основным источником погрешности измерений в преобразователях такого типа является конечная частота тактового генератора. Максимальная погрешность измерения равна периоду времязадающей последовательности импульсов [54].

В счетно-импульсном методе с преобразованием временного масштаба принцип измерения временных интервалов основывается на умножении длительности промежутка времени между сигналами старт и стоп на постоянный коэффициент K с последующим заполнением расширенного интервала времени импульсами высокой частоты и счетом их количества. Расширение временного интервала осуществляется путем зарядки емкости C током I_1 за время, равное интервалу между сигналами старт и стоп, и ее разрядки после импульса стоп током $I_2 = I_1/K$. Время разрядки емкости пропорционально интервалу между старт- и стоп- импульсами, умноженному на K [55]. Использование трансформации временного масштаба позволяет улучшить временное разрешение по сравнению с предыдущим методом, однако при этом уменьшается динамический диапазон преобразователя и увеличивается его мертвое время. Описанный в [56] преобразователь, осуществляющий трансформацию

временного масштаба, имеет следующие характеристики: временное разрешение 0,1 нс; динамический диапазон 0 - 200 нс, нелинейность преобразования 1%.

Электронный нониусный метод основан на сравнении нескольких временных шкал, размеры делений которых отличаются на величину, кратную шагу квантования Δt измеряемого временного интервала T_x , при условии совпадения начальных отсчетов шкал с соответствующими границами T_x . Метод реализуется следующим образом. По сигналу старт, соответствующему началу измеряемого промежутка времени T_x , запускается опорный генератор с периодом T_0 . В течение времени преобразования импульсы генератора подсчитываются в основном счетчике и одновременно постукают на схему совпадений. С приходом сигнала стоп, который соответствует концу T_x , запускается нониусный генератор и выполняются аналогичные операции по подсчету числа периодов T_n . Так как периоды T_0 и T_n отличаются на величину Δt , то через определенное время преобразования на входах схемы совпадений импульсы опорной и нониусной последовательностей совпадут (с известной степенью погрешности) во времени и процесс кодирования на этом заканчивается. Результат время-импульсного кодирования определяется как [36].

$$T_x = T_0(n + K^{-\alpha}m), \quad (15)$$

где n , m - количество импульсов соответственно опорного и нониусного генераторов до момента совпадения; K - основание системы счисления; α - число разрядов цифрового эквивалента величины, преобразуемой импульсной интерполяцией. Для достижения высокой точности преобразования необходима высокая стабильность периодов времязадающих шкал и величины Δt , а также высокая стабильность параметров схем совпадения. Нониусный метод превосходит предыдущие по временному разрешению, динамическому диапазону и линейности, однако сложность его реализации ограничивает его практическое применение [36].

Использование кодирования с интерполяцией время-амплитуда-код стало возможным благодаря появлению в последнее время простых в эксплуатации аналого-цифровых преобразователей, осуществляющих преобразование амплитуды сигнала в цифровой код. Сущность метода заключается в преобразовании измеряемого временного интервала в пропорциональное значение амплитуды сигнала и в последующем преобразовании амплитуды в цифровой код, выполняемым АЦП. Практически преобразование время-амплитуда осуществляется путем накопления заряда на емкости током постоянной величины в течение измеряемого интервала времени [57 - 60]. Одна из возможных схем реализации преобразования время-амплитуда приведена на

рис.16 В начальном состоянии на емкости C имеется заряд Q и созданное этим зарядом напряжение

$$U = \frac{Q}{C} \quad (16)$$

В момент появления старт-импульса замыкается ключ 1 и конденсатор начинает разряжаться через стабилизатор тока 2. Процесс разрядки емкости продолжается до момента появления стоп-импульса, который размыкает ключ 1. В этом случае изменение напряжения на конденсаторе составит

$$\Delta U = \frac{Q}{C} - \frac{I \Delta t}{C} \quad (17)$$

где I – ток разрядки емкости; Δt – время разрядки

В [57] описан преобразователь время-амплитуда с временным разрешением 10 пс, дифференциальная нелинейность которого составляет 0.3%. Погрешность и дифференциальная нелинейность преобразователя, как правило, определяются характеристиками используемого АЦП.

Наиболее целесообразным для применения в системе многоканального счета фотонов является метод преобразования время-амплитуда-код. Это обусловлено тем, что по сравнению со счетно-импульсным методом он обладает лучшей разрешающей способностью, а по сравнению с нониусным методом и методом с трансформацией временного масштаба характеризуется простотой технической реализации и меньшим временем преобразования, что позволяет сократить время измерений.

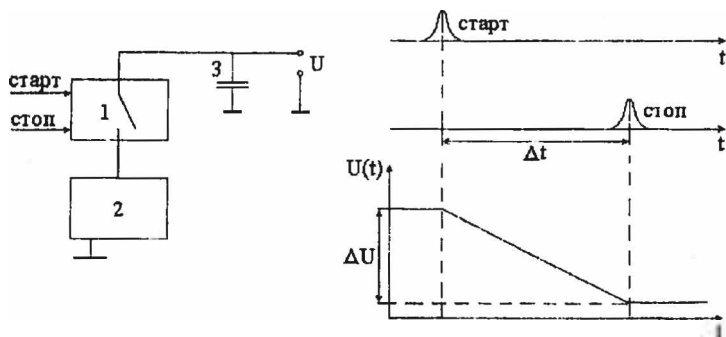


Рис. 16. Схема преобразования время-амплитуда: 1 – электронный ключ; 2 – стабилизатор тока; 3 – накопительный конденсатор, Δt – преобразуемый временной интервал

Анализ погрешностей. Информация, получаемая в результате измерений, – это распределение $J(j)$, описывающее зависимость количества зарегистрированных импульсов от номера канала МВА. В результате калибровки

каждому каналу с номером j можно сопоставить интервал времени от t_j до $t_{j+1} = t_j + \Delta t_k$, где Δt_k — ширина канала МЗА. То есть перейти от распределения $J(j)$ к распределению $J(t)$. Распределение $J(t)$ не эквивалентно регистрируемому распределению $\tilde{J}(t)$ вследствие временных неопределенностей, вносимых фотоприемником и электронными блоками установки. Зарегистрированное распределение связано с истинным интегральным уравнением свертки [34]

$$J(t) = \int_0^t \tilde{J}(\vartheta) f_a(t - \vartheta) d\vartheta, \quad (18)$$

где $f_a(t)$ — функция отклика системы при регистрации дельта-импульса [34].

Для систем многоканального анализа это уравнение сводится к системе линейных алгебраических уравнений [30]. Все погрешности измерений, обусловленные разбросом времени прохождения сигнала в ФЭУ, флуктуациями амплитуды и формы его выходных импульсов, нестабильностью порогов срабатывания схемы временной привязки, погрешностью преобразования время-амплитуда, АЦП и т. д., в системах многоканального анализа в конечном итоге сводятся к искажению истинного положения регистрируемого сигнала на оси времени, в результате чего он регистрируется в несоответствующем канале временного анализатора. Вероятность искажения временных интервалов системой регистрации описывается функцией $f(\tau)$, ($\tau = t_g - t_0$), где t_0 — истинное, а t_g — зарегистрированное значение временного положения сигнала (рис. 17).

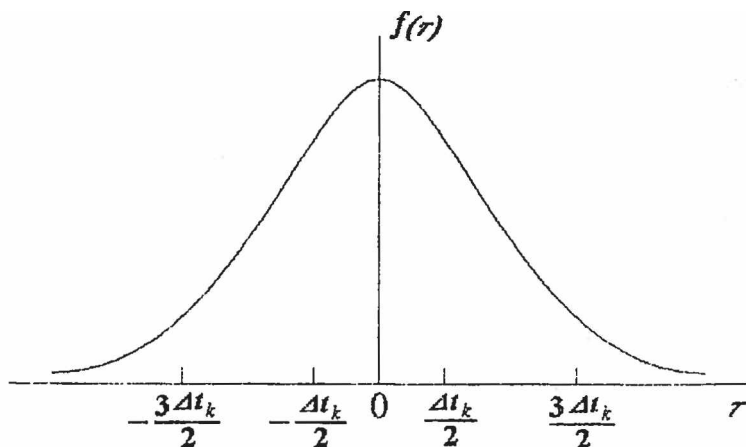


Рис. 17. Плотность вероятности искажений временных интервалов системы регистрации

При выводе системы линейных алгебраических уравнений воспользуемся следующими предположениями: вероятность регистрации импульса, истинное положение которого соответствует j -му каналу в $j \pm 2$ каналах стремится к 0; регистрация импульса, соответствующего j -му каналу в $j - 1$ и $j + 1$ каналах равновероятна; истинное положение регистрируемого импульса соответствует центру канала.

Тогда вероятность регистрации импульса, временное положение которого соответствует j -му каналу, в j -м канале определяется как

$$P_{j,j} = \frac{\Delta t_j}{2} \int_{-\frac{\Delta t_j}{2}}^{\frac{\Delta t_j}{2}} f(\tau) d\tau, \quad (19)$$

а вероятность регистрации этого импульса в соседних каналах

$$P_{j,j \pm 1} = \frac{\Delta t_j}{2} \int_{-\frac{\Delta t_j}{2}}^{\frac{\Delta t_j}{2}} f(\tau) d\tau \quad (20)$$

Согласно методу счета фотонов число импульсов в j -м канале МВА, временное положение которых соответствует j -му каналу, пропорционально средней интенсивности излучения I за время, соответствующее Δt_{Kj} . С учетом погрешностей измерительной аппаратуры можно записать:

$$n_{j,j} = a P_{j,j} I(t_j), \quad (21)$$

где a – коэффициент пропорциональности.

С другой стороны, число импульсов в j -м канале МВА складывается из импульсов, истинное положение которых соответствует этому каналу, и импульсов, которые попали в этот канал из соседних в результате погрешностей аппаратуры:

$$N_j = n_{j,j} + n_{j,j+1} + n_{j,j-1}, \quad (22)$$

где $n_{j,j+1}$ и $n_{j,j-1}$ определяются через соответствующие интенсивности излучения и вероятности

$$n_{j,j \pm 1} = a P_{j,j \pm 1} I(t_{j-1}) \quad (23)$$

Таким образом, можно составить следующую систему уравнений.

$$\begin{aligned}
n_{j,j} &= aP_{j,j}I(t_j) \\
n_{j,j+1} &= aP_{j,j+1}I(t_{j+1}), \\
n_{j,j-1} &= aP_{j,j-1}I(t_{j-1}), \\
N_j &= n_{j,j} + n_{j,j+1} + n_{j,j-1}, \\
N_{j+1} &= n_{j+1,j+1} + n_{j+1,j} + n_{j+1,j+2}, \\
N_{j-1} &= n_{j-1,j-1} + n_{j-1,j} + n_{j-1,j-2}
\end{aligned}
\tag{24}$$

Два последних уравнения выражаются через величины, соответствующие $j-2$ и $j+2$ каналам. Решение этой системы для трех каналов имеет вид

$$\begin{aligned}
I_j &= \frac{N_j - \frac{P}{A}(N_{j+1} + N_{j-1})}{A - \frac{2P^2}{A}}, \\
I_{j+1} &= \frac{(N_{j+1} - I_j P)}{A},
\end{aligned}
\tag{25}$$

где $P_{jj}=A$ - вероятность правильной регистрации; $P_{j,j\pm 1} = P$ - вероятность регистрации в соседнем канале; $I(t_j) = I_j$. Таким образом, по известной функции отклика системы f_a можно установить искривленную зависимость интенсивности излучения от времени с погрешностью, обусловленной погрешностью измерения f_a и сделанными предположениями. Благодаря развитию техники генерации пикосекундных лазерных импульсов, измерения функции отклика можно произвести с очень большой степенью точности. На практике более удобно измерять непосредственно вероятности P и A .

Преобразователь время-код. Преобразователь время-код является одним из основных блоков экспериментальной установки, характеристики которого определяют диапазон измерений и предельное временное разрешение установки в целом.

Для кодирования временных интервалов применен метод с использованием промежуточного преобразования время-амплитуда. Структурная схема преобразователя время-амплитуда-код приведена на рис. 18.

Преобразователь осуществляет преобразование временного интервала между поступающими на его входы старт- и стоп-импульсами следующим образом. В начальном состоянии электронный переключатель 11 замкнут и на конденсаторе 13 имеется опорное напряжение, сформированное схемой 10. Старт-импульс поступает одновременно на входы схемы запуска 1 и

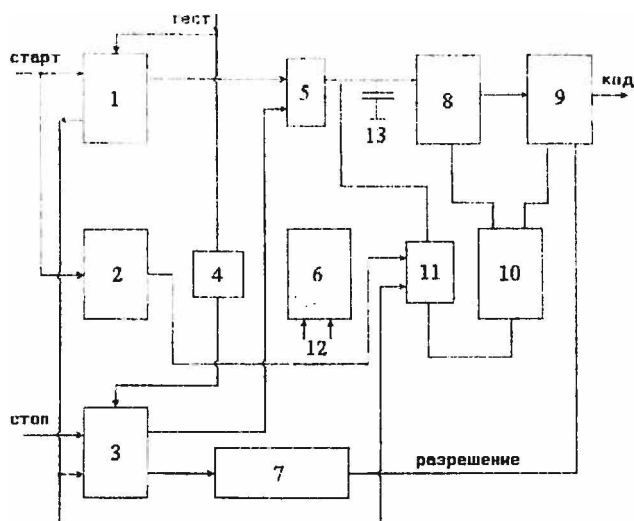


Рис. 18. Структурная схема преобразователя время-код: 1 – схема запуска; 2 – схема сброса; 3 – схема останова; 4, 7 – линии задержки; 5, 11 – электронные переключатели; 6 – управляемый стабилизатор; 8 – схема вычитания; 9 – АЦП; 10 – схема формирования напряжений; 12 – сигналы управления; 13 – накопительный конденсатор

схемы сброса 2. Сигнал с выхода схемы сброса размыкает переключатель 11. Сигнал на выходе схемы запуска появляется с некоторой задержкой τ относительно сигнала схемы сброса и замыкает электронный переключатель 5, в результате чего конденсатор 13 начинает разряжаться через управляемый стабилизатор 6 током, величина которого задается управляющими сигналами 12. Процесс разрядки конденсатора продолжается до тех пор, пока ключ 5 не разомкнется управляющим сигналом схемы останова, который появляется через время τ после появления на входе схемы стоп-импульса. Так как задержка между появлением старт-импульса и замыканием ключа 5 равна задержке между появлением стоп-импульса и размыканием этого ключа, то промежуток времени, в течение которого конденсатор разряжается, равен промежутку времени между старт- и стоп-импульсами, а поскольку ток разрядки конденсатора поддерживается постоянным стабилизатором 6, то разность между опорным напряжением и напряжением на конденсаторе пропорциональна измеряемому промежутку времени. Вычитание напряжения на конденсаторе из опорного производится схемой 8. Полученное напряжение преобразуется АЦП в цифровой код. Запуск АЦП осуществляется сигналом со схемы останова, который появляется на запускающем входе АЦП после

появления стоп-импульса с задержкой, вносимой линией задержки 7 и необходимой для срабатывания преобразователя. Сигнал „разрешение“ появляется в начале каждого цикла работы и приводит все элементы преобразователя в исходное состояние. Сигнал „тест“ служит для проверки правильности работы устройства. В режиме тестирования преобразователь работает аналогично режиму измерений; отличие состоит в том, что схема запуска запускается сигналом „тест“, а схема останова - тем же сигналом, но с фиксированной задержкой t_1 , вносимой линией задержки 4. Старт- и стоп-импульсы в режиме тестирования не используются.

Преобразование амплитуда-код осуществляется интегральным АЦП И108ПВ1, характеристики которого приведены в табл. 6.

Диапазон измерений (максимальный измеряемый интервал времени) и временное разрешение преобразователя определяются разрядностью используемого АЦП. Диапазон измерений можно регулировать, изменяя величину тока разрядки накопительной емкости, однако при этом изменяется и временное разрешение, определяемое как временной интервал, соответствующий единице цифрового кода. Чем уже диапазон измерений, тем лучше временное разрешение. Это связано с тем, что АЦП может осуществлять преобразование амплитуды сигнала в фиксированном диапазоне от A_{min} до A_{max} . При увеличении тока разрядки накопительного конденсатора изменение напряжения на нем за фиксированный промежуток времени будет увеличиваться, то есть возрастает временное разрешение прибора. В то же время изменение напряжения на конденсаторе в пределах указанного диапазона $A_{max} - A_{min}$ будет происходить за меньшее время, то есть диапазон преобразования уменьшается.

Таблица 6

Параметры АЦП И108ПВ1

Число разрядов	10
Нелинейность младшего разряда	-3 +3
Дифференциальная нелинейность	-0.75 +0.75
Время преобразования	0.9 мкс
Частота преобразования	1.5 МГц - 0.4 МГц
Диапазон входного напряжения	0 - 3В

Основным узлом, обеспечивающим временные характеристики установки, является ключ разряда емкости. Применение высокочастотных полевых транзисторов (КП312Б), включенных по схеме дифференциального уси-

лителя, позволило добиться, с одной стороны, высокого быстродействия, с другой — малых токов утечки. Но для переключения данного дифференциального усилителя с разрядки на хранение требуется значительное управляющее напряжение. Использование микросхем серии 1554 с граничной частотой порядка 400 МГц и выходными уровнями порядка 5 В позволяет решать данную задачу. При крутизне полевого транзистора 3 мА/В коммутируемый ток может достигать 15 мА. Теперь элементарный расчет позволяет определиться с величиной емкости хранения и коэффициента усиления согласующего усилителя. При величине этой емкости $C=100$ пФ, времени разряда $t=10$ нс и токе разряда $I=10$ мА получим напряжение разряда $U=It/C=1$ В. Т.е. для согласования диапазона разрядки конденсатора с диапазоном АЦП коэффициент усиления усилителя должен быть равным 2.5. Ток разряда усилителя устанавливается программируемым генератором тока с управлением от ЭВМ через коммутатор 590КН9 и может принимать следующие значения: 10 мА, 1 мА, 0.1 мА. Рассмотрим максимально допустимую величину токов утечки при выбранных параметрах храниющей емкости. Так как используется 10-разрядный АЦП с временем преобразования $t_1 < 0.9$ мкс, несложный расчет показывает, что ток утечки $I_y < U_1 C / t_1 \approx 10^{-7}$ А, что вполне согласуется с входным током буферного усилителя 544УД2 (0.1 нА) и токами утечки полевых транзисторов (10 нА). Возможность варьировать ток разряда позволила реализовать три диапазона измерений: до 10 нс, до 100 нс, до 1 мкс, что задается кодом ЭВМ.

Предельно достижимое временное разрешение преобразователя оценивалось в режиме тестирования путем использования фиксированной задержки. Оно составляет 10 пс в диапазоне 3 нс — 10 нс, 100 пс в диапазоне 3 нс — 100 нс, 1 нс в диапазоне 3 нс — 1 мкс.

Интерфейс. Интерфейс обеспечивает взаимодействие измерительной установки с ЭВМ и служит для передачи управляющих сигналов и данных. Он собран на микросхемах ТТЛ К555ЛА3, К555ЛЕ1, К580ВА86 и представляет собой двунаправленный шинный формирователь с тремя состояниями по выходу.

Из всех неиспользованных адресов в адресном пространстве ввода-вывода ЭВМ в качестве адреса внешнего устройства наиболее рационально выбрать тот, для дешифрации которого потребовались бы наименьшие аппаратные затраты. Этим требованиям в ЭВМ ЕС1841 удовлетворяет область адресов 100 — 1FF, так как для опознавания адреса необходимо дешифровать лишь два разряда: А8 и А9.

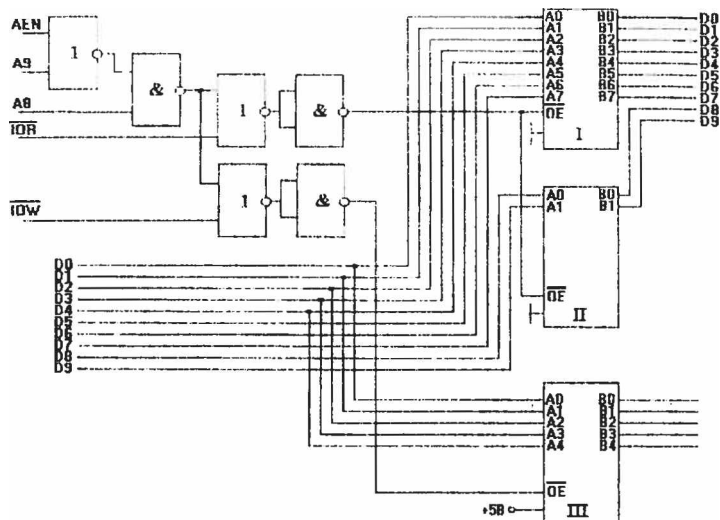


Рис. 19. Принципиальная схема интерфейса для экспериментальной установки:
 I – K580BA86, II – K580BA86, III – K580BA86

Таблица 7

Работа интерфейса системы многоканального счета фотонов

Комбинация сигналов на входе устройства					Номер микросхемы и направление передачи данных		
AEN	A9	AB	IOR	IOW	I	II	III
1	-	-	-	-	Z	Z	Z
-	-	0	-	-	Z	Z	Z
-	1	-	-	-	Z	Z	Z
0	0	1	1	0	Z	Z	B→A
0	0	1	0	1	A→B	B→A	Z

Схема интерфейса приведена на рис.19, работа схемы поясняется табл. 7. Интерфейс сконструирован таким образом, что внешнее устройство может передавать и принимать данные только в случае, если на адресных линиях A8 и A9 установлены соответственно 0 и 1, и при этом отсутствует сигнал AEN, появляющийся при работе микропроцессора в цикле прямого доступа к памяти. Код, установленный на остальных линиях шины адреса, не оказывает влияния на работу внешнего устройства. Передача данных из внешнего устройства в ЭВМ осуществляется следующим образом. После установки адреса

внешнего устройства микропроцессор выдает сигнал $\overline{IOR} = 0$, означающий чтение данных из внешнего устройства. До поступления этого сигнала, то есть при $\overline{IOR} = 1$, микросхемы I и II находятся в высокоомном Z-состоянии и в работе схемы не участвуют, при появлении сигнала $\overline{IOR} = 0$, код, установленный на входах в двунаправленных шинах формирователей I и II, подается на их выходы А. Таким образом осуществляется передача десяти битов данных из внешнего устройства в ЭВМ по линиям D0 – D9. При записи данных из ЭВМ во внешнее устройство после выдачи адреса микропроцессор устанавливает сигнал $\overline{IOW} = 0$. До поступления этого сигнала, то есть при $\overline{IOW} = 1$, микросхема III находится в высокоомном Z-состоянии и на работу интерфейса влияния не оказывает. При поступлении сигнала $\overline{IOW} = 0$ осуществляется передача данных от входов А микросхемы III к выходам В. Таким образом во внешнее устройство записывается пять битов данных по линиям D0 – D4. После окончания работы с внешним устройством, при установке другого адреса или появлении сигнала AEN все микросхемы переводятся в Z-состояние.

Программное обеспечение. Для осуществления измерений в соответствии с методикой, изложенной выше, необходимо обеспечить взаимодействие между собой всех блоков экспериментальной установки. Работа установки происходит согласно следующему алгоритму:

Шаг 1: Оператор задает диапазон и требуемую точность измерений.

Шаг 2: Накопление числа шумовых импульсов в каналах ЭВМ в течение заданного числа циклов.

Шаг 3: Измерение распределения временных интервалов между стартом и стоп-импульсами в течение заданного числа циклов.

Шаг 4: Вычисление погрешностей.

Шаг 5: Проверка: в случае, если погрешность измерений не соответствует заданной точности, то возвращение к шагу 2. Иначе – шаг 6.

Шаг 6: Вывод результатов измерений.

Для осуществления синхронизации источника возбуждения люминесценции и остальных блоков установки используется сигнал „разрешение”, который выдается управляющей программой в начале каждого цикла измерений. В случае, если быстродействие источника возбуждения меньше периода поступления синхронизирующего сигнала, в управляющую программу вводят синхронизирующую задержку τ_c , величина которой соответствует быстродействию источника возбуждения.

Измерение распределения временных интервалов осуществляется следующим образом. Промежутку времени, на котором происходят измерения,

ставится в соответствие массив в памяти ЭВМ, размерность которого соответствует максимальному коду, выдаваемому АЦП. Код, полученный в результате измерений конкретного временного интервала, является номером элемента массива, значение которого увеличивается на 1, то есть элементы массива являются эквивалентами каналов МВА. Соответствие элементов массива временному интервалу устанавливается в результате калибровки. Причем содержимое элемента массива, номер которого соответствует появлению АЦП, равно числу циклов измерений, в которых не было зарегистрировано ни одного фотона.

Заключение

Проанализированы требования, предъявляемые к функциональным блокам экспериментальной установки для исследования спектральной кинетики люминесценции светодиодов, подвергшихся радиоактивному облучению, и обоснован используемый в работе метод измерений: метод многоканального временного анализа с использованием ФЭУ, работающих в режиме счета фотонов. Осуществлен выбор фотоприемника для системы многоканального счета фотонов, оптимизированы режимы работы блоков экспериментальной установки. Рассмотрены вопросы коррекции ошибок измерений. Разработаны преобразователь время-амплитуда-код, интерфейс и программное обеспечение [61].

Литература

1. Коган М. Л. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. – М.: Атомиздат, 1980. – 307 с.
2. Берг С., Дин П. Светодиоды. – М.: Мир, 1979. – 680 с.
3. Баринаева Э. Ю., Нуртдинов Н. Р., Юнович А. Э. Спектры люминесценции фосфида галлия, обусловленные примесными комплексами пар атомов азота с акцепторами // ФТП. – 1985. – Т.19, вып.6. – С.1039 – 1045.
4. Вострова А. Р., Добрышина Е. С., Петров В. И. Кинетика люминесценции в фосфиде галлия n- типа, легированном азотом // ФТП – 1984 – Т.18, вып.2. – С. 275 – 278.
5. Термостабильная люминесценция в желто – оранжевой области спектра в СИД на основе твердых растворов $GaAs_{1-x}P_x$ / О. Н. Ермаков, Р. С. Игнаткина, А. П. Карацуба и др. // ЖПС. – 1984. – Т.40, вып.2. – С. 335 – 338.
6. Ермаков О. Н. Спектры пробойной электролюминесценции в структурах на основе твердых растворов $Ga_{1-x}Al_xP(As)$ // ЖПС. – 1987. – Т.46, вып.2. – С. 226 – 231.
7. Ермаков О. Н. Излучательные переходы в широкозонных твердых растворах в системе In-Ga-Al-P // ЖПС. – 1984. – Т.41, вып.3. – С. 475 - 479.

8. Беднарский В. В., Верховодов М. П., Нека Г. П. Спектры предрибойной электролюминесценции диодных структур // ЖПС. – 1990. – Т. 53, вып. 4. – С. 572 – 576.
9. Торчинская Т. В., Бердинских Т. Г., Смиян О. Д. Природа нестабильности свечения в светоизлучающих GaP-N-структурах // ФТП. – 1992. – Т. 26, вып. 3. – С. 454 – 460.
10. Светодиоды на основе карбида кремния, облученного быстрыми электронами / Ю. Н. Водаков, П. П. Гирка, О. Л. Константинов и др. // ФТП. – 1992. – Т. 26, вып. 11. – С. 1857 – 1860.
11. Баркова А. В., Манак И. С. Дегралация быстродействующих GaAs – светоизлучающих диодов при облучении электронами и γ -квантами // Арсенид галлия. 4-е Всесоюз. совещ. по исследованию арсенида галлия: Тез. докл. – Томск, 1978. – С. 39 – 40.
12. Баркова А. В., Манак И. С., Шилов А. Ф. Влияние электронного облучения на характеристики GaAs – излучающих диодов // Изв. вузов. Физика. – 1979. – №3. – С. 100 – 101.
13. Радиационно – стимулированное изменение спектральных характеристик $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Si}$ светоизлучающих диодов / Т. В. Торчинская, Г. Н. Семенова, Т. Г. Бердинских, Е. Ю. Бранловский // ЖПС – 1986. – Т. 45, вып. 2. – С. 252 – 257.
14. Влияние радиации на излучательную и безызлучательную рекомбинацию в гетеросистемах на основе GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / О. Н. Борковская, С. Н. Дмитрук, Л. Л. Дубовинский и др. // ФТП. – 1986. – Т. 20, вып. 2. – С. 322 – 325.
15. Сукач М. Ф., Сышко М. П. Влияние нейтронного облучения на спектры электролюминесценции примозонного GaAsP, легированного цинком // ФТП. – 1990. – Т. 24, вып. 2. – С. 368 – 369.
16. Люминесценция эпитаксиальных слоев 6H – SiC, облученных быстрыми электронами / Вавилов Л. В., Водаков Ю. Н., Иванов В. И. и др. // ФТП. – 1991. – Т. 25, вып. 4. – С. 762 – 766.
17. Глинчук К. Д., Заяц Н. С., Прохорович А. В. Влияние облучения протонами на люминесценцию арсенида галлия // ФТП. – 1989. – Т. 23, вып. 4. – С. 657 – 661.
18. Антошин А. А., Коршунов Ф. П., Самонов С. М. Гашение отдельных полос электролюминесценции GaP:Zn,O излучающих структур под действием быстрых электронов // ЖПС. – 1984. – Т. 40, вып. 5. – С. 758 – 760.
19. Ермаков О. Н. Влияние глубоких центров на излучательные характеристики эпитаксиальных структур в системе Ga-As-P // ЖПС. – 1986. – Т. 44, вып. 2. – С. 251 – 256.
20. Коршунов Ф. П., Самонов С. М., Антошин А. А. Влияние облучения быстрыми электронами на спектры электролюминесценции GaP:N p-n-структур // ЖПС. – 1988. – Т. 49, вып. 5. – С. 785 – 789.
21. Трансформация спектров экситонной и донорно – акцепторной люминесценции p+ – слоев фосфид – галлиевых светоизлучающих структур при введении дислокаций / Т. В. Торчинская, А. Г. Карабаев, Н. Е. Корсунская и др. // ЖПС. – 1990. – Т. 53, вып. 5. – С. 761 – 767.
22. Влияние облучения быстрыми нейтронами на люминесценцию арсенида галлия / Е. В. Винник, К. Д. Глинчук, В. И. Гуровцев, А. В. Прохорович // ФТП. – 1991. – Т. 25, вып. 1. – С. 82 – 86.

23. Глинчук К. Д., Гуропев В. И., Прохорович А. В. Индуцированная радиационно - термическим воздействием полоса люминесценции с $h\nu_m \approx 1,2$ эВ в p-GaAs // ФТП – 1987. – Т. 21, вып. 9. – С. 1659 – 1663.
24. Манак И. С., Михнюк С. Б. Спектрально – кинетические характеристики светодиодов из фосфида галлия // Исследования по прикладной квантовой электронике: Тр. Таллин политехн. ин-та № 687 – Таллин: ТПИ, 1989. – С. 63 – 78.
25. Манак И. С., Михнюк С. Б. Переходные характеристики полупроводниковых источников спонтанного излучения // Деп. ВИНТИ 8.10.86. журналом «Извещ. вузов МВСО СССР. Физика». Рег. №7056 – В86 – 13 с.
26. Манак И. С., Михнюк С. Б. Исследование кинетики электролюминесценции в GaP-светодиодах красного свечения // XI.IV Всесоюз. науч. сессия, посв. Дню радио Тез. докл. Ч. 2. – М.: Радио и связь, 1989. – С. 44.
27. Манак И. С., Михнюк С. Б. Анализ кинетики люминесценции в излучателях на основе непрямозонных полупроводников // XI.IV Всесоюз. науч. сессия, посв. Дню радио Тез. докл. Ч. 2. – М.: Радио и связь, 1989. – С. 51 – 52.
28. Манак И. С., Михнюк С. Б. Анализ переходных процессов в источниках излучения на основе непрямозонных полупроводников // Лазерная и оптико – электронная техника. Межвуз. сб. науч. тр. – Мн. Университетское, 1989 – С. 112 – 115.
29. Манак И. С., Михнюк С. Б. Анализ кинетики электролюминесценции в полупроводниковых структурах с учетом схемы релаксации неравновесных носителей // Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. статей. Вып. 1. – Мн.: Белгосуниверситет, 1997. – С. 50 – 61.
30. Чернявский А. Ф., Бекетов А. П., Поталов А. В. Статистические методы анализа случайных сигналов в ядерно-физическом эксперименте. – М.: Атомиздат, 1980. – 264 с.
31. Иванов В. И., Рускевич А. А., Южаков А. Н. Многопараметрический скоростной анализатор пикосекундных оптических процессов // ПТЭ. – 1989 – №1. – С. 180 – 183.
32. Пикосекундный флуорометр с нелинейным преобразованием частоты и регистрацией сигнала в режиме счета фотонов / И. М. Гулис, А. И. Комях, К. А. Саечников, В. А. Цвирко // ЖПС. – 1987. – Т. 47, вып. 3. – С. 489 – 494.
33. Дерингас А., Кабелка В., Миляускас А. Пикосекундный лазерный измерительный комплекс для спектроскопических исследований быстропротекающих процессов // ПТЭ. – 1988 – №4. – С. 224.
34. Гулаков И. Р., Холодильцев С. В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. – Мн.: Университетское, 1989. – 256 с.
35. Воронай Е. С., Дмитриев С. М., Ермалицкий Ф. А. Блок электронного обеспечения одноквантовых измерений кинетики флуоресценции // ПТЭ. – 1988. – №5. – С. 240.
36. Малевич И. А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. – Мн. БГУ, 1981. – 384 с.
37. Одноэлектронные фотоприемники / С. С. Ветохин, И. Р. Гулаков, А. Н. Перцев, И. В. Резников. – М.: Атомиздат, 1979. – 192 с.

38. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Новоселов В. А. Сравнение электронной чувствительности фотоумножителей при различных способах регистрации выходного сигнала // ЖПС. – 1986. – Т. 45, вып. 2 – С. 327 – 329.
39. Иванов В. И., Маленич И. А., Чайковский А. П. Многофункциональные лидарные системы. Мн. Ушверситетское, 1986 – 286 с.
40. Перцев А. Н., Писаревский А. Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. – М. Атомиздат, 1971 – 182 с.
41. Зюзин Ю. Н., Курбасов В. В. Исследование временных характеристик ФЭУ-130 в режиме счета фотонов // ПТЭ. – 1984. – №4. – С. 137 – 140.
42. Исследование ФЭУ-136, предназначенных для использования в счетчиках фотонов / С. С. Ветохин, Б. М. Глуховской, И. Р. Гулаков и др // ЖПС. – 1984. – Т. 40, вып. 5 – С. 831 – 834.
43. Лукичев А. А., Шаляпин А. Л., Шульгин Б. В. Методика определения оптимальных параметров рабочего режима одноэлектронного ФЭУ // ПТЭ. – 1985. – №6. – С. 137 – 139.
44. Кубальчук Н. П., Кривцов А. Н., Оя П. Э. Определение максимального отношения сигнала к шуму в режиме счета фотонов ФЭУ методом сплайн – функций // ЖПС. – 1985. – Т. 42, вып. 3. – С. 452 – 454.
45. Безруков Л. Б., Борисовец Б. А. Измерение разброса времени прохождения одноэлектронного сигнала через ФЭУ-49Б // ПТЭ. – 1988. – №1. – С. 154 – 156.
46. Влияние пролета электронов мимо диодов на распределение одноэлектронных импульсов фотоумножителей / И. М. Железных, В. Г. Летягин, В. О. Нозовой, З. Я. Садыгов // ПТЭ. – 1989. – №3. – С. 152 – 154.
47. Дмитриев С. М. Оптимизация временных характеристик ФЭУ для кинетических одноквантовых спектрометров // ПТЭ. – 1988. – №1. – С. 154 – 156.
48. Ермалицкий Ф. А., Лутковский В. М. Последствие в ФЭУ-106, используемых для временных измерений // ПТЭ. – 1989. – №6. – С. 137 – 139.
49. Валуев Н. П., Жихарев А. Н. Формирователь с точной временной привязкой // ПТЭ. – 1987. – №2. – С. 111 – 112.
50. Шелефонюк Д. И. Амплитудный дискриминатор для счетного фотоэлектронного умножителя // ПТЭ. – 1992. – №5. – С. 167 – 169.
51. Егорычев А. Н., Приввер Л. С. Быстродействующее устройство фиксации моментов отсчета временных интервалов по спаду импульсов // ПТЭ. – 1987. – №4. – С. 73 – 75.
52. Игнатьев О. В., Пулин А. Д. Универсальный преобразователь время-код ПВК-001 // ПТЭ. – 1989. – №4. – С. 112 – 114.
53. Клямов А. И., Мелешко Е. А., Морозов А. Г. Счетно-импульсный преобразователь время-код с шириной канала 2 нс // ПТЭ. – 1988. – №3. – С. 89 – 91.
54. Измеритель временных интервалов с дискретностью 2 нс / Ю. Н. Артюх, М. А. Арнит, Г. И. Готлиб, В. Я. Загурский // ПТЭ. – 1977. – №4. – С. 108 – 110.
55. Евграфов Г. Н., Канцеров В. А. Преобразователь "старт-стоп" временных интервалов широкого диапазона // ПТЭ. – 1983. – №2. – С. 88 – 89.

56. Демьянчук Г. М., Биенко А. В., Прокопий М. Д. Наносекундный преобразователь временных интервалов // ПГЭ - 1987. №4 - С. 78 - 80
57. Данилевич В. В., Чернявский А. Ф., Якушев А. К. Преобразователь время-амплитуда с разрешающим временем ~ 10 пс // ПГЭ - 1975. №4. - С. 79 - 82
58. Баламагов Н. Н., Заливако В. Ю. Время-амплитудный преобразователь наносекундного диапазона // ПГЭ. - 1980. №3 - С. 109 - 111
59. Акимов Ю. К., Мерзляков С. И. Наносекундный преобразователь время-амплитуда // ПГЭ. - 1980 - №5. - С. 94 - 96
60. Дегтярев А. П., Махринский Т. В., Шевченко В. А. Старт-стопный преобразователь время - амплитуда с высокой допустимой скоростью счета // ПГЭ - 1981. - №3. - С. 104 - 105.
61. Установка для исследования спектральной кинетики излучения инжекционных лазеров и светодиодов / Бородавка А. Н., Калюта В. В., Кузьмин К. Г. и др // Научное и аналитическое приборостроение; Тез докл респ. конф. - Мн - ИФАНБ, 1995. - С. 33.