



**ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ
И ВОЗБУЖДЕНИЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЮМИНОФОРОВ**

1987

IX А-43479

ТАРТУСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
Кафедра экспериментальной физики

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ
И ВОЗБУЖДЕНИЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЮМИНОФОРОВ

Руководства к практикуму по физике
полупроводников и твердого тела

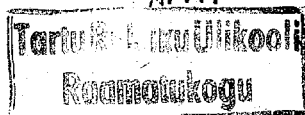
Составитель У.Нымм

ТАРТУ 1987

Утверждено на заседании совета физико-химического
факультета ТГУ 27 ноября 1985 года

KUSTUTATUD

Arh.



9410

В В Е Д Е Н И Е

Данное руководство к практикуму по физике полупроводников и твердого тела посвящено измерению спектров свечения и возбуждения люминесценции люминофоров. Соответствующий цикл лабораторных работ выполняется в осеннем семестре четвертого курса для физиков, специализирующихся по электронике и оптике.

Своеобразие настоящего руководства является изложение теоретических основ экспериментальной задачи, выполняемой параллельно на двух уровнях полноты. Это обстоятельство должно быть учтено читателем. Возможность чтения текста на разных уровнях полноты обеспечивается тем, что часть материала выделена пометками "начало приложения" и "конец приложения" в тексте как дополнительная. Основные новые понятия в тексте особо выделены. Часть определений и объяснений дается подстрочно.

В зависимости от интереса к предмету, от объема выполняемой задачи или от специализации практикантов можно выбрать соответствующий объем материала.

Задача измерения спектров свечения и возбуждения люминесценции люминофоров – это, с одной стороны, задача фотометрии (выбор приемника света, метода усиления фотоответа приемника, способа уменьшения влияния шумов, метода обработки полученных данных), а с другой стороны, задача экспериментального исследования люминесценции (возбуждение люминесценции, выбор светофильтров, выбор спектрального/ых приборов и т.д.). Поэтому в теоретической части руководства, кроме сведений о приемниках, применяемых при выполнении данной задачи (ФЭУ), приведены и данные о других основных приемниках света (болметры, термостолбики, фоторезисторы, фотоэлементы с запорным слоем, вакуумные фотоэлементы).

Так как качество – точность измерений зависит от порога

чувствительности, ограниченного шумами, то шумам посвящен довольно большой раздел теоретической части.

Хочется обратить внимание читателя на то обстоятельство, что правильный выбор приемника света (в данной задаче фотоэлектронного умножителя) с подходящей спектральной чувствительностью и метода измерения (А) метод измерения фототока при помощи а) усилителя постоянного тока или б) при помощи усилителя переменного тока модулированного света или Б) методом счета фотонов) немислим без глубокого понимания взаимосвязанности таких основных понятий как порог чувствительности, спектр шума, время измерения (полоса и частота пропускания усилительного тракта).

Изложены основы выбора методики измерения слабых световых потоков в видимой области спектра, т.е. в той области, где находятся спектры свечения изучаемых нами кристаллофосфоров (предусмотрено измерение некоторых цинк и цинк-кадмий-сульфидных кристаллофосфоров, активированных медью или серебром $ZnS-Cu$, $ZnS-Ag$, ZnS_x-CdS_{2-x} , где x - весовая или молярная доля первого компонента в смешанном основании кристаллофосфора).

Так как нашей задачей является измерение спектров свечения и возбуждения люминесценции, то на понятие люминесценции, особенно на люминесценцию кристаллофосфоров, которая в значительной мере базируется на зонной теории твердых тел, отведен отдельный раздел теоретической части.

Измерение же люминесценции приводит к проблеме возбуждения люминесценции. Поэтому будут также рассмотрены основные классические источники света для фотовозбуждения люминесценции и жидкие и стеклянные светофильтры.

Наконец, будут сформулированы экспериментальные задачи и описаны конкретные пути их решения.

В пределах данного руководства не будут затронуты новейшие экспериментальные возможности, возникшие в связи с применением лазеров в качестве высокоселективных и мощных источников возбуждающего излучения (это, например, непрерывно сканируемые по длинам волны лазеры на красителях). Они уже открыли качественно новые возможности в спектроскопии люминесценции.

Укажем, что метод счета фотонов лишь кратко упоминается и указывается на его качественное преимущество перед методом измерения фототока.

Проблема обнаружения слабых световых сигналов особенно актуальна в ИК технике. Поэтому основы измерения слабых световых сигналов наиболее подробно изложены в монографиях, посвященных измерениям ИК излучения [1-3].

В превосходной классической монографии о фотозлектронных умножителях (ФЭУ) Чечика Н.О. и др. [4], а также в [5] отсутствует раздел измерения света методом счета фотонов. Этот пробел можно восполнить при помощи монографии [6]. В справочнике [7] можно найти основные данные о ФЭУ отечественного производства, часть из них репродуцирована нами ниже.

Книга М.И. Эпштейна [8] по своему содержанию наиболее близка к задачам данной практической работы. При этом интересно отметить, что и на кафедре экспериментальной физики ТГУ в области измерения спектров люминесценции прибегали к аналогичным методам и аналогичным образом нашли пути выхода из методических трудностей.

Автоматизации измерения спектров люминесценции посвящены статьи [9-12]. При этом в работах [9-11] функциональные преобразования осей координат осуществлены аналоговыми преобразованиями: для ординаты (ось спектральной яркости) при помощи функционально управляемого фоторезистора, а для абсциссы (оси длин волн) при помощи функционального проволочного резистора. В работе [12] мы прибегали к цифровым методам регистрации и обработки данных.

Основы люминесценции изложены нами по монографиям и учебникам М.В. Фока [13], А.М. Гурвича [14] и Д. Кюди [15]. Указывается также на классическую монографию П.Прингштейма [16]. В Тарту доступен для читателей трехтомный учебник К.-С.К. Ребане [17], выпущенный ротапринтом ТГУ. Ответы на вопросы, возникшие в связи с разными оптическими измерениями и приборами, можно найти из учебников киевских ученых [18, 19]. Более узкого профиля (теория и практика спектральных приборов) является учебник Мальшева [20]. Монохроматорам посвящена монография Топореца [21].

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

I. Приемники света

В фотометрии важнейшим элементом аппаратуры является приемник света. Несмотря на то, что в данной работе мы будем пользоваться только фотоэлектрическими умножителями (ФЭУ), для лучшего понимания их места среди других приемников перечислим и другие приемники и коротко охарактеризуем их свойства.

В качестве приемника света можно пользоваться глазом (субъективные фотометры), фотопластинкой и приемниками, базирующимися либо на тепловом, либо на фотоэлектрическом (фотонные приемники) воздействии света.

Остановимся на тепловых и фотоэлектрических приемниках света.

I.I. Тепловые приемники света

В тепловых приемниках света (в радиометрах) реакцией приемника на падающее излучение является изменение (повышение) его температуры, которое на базе разных физических эффектов регистрируется. Такими приемниками являются: термпары и/или термостолбики (вакуумные), болометры, молекулярные радиометры и некоторые другие приемники.

В термопарах и термостолбиках за изменением температуры следят по термоэдс, в болометрах по изменению сопротивления узкой тонкой ($1-0,1$ мкм) полоски металлической или полупроводниковой пленки.

Заметные изменения температуры могут быть достигнуты только при малой массе чувствительного элемента. Для того чтобы существовала воспроизводимая связь между действующей интенсивностью света и реакцией приемника, т.е. изменением его температуры, необходимо измерение последней производить через некоторое конечное время (постоянная времени), за которое приемная площадка успевает прогреться. Иначе говоря,

должно установиться равновесие между энергией падающего потока (светового потока), поглощаемого приемником и энергией, отдаваемой приемником в окружающую среду за счет тепловых потерь* (теплопроводность соединяющих проводов и окружающего приемный элемент газа, а также поток излучения из более нагретого тела приемника в направлении более холодного баллона).

Начало приложения

I.I.I. Термопара

Термопара состоит из спая двух металлов, обладающих разными коэффициентами термоэдс. К активному спая припаивается тонкая металлическая пластинка (с размерами примерно $0,5 \times 5 \text{ мм}^2$), которая тщательно чернится и играет роль световоспринимающей поверхности (см. рис. I)

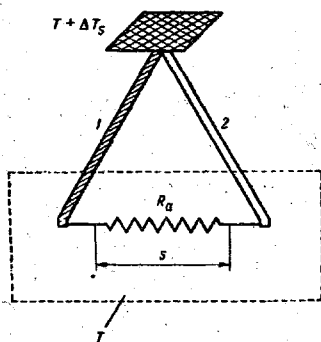


Рис. I. Схема термопары.

В области, обведенной пунктирной линией, должна поддерживаться равномерная и стабильная температура T . Двойной штриховкой показана чувствительная поверхность площадью A .

* Работа тепловых приемников описывается дифференциальным уравнением вида

$$c \frac{d\Delta T_s}{dt} + \gamma \Delta T_s = \varepsilon P, \quad (1)$$

где c - теплоемкость чувствительного элемента; γ - общая теплопроводность, обусловленная разными механизмами передачи энергии от более нагретого тела (приемной поверхности) к менее нагретому; P - мощность оптического сигнала и ε - излучательная способность (равна поглощательной способности) чувствительного элемента. При $t \gg \tau$

$$\frac{d\Delta T_s}{dt} = 0$$

$$\Delta T_s = \frac{\varepsilon}{\gamma} P. \quad (2)$$

Для компенсации локальных флуктуаций температуры часто "навстречу" активному спая включается пассивный (неосвещаемый) спай, который выполнен точно так же, как и активный (см. рис. 2). На рис. 2 схематически представлен вид конструкции термопары Шварца.

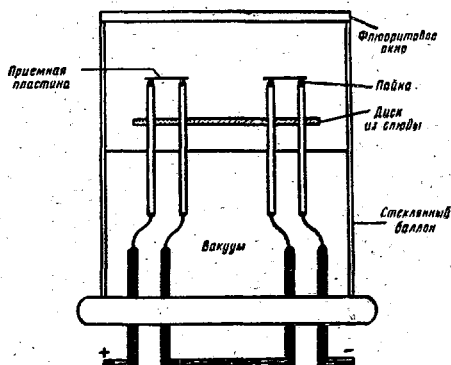


Рис. 3 Термопара Шварца.

Состав сплавов плеч термопары следующий: положительный сплав Cu (27%), Hg (32%), Te (33%), Sc (7%), S (1%), отрицательный спай - смесь Hg_2S и $HgSe$. По данным автора, это обеспечивает чувствительность 240 мкВ/К. Термопара Шварца может работать и в вакууме, и на воздухе. Во втором случае постоянная времени меньше, но и обнаружительная способность (см. стр. 25) ниже. Характеристики термопары следующие

	в вакууме	на воздухе
Чувствительная поверхность	1-5 мм ²	1-10 мм ²
Сопротивление	10-100 Ом	30-300 Ом
Чувствительность при 5 Гц	20-90 В/Вт	3 В/Вт
Обнаружительная способность при 5 Гц	$3 \cdot 10^9$ см.Гц ^{1/2} · Вт ⁻¹	$2 \cdot 10^8$ см.Гц ^{1/2} · Вт ⁻¹
Постоянная времени	30 мс	5-20 мс

Термопара Шварца обладает наивысшей для термопар обнаружительной способностью, довольно близкой к обнаружительной

способности идеальных тепловых приемников в режиме $0\Phi^*$ и равна примерно $1,6 \cdot 10^{10}$ см.Гц^{1/2}.Вт⁻¹.

1.1.2. Болометры

В болометрах используется зависимость удельной электропроводности металлов или полупроводников от температуры. Падающее излучение поглощается слоем черни, нанесенным на сопротивление. Последнее обычно служит одним из плеч моста, уравновешенного в отсутствие излучения.

Они бывают неохлаждаемыми и охлаждаемыми. В неохлаждаемых болометрах используются металлические или полупроводниковые слои. Порог чувствительности (см. стр. 25) таких болометров на порядок величины хуже, чем у пневматических приемников и лучших термоэлементов. Однако в болометрах удается получить постоянную времени, гораздо меньшую, чем у других тепловых приемников излучения. Болометры, охлаждаемые жидким гелием, обладают значительно более высокой чувствительностью. Чтобы изготовить малоинерционный и высокочувствительный болометр, нужно взять материал с высоким температурным коэффициентом сопротивления, низкой теплоемкостью и высокой теплопроводностью.

Металлические болометры изготавливаются из платины, никеля, висмута, сурьмы с положительным температурным коэффициентом сопротивления порядка $(0,3-0,5) \cdot 10^{-2}$ град⁻¹. Чтобы получить слой с малой теплоемкостью (а также с малой инерционностью - с малой постоянной времени), чувствительный элемент делают очень тонким (пленки платины толщиной 0,1 мкм). С помощью таких элементов можно довести постоянную времени до 4 мс при сопротивлении 20 ом и чувствительности порядка 1 В/Вт. Обнаружительная способность при 10 Гц составляет $1,4 \cdot 10^8$ см.Гц^{1/2}.Вт⁻¹. Преобладающий шум - джонсоновский шум сопротивления (см. стр. 37).

Конец приложения

* Условия, при которых обнаружительная способность определяется флуктуациями фона.

1.2. Фотонные приемники (фотоэлектронные или фотоэлектрические приемники)

В фотонных приемниках в отличие от тепловых преобразование лучистой энергии в тепло не играет роли. Свободные или слабо связанные электроны в определенных условиях непосредственно поглощают всю энергию падающих на приемник фотонов. В результате изменяются электрические свойства чувствительной зоны приемника.

Возникновение фотоэффектов обусловлено двумя процессами взаимодействия излучения металлическим или полупроводниковым материалом.

Первый процесс. Энергия падающего фотона достаточно велика и вследствие аннигиляции его материалом электрон может покинуть поверхность материала. Это явление носит название внешнего фотоэффекта или фотоэлектрического эффекта.

Второй процесс (имеет место только в полупроводниках). Энергия фотона недостаточна для получения внешнего фотоэффекта, но превышает по величине некоторое определенное для данного материала значение и в результате аннигиляции (в процессе поглощения) его материалом появится свободный электрон, свободная дырка или то и другое одновременно. Это явление носит название внутреннего фотоэффекта. Для обнаружения лучистого потока находят применение три его формы. Если механизм обнаружения (измерения) сигнала базируется на изменении проводимости, то его называют эффектом фотопроводимости. Если носители образуются в той точке, в которой существует потенциальный барьер, разделяющий возникающие за счет внутреннего фотоэффекта заряды, то его называют фотогальваническим эффектом или фотовольтаическим эффектом (фотоэлементы с запорным слоем). Если заряды разделяются вследствие их диффузии в противоположных направлениях под влиянием магнитного поля, то его называют фотомагнитноэлектрическим эффектом.

1.2.1. Приемники, базирующиеся на внешнем фотоэффекте

Эффект фотоэмиссии, называемый также внешним фотоэффектом или просто фотоэлектрическим эффектом, был открыт Герцем в 1887 г. и подробно исследован Столетовым (1888-1890) и объяснен Эйнштейном в 1905 г. Основные свойства эффекта описывают уравнение Эйнштейна и закон Столетова.

Первый рассмотрел взаимодействие квантов с поглощающей средой в виде твердого тела и вывел известное уравнение для энергии эмиттируемого электрона:

$$\frac{mv^2}{2} = h\nu - \chi \quad (3)$$

где $\frac{mv^2}{2}$ - кинетическая энергия фотоэлектронов, χ - постоянная величина, значение которой определяется поглощающей средой - работа выхода материала. Видно, что энергия эмиттирующего электрона не зависит от интенсивности падающего света, а определяется только его частотой или длиной волны (энергией кванта). Важно и то, что возбуждение фотоэффекта начинается только тогда, когда энергия кванта света превышает пороговое значение χ , которое может быть записано в виде пороговой энергии $h\nu_0$ или $h \frac{c}{\lambda_0}$ и которая определена работой выхода χ , т.е.

$$\nu_0 = \frac{\chi}{h} \quad \text{или} \quad \lambda_0 = \frac{hc}{\chi} \quad (4)$$

Если выразить ν_0 в эВ, а λ_0 в мкм, то порог дается выражением

$$\lambda_0 = \frac{1,2396}{\chi} \quad (5)$$

Закон Столетова гласит: фототок в области насыщения вольтамперной характеристики пропорционален интенсивности света.

Приемники с внешним фотоэффектом могут работать только

начиная с ближней инфракрасной области (при $\lambda < \lambda_0 < 1,2$ мкм для серебряно-кислородно-цезиевого Ag-O-Cs фотокатода, см. рис. 15) и их можно использовать в видимой (λ_0 для сурьмяно-цезиевого фотокатода 0,7 мкм, а максимум спектральной чувствительности около 0,4 мкм, но она простирается до 0,25 мкм - до ближней УФ области спектра - см. рис. 14), в УФ, а также в области мягкого рентгеновского излучения. В более глубокой УФ области применяются пленки галогенных соединений щелочных металлов: Cs_2I , Cs_2Br , RbI , KBr .

Критерием оценки фотоэмиссионной поверхности является квантовая эффективность - число эмиттируемых электронов на один случайный фотон и эта величина весьма мала* (от 10^{-5} до 10^{-1} - один электрон на 100000 или 10 квантов) и является функцией длины волны возбуждающего излучения.

1.2.1.1. Фотоэмиссионные элементы (вакуумные фотоэлементы)

Простейшим является вакуумный фотоэлемент, состоящий из фотокатода и анода, помещенных в баллон, из которого удален воздух. Фотокатод обычно изготавливается в виде части цилиндра, ниже оси которого расположен анод в виде проволоки (см. рис. 3). Они характеризуются малой постоянной времени - менее 10^{-8} с.

Начало приложения

При измерении с помощью фотоэлемента весьма слабых световых потоков фототок может оказаться одного порядка (или даже существенно меньше) с темновым током, протекающим в цепи фотоэлемента в темноте. Непостоянство темнового тока во времени, сильная зависимость его от окружающих условий (температуры, влажности и т.д.) затрудняют компенсацию его путем выбора соответствующей электрической схемы и делают невозможным точное измерение слабых световых сигналов. Таким об-

* Но квантовый выход сурьмяно-цезиевого катода в максимуме спектральной характеристики (при 420-450 нм) очень высок, достигает величины 0,25-0,3. Для серебряно-кислородно-цезиевого фотокатода квантовый выход в коротковолновом максимуме спектральной чувствительности (350 нм) не превышает 1%, а в длинноволновом максимуме составляет всего 0,3-0,5%.

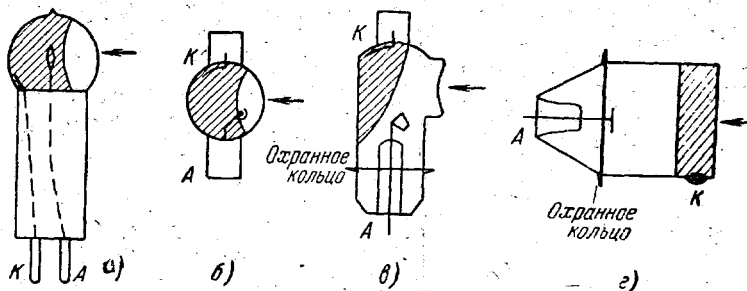


Рис. 3. Основные типы конструкций фотоэлемента с внешним фотоэффектом.

разом, наличие темнового тока ухудшает пороговую чувствительность (см. стр. 38) фотоэлемента.

Темновой ток фотоэлемента состоит из двух компонентов: 1) тока термоэмиссии катода и 2) тока утечки между электродами. Понизить термоэлектронную составляющую темнового тока можно только уменьшением поверхности фотокатода или его охлаждением.

Величина тока утечки между электродами определяется сопротивлением изоляции стекла баллона и цоколя. Электропроводность стекла по внешней поверхности обусловлена слоем растворов электролитов, возникающим в результате гидролиза силикатов, входящих в состав стекла. Поверхностная проводимость при этом увеличивается на несколько порядков.

Причина проводимости внутренней поверхности баллона фотоэлемента — конденсация на ней остаточных паров цезия (или других щелочных металлов).

Исключить ток утечки при измерении можно введением охранного кольца между электродами. Так, например, в измерительном вакуумном фотоэлементе Ф-1 имеется охранное кольцо из хромистой стали, которое герметично впаяно между частями предварительно разрезанной колбы. Пользуются также охранными кольцами, наносимыми только на внешнюю поверхность горловицы колбы слоя из аквадага. Схема включения измерительного фотоэлемента с охранным кольцом изображена на рис. 4.

Конец приложения.

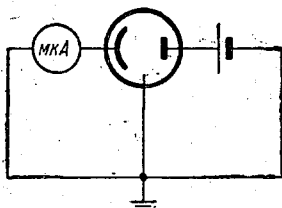


Рис. 4. Схема включения фотоэлемента с охранном кольцом.

1.2.1.2. Фотоумножители

Высокой чувствительностью и одновременно хорошей формой частотной характеристики обладают фотоумножители. Они содержат ряд каскадов, в которых происходит вторичная эмиссия (рис. 5). Эти каскады называются динодами.

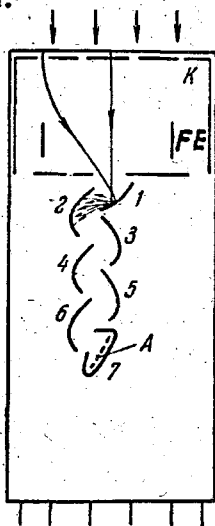


Рис. 5. Схема фотоэлектронного умножителя.
 К - полупрозрачный фотокатод, FE - фокусирующие электроды, А - анод, 1, 2, ... 7 - эмиттеры.

Электроны, падающие на эмиттеры (диноды) выбивают с их поверхности электроны - вторичные электроны (несколько на один падающий на динод электрон). Катод и диноды установлены таким образом, чтобы электрон, вылетевший с одного динода (катода), падает на следующий динод и выбивает оттуда вторичные электроны и таким образом получают многократное усиление первичных (эмиттированных с фотокатода) электронов. Коэффициент усиления M умножителя связан с коэффициентом вторичной эмиссии δ (число вторичных электронов, приходящихся на один первичный электрон) и с числом каскадов n соотношением $M = \delta^n$. Коэффициент δ может быть порядка 10 (3-4), число каскадов достигает

10-12 и $M \approx 3^{10} - 10^{10}$. Процесс вторичной эмиссии продлевает время перехода электронов (продлевает время фотосовета - постоянную времени ФЭУ), ограничивая частотную характеристику приемника величиной примерно 100 МГц. Напряжение между динодами (а также между последним динодом и анодом) должно превышать напряжение насыщения. Коэффициент δ вторичной эмиссии увеличивается с ростом напряжения между динодами^{*}, т.е. с ростом напряжения питания ФЭУ, при этом очень резко увеличивается усиление умножителя M .

1.2.1.2.1. Темновой ток

Фотоэмиссионные поверхности будут также эмиттировать электроны вследствие теплового возбуждения (термоэлектронная эмиссия). Электроны, вызванные термоэмиссией, не могут быть отделены от электронов, возникших в результате возбуждения фотонами. Получаемый тепловой фон (его флуктуации во времени) иногда ограничивает минимальный обнаруживаемый сигнал. Путем охлаждения фотокатода до температуры сухого льда (195 К) или более низкой (согласно законам термоэмиссии) можно уменьшить этот компонент темнового тока в $10^2 - 10^4$ раз.

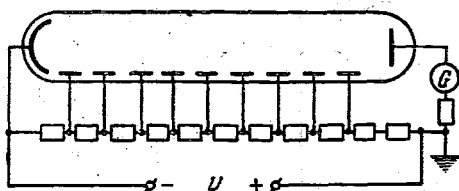


Рис. 6. Соединение фотоумножителя с делителем напряжения.

* Делитель каскадного напряжения ФЭУ. Для поочередного сообщения каждому последующему эмиттеру фотоумножителя более высокого потенциала служит делитель напряжения (рис. 6). В большинстве случаев делителем напряжения является цепочка из последовательно соединенных сопротивлений порядка 0,1-1,0 Мом каждое. Все сопротивления подбираются одной и той же величины с точностью 1-2%. Чтобы перераспределение напряжения на делителе в результате шунтирования его нагрузки, состоящими из внутренних сопротивлений межкаскадных участков умножителя, было незначительным, рекомендуется устанавливать ток делителя $I_d = 25 \cdot I_a$ макс.

В видимой, УФ, а также в близкой ИК областях по чувствительности, по порогу чувствительности (см. стр. 25) и по линейности световой характеристики у фотоэлементов и ФЭУ нет конкурентов. Но наличие красной границы исключает их применение в ИК области.

Начало приложения.

1.2.2. Приемники с внутренним фотоэффектом

В близкой (до 3-7 мкм) ИК области наиболее эффективными приемниками являются фотосопротивления из PbS , $PbSe$ и $PbTe$ с сопротивлением 0,2-5 Мом. На рисунке 7 приведены спектральные характеристики пороговой чувствительности фотосопротивлений - приемников инфракрасного излучения.

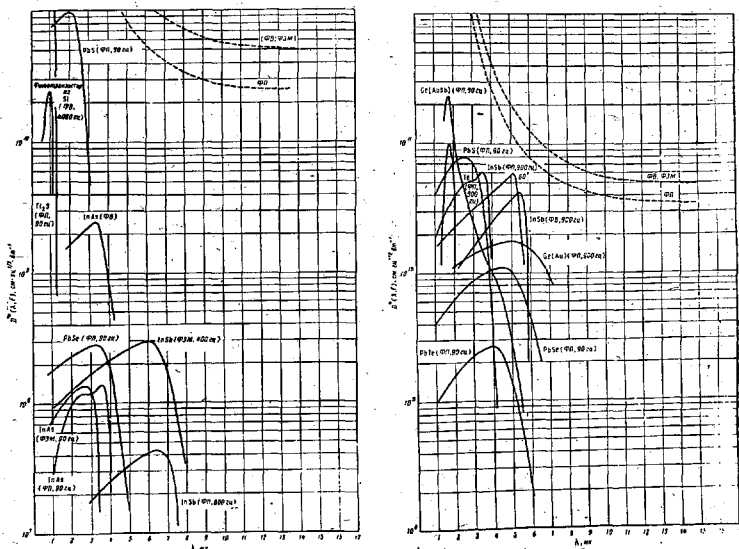


Рис. 7. Спектральные кривые обнаружительной способности фотоприемников; а - работающих при 300 К; б - при 77 К. Пунктиром обозначен теоретический предел для идеального приемника с углом для фона 2π стер (при температуре фона 290 К).

При охлаждении максимум чувствительности и длинноволновая граница смещаются в сторону более длинных волн. При охлаждении чувствительного слоя порог чувствительности уменьшается (обнаружительная способность улучшается), а темновое сопротивление может достигать порядка 100 Мом.

Обнаружительная способность у максимума спектральной чувствительности для неохлажденных приемников $(2-8) \cdot 10^{10}$ и $10^{10}-10^{11}$ при 195 К. Порог чувствительности у них несколько порядков лучше, чем у хороших термопар.

В качестве приемников ИК излучения находят применение и фотосопротивления из монокристаллов германия и кремния, легированные разными примесями (примесная фотопроводимость). Они позволяют перекрыть инфракрасную область спектра вплоть до 100 мкм.

1.2.3. Приемники с рп -переходом

Это малоинерционные приемники, постоянную времени которых можно снизить до нескольких наносекунд (сравним с постоянной времени внешнего фотозффекта). Их обнаружительная способность примерно такова же, как у монокристаллических фотосопротивлений и повышается при охлаждении. Приемники с рп -переходом используются в двух режимах: 1) в фотовольтаическом режиме, когда основной измеряемой характеристикой является напряжение на зажимах перехода; 2) в фотодиодном режиме, когда на переход подается напряжение в заперном направлении, а излучение, падающее на приемник, создает фототок, накладывающийся на обратный ток источника питания. Для приемников в ближней ИК области спектра используются следующие материалы: германий (фотодиоды и фототранзисторы); кремний (фотодиоды и фотовольтаические приемники), арсенид галлия (фотовольтаические приемники). Некоторые типы этих приемников, обладающие высокой чувствительностью и малой постоянной времени, могут поспорить с фотозлектронными умножителями.

В средней ИК области используются охлаждаемые приемники из антимонида и арсенида индия, работающие в фотовольтаическом режиме и обладающие весьма высокой чувствительностью.

1.2.4. Фотоэлектромагнитные приемники

Изготавливаются из антимонида индия или из арсенида индия. Требуется большой магнит. Охлаждение из-за магнита затруднено. Первый из них работает в области 7-5 мкм. Постоянная времени этих приемников из InSb и InAs достаточно мала, порядка 1 мкс.

Конец приложения.

1.3. Основные характеристики приемников света

Основными характеристиками являются порог чувствительности, чувствительность и световая характеристика.

1.3.1. Чувствительность

Чувствительность называется иногда и коэффициентом преобразования (световой сигнал преобразуется приемником обычно в электрический сигнал). При этом различают спектральную чувствительность, относительную спектральную чувствительность и интегральную чувствительность.

1.3.1.1. Спектральная чувствительность

Энергетической спектральной чувствительностью $\chi(\lambda)$ называют отношение изменения реакции приемника ΔR - изменения сигнала на выходе приемника к вызвавшему это изменение изменению мощности $\Delta \Phi(\lambda)$ монохроматического светового сигнала (с длиной волны λ), падающего на приемник

$$\chi(\lambda) = \frac{\Delta R}{\Delta \Phi(\lambda)}. \quad (6)$$

В случае фотоэлементов она измеряется в амперах на ватт (мА/Вт, мкА/Вт) или величиной квантового выхода $\eta(\lambda)$

$$\eta(\lambda) = \frac{12396}{\lambda [\text{мкм}]} \cdot \chi(\lambda) \quad \left[\frac{\text{электрон}}{\text{фотон}} \right]. \quad (7)$$

В случае термоэлементов (термостолбика) она измеряется в В/Вт (мкВ/Вт), как и в случае болометра, но в последнем случае величина сигнала зависит также от способа включения и напряжения питания болометра.

В случае фотонных приемников спектральная чувствительность имеет резко выраженную зависимость от длины волны и имеет более или менее резко выраженную "красную границу", т.е. более длинноволновой, чем красная граница, свет не может вызывать реакцию приемника (не способен вызывать освобождение электронов от поверхности фотокатода или фотопроводимость полупроводника).

Тепловые приемники можно изготовить более или менее нейтральными, т.е. с малозависящей от длины волны спектральной чувствительностью в выбранных спектральных областях. Зависимость их чувствительности от длины волны обусловлена зависимостью поглощательной способности материала черни, используемого для покрытия чувствительной поверхности теплового приемника, и от геометрии этой поверхности (полая геометрия улучшает качество приемной площадки как черного тела - чернит приемник). Сконструирована термopара с конической полостью с эффективной поглощательной способностью в диапазоне 1-45 мкм от 0,995 до 1.

1.3.1.1.1. Относительная спектральная чувствительность

Относительная спектральная чувствительность характеризует спектральную чувствительность в безразмерных единицах. Она представляет зависимость

$$\gamma'(\lambda) = \frac{\gamma(\lambda)}{\gamma_{\max}(\lambda_{\max})}, \quad (8)$$

где $\gamma_{\max}(\lambda)$ энергетическая спектральная чувствительность в наивысшем максимуме спектральной характеристики в интересующем нас спектральном интервале.

1.3.1.2. Интегральная чувствительность

Для измерения интегральной чувствительности фотокатодов и ФЭУ, работающих в видимой области спектра, обычно используют лампы накаливания с вольфрамовой нитью накала со световой температурой* 2850 К (источник белого света А) и световой поток (лм), который в определенном направлении известен. Интегральная чувствительность измеряется в амперах на люмен (А/лм).

Связь между спектральной и интегральной чувствительностями выражается при помощи 1) кривой видности $K(\lambda)$ (люмен на Ватт при длине волны λ [22, стр. 216]) и 2) спектром излучения (спектральная яркость) источника $A B^A(\lambda)$. Спектральная яркость $B(\lambda)$ определяется как мощность излучения, эмиттированная с единичной поверхности источника в единичный телесный угол в единичном спектральном интервале длин волн. Так как телесный угол, под которым приемник виден источником, равен $\frac{d\Sigma^{**}}{R^2}$ ($d\Sigma$ - элемент площади приемника), то величина мощности светового потока, падающего на приемник с площадью Σ в интервале длин волн от λ до $\lambda+d\lambda$ будет

$$d\Phi(\lambda) = \int d\omega \int dS B^A(\lambda) d\lambda = \int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS \cdot B^A(\lambda) d\lambda \approx \frac{\Sigma \cdot S}{R^2} B^A(\lambda) d\lambda$$

по площади по площади
приемника источника
ка

Этот монохроматический световой поток вызывает зрительное ощущение глаза величиной

$$dF(\lambda) = \int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS K(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda \approx \frac{\Sigma \cdot S}{R^2} K(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda$$

люменов.

* Цветовая температура светоизмерительной лампы (СИ) - это температура абсолютно черного тела - полного излучателя - при котором цвет светоизмерительной лампы в заданном режиме совпадает со цветом абсолютно черного тела, т.е. спектр лампы СИ подобен спектру последней.

** Ради упрощения написания формул предположено, что приемник и источник расположены далеко друг от друга (по сравнению с линейными размерами их) и их поверхности перпендикулярны соединяющей их прямой.

Полный световой поток (в люменах), падающий на приемник с площадью Σ , равен

$$F = \int \frac{dS}{R^2} \int \Sigma \int K(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda \approx \frac{\Sigma \cdot S}{R^2} \int K(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda, \quad (9)$$

где S величина площади источника света.

Инфинитесимальный фототок, вызванный монохроматическим потоком $d\phi(\lambda)$, равен

$$di(\lambda) = \gamma(\lambda) d\phi(\lambda) = \left[\int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS \right] \cdot \gamma(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda.$$

При этом источник A вызывает в фотозlemente фототок величиной

$$i = \int di(\lambda) = \int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS \int \gamma(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda. \quad (10)$$

Следовательно, интегральная чувствительность будет

$$\gamma_{\text{инт.}} = \frac{i [A]}{F [\text{люмен}]} = \frac{\int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS \int \gamma(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda}{\int \frac{d\Sigma}{R^2} \int dS \int K(\lambda) B^A(\lambda) d\lambda} \cdot \left[\frac{A}{\text{лм}} \right]. \quad (11)$$

Начало приложения

1.3.1.3. Утомление и старение фотокатода

Чувствительность фотокатода не остается неизменной в течение срока службы прибора. Медленное изменение (как правило, падение) чувствительности катода со временем, наблюдающееся независимо от того, эксплуатируется прибор или просто хранится, называют старением фотокатода. Объясняется старение медленным изменением структуры поверхности фоточувствительного слоя, связанным с неидеальным вакуумом в колбе прибора, с наличием натекания газа в колбу, с газовыделением стенок колбы и деталей прибора. Появление и миграция по поверхности металлического катода чужеродных атомов, адсорбирующих на катоде из объема колбы, изменяют работу выхода

электрона из катода и ход спектральной чувствительности вблизи красной границы фотоэффекта.

Изменение чувствительности фотокатода в рабочем режиме (при подаче напряжения и освещении) называют утомлением катода.

Чисто металлические катоды не испытывают утомления, являющегося характерной особенностью полупроводниковых фото-чувствительных слоев. Наибольшее изменение чувствительности происходит в первые несколько часов после включения фото-электронного прибора. Затем чувствительность стабилизируется, а при прекращении освещения частично или полностью восстанавливается. Каждое новое включение вновь вызывает утомление фотокатода.

Утомление возрастает с увеличением падающего на катод светового потока и может иметь порядок от 10 до 80%. При неизменном освещении утомление возрастает с ростом напряжения питания.

В результате утомления спектральная чувствительность понижается во всем спектральном диапазоне неравномерно, т.е. вид кривой спектральной чувствительности изменяется.

Утомление фотокатода сопровождается изменением проводимости фоточувствительного слоя.

Экспериментально установлено, что утомление кислородно-цезиевых катодов (катоде ФЭУ-22) удается сильно снизить уменьшением открытой поверхности стекла в колбе фото/элемента/умножителя.

Конец приложения.

1.3.2. Световая характеристика

Она выражает зависимость реакции приемника (фототока в случае вакуумных и полупроводниковых фотоэлементов, термоэДС, в случае термостолбика и термопар и т.д.) от светового потока при неизменном спектральном составе его и при постоянных остальных условиях эксперимента.

1.3.2.1. ФЭУ

В случае ФЭУ весьма важным (фотометрическим) качеством является линейность световой характеристики. Опыт показывает, что отклонение световой характеристики ФЭУ от линейности в диапазоне световых потоков от 10^{-13} до 10^{-4} лм не превышает 3%. При больших световых потоках отклонение от линейности становится значительным. Первая причина этого — утомление эмиттеров на последних каскадах умножителя и связанное с этим уменьшение коэффициента усиления. Другой причиной нарушения линейности световой характеристики при больших световых потоках является влияние пространственных зарядов на последних каскадах и в анодной части фотоумножителя. Когда применяется высокоомный делитель напряжения, при измерении сравнительно больших световых потоков фототок умножителя может быть соизмерим с током делителя. При этом происходит перераспределение напряжения, в результате которого напряжение на последних каскадах и аноде фотоумножителя уменьшается.

Применению фотоумножителя должны предшествовать тщательная проверка линейности его световой характеристики и отбор фотоумножителей по величинам чувствительности, темнового тока и т. д.

Начало приложения

Световые характеристики вакуумных фотоэлементов линейны при небольших освещенностях фотокатода (вплоть до плотности фототока в несколько десятков мкА/см^2). При больших освещенностях наблюдается отклонение от линейности световых характеристик — наклон графика зависимости фототока $i = f(\Phi)$ от светового потока снижается. Причина этого — утомление фотокатода (снижение его чувствительности тем большее, чем больше освещенность), а также появление зарядов на стенках баллона и возникновение пространственного заряда.

Значительные отклонения хода световой характеристики от линейного наблюдаются у фотоэлементов, в которых полупроводниковый фотокатод, нанесенный без проводящей подложки на

стекло баллона, обладает значительным продольным сопротивлением. Вследствие падения напряжения от протекающего по слою фотоэмиссионного тока потенциал участков катода, удаленных от катодного ввода, может заметно отличаться от потенциала центральной области (достигая значений, близких к потенциалу анода).

1.3.2.2. Фотосопротивления

Фотометрические характеристики фотосопротивлений мало пригодны для непосредственного использования в целях прецизионной фотометрии, так как у них может отсутствовать линейность между освещенностью и фототоком. Зависимость фототока фотосопротивления от падающего на приемник светового потока Φ выражается эмпирической формулой

$$i = k \Phi^{\alpha} \quad (12)$$

(k - коэффициент пропорциональности, α - эмпирический параметр, который в общем случае отличается от единицы ($0,5 < \alpha < 2$)). Таким образом, в общем случае фотосопротивления не являются линейными приемниками света, но благодаря разнообразию типов и технологии изготовления среди них могут быть и типы с линейной световой характеристикой.

1.3.2.3. Вентильные фотозлементы (приемники на базе фотовольтаического эффекта)

При малых сопротивлениях нагрузки и при небольших световых потоках (освещенностях) они имеют линейную световую характеристику и могут быть применены в фотометрии.

1.3.2.4. Тепловые приемники

В тепловых приемниках обычно имеет место линейная связь между измеряемым световым потоком, падающим на приемник, и повышением температуры приемника. Так как термоэдс, термоэлектрики или изменение сопротивления болометра пропорцио-

нальны изменению температуры (эти изменения при слабых световых потоках мизерные) приемной поверхности, то выходной сигнал приемника пропорционален падающему на приемник световому потоку*.

Конец приложения

1.3.4. Порог чувствительности и обнаружительная способность

Самой важной характеристикой приемников света является порог чувствительности (и обнаружительная способность).

Минимальная обнаруживаемая мощность ограничивается случайными флуктуациями электрического сигнала, которые наблюдаются даже в отсутствие оптического сигнала, т.е. шумами приемника.

Если $\sqrt{U_{ш}^2}$ среднеквадратичное значение напряжения электрического сигнала шума на выходе приемника, то минимальная обнаруживаемая мощность или пороговый поток светового сигнала определяется отношением

$$\Phi_{п} = \frac{\sqrt{U_{ш}^2}}{\gamma}, \quad (13)$$

где γ - чувствительность приемника. Порог чувствительности измеряют в Вт/Гц^{1/2}, но обыкновенно опускают Гц^{-1/2} и говорят о ваттах.

Как мы увидим ниже, шумовое напряжение и величина полезного сигнала на выходе регистрирующей аппаратуры зависят, например, от ширины полосы пропускания, от площади (от геометрии) светопринимающей поверхности A (м² или см²) от частоты модуляции сигнала, от температуры приемника, поэтому при сравнении приемников разной конструкции и типов нужно учесть или указать эти параметры.

Так как у большинства приемников излучения пороговая мощность (называется и эквивалентной мощностью шумов) прямо

* В случае болометра необходимо составить схему включения болометра, при которой выходной сигнал был бы пропорционален изменению сопротивления болометра.

пропорциональна площади чувствительной поверхности приемника, то критерий, не зависящий от площади, получим, если разделить Φ_n на корень квадратный из площади. Величина, обратная этой величине, обозначается D^* . Таким образом,

$$D^* = \frac{A^{1/2}}{\Phi_n} \quad \left[\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \cdot \text{Вт}^{-1} \right] \quad (14)$$

Величина D^* называется обнаружительной способностью и она тем больше, чем "лучше" приемник, т.е. тем меньше пороговая чувствительность.

При этом следует еще указать дополнительные данные об условиях измерений - температуру приемника, частоту модуляции измеряемого излучения (эталонная полоса частот принимается равной 1 Гц).

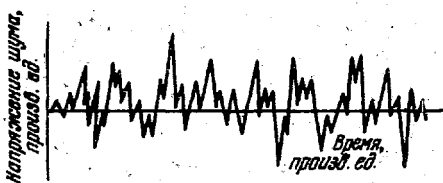


Рис. 8. Шумовой сигнал.

Начало приложения.

Надо иметь в виду, что задача измерения излучения состоит в том, чтобы получить устройство, способное реагировать на минимально возможную мощность. Поскольку, в принципе, сигнал можно подать на усилитель со сколь угодно большим коэффициентом усиления, минимальная обнаруживаемая мощность определяется не чувствительностью, а шумами.

Возможность обнаружения слабых сигналов, в том числе и световых, ограничена внешними (индуцируются посторонними электрическими и магнитными полями - иногда даже изменением магнитного поля земли и механическими вибрациями в приемнике или в тракте усиления или посторонним светом, падающим случайно на приемник света) или внутренними (присущими по природе самому приемнику или элементам усилительного тракта)

шумами, которые обуславливают либо ложный сигнал на выходе регистрирующей системы (в случае внешних помех) или хаотические колебания выходного сигнала около некоторого среднего значения (наблюдаются в виде беспорядочного колебания стрелки выходного микро/миллиамперметра, беспорядочного чередования отсчетов аналого-цифровых преобразователей и цифровых вольтметров, беспорядочного колебания зеркальца чувствительного гальванометра и т.д.).

Часть шумов, связанных с внешней средой, так же как и многие внутренние шумы приемника и усилительного тракта вызвана естественными процессами и по своей природе неустранима. Ими являются флуктуации самого светового потока исследуемого (обнаруживаемого) источника света, тепловой (см. стр. 37) и температурный шум (см. стр. 32) в тепловых приемниках света и в сопротивлениях в усилительном тракте, а также дробовой шум в фотоэлементах, ФЭУ (см. стр. 38) и электронных лампах усилителей и некоторые другие виды шумов.

Устранимыми, в принципе, будут шумы (помехи), вызванные внешними электрическими и магнитными полями и вибрацией измерительной системы. От помех, вызванных, например, близко расположенной трамвайной линией, можно избавиться переведя лабораторию в другое место, далеко от таких источников внешних помех (новые корпуса МГУ) или выбрав удобное время измерения (в ночное время трамваи не работают). Такого рода помехи можно иногда устранить и хорошей электрической, магнитной и механической экранировкой измерительной системы.

1.3.4.1. Шум и полоса пропускания

В измерительной технике сигналы, амплитуда и фаза которых изменяются во времени хаотически, называют сигналами "шумового характера". Если эти сигналы в процессе измерения являются помехами, то обычно их называют просто шумом (рис. 8). Шумовое напряжение на выходе приемника представляют как напряжение, состоящее из набора синусоидальных сигналов всевозможных частот и амплитуд (математически шумовой сигнал описывают компонентами Фурье со всевозможными частотами). Если мощность шумового сигнала, приходящаяся на еди-

ничный частотный интервал (спектральная плотность шума)*, не зависит от частоты, то говорят о так называемом "белом шуме". Тепловой или джонсоновский шум и дробовой эффект являются белыми шумами.

В общем случае зависимость спектральной плотности шума от частоты может быть произвольной и для шумов различной природы различной. Для нас более существенными будут тепловой шум и дробовой эффект и токовые шумы с гиперболическим видом зависимости от частоты - шум $1/f$ характера, которые называют также избыточными шумами. Если на входе какого-либо линейного устройства (усилитель с линейной амплитудной характеристикой) с определенными частотными свойствами (полосой пропускаемых частот или частотной характеристикой) действует шумовое напряжение с "белым" спектром, то на выходе этого усилителя спектр шума имеет частотные свойства этого усилителя (устройства), а мощность шума на выходе пропорциональна ширине полосы пропускаемых устройством частот - Δf . Форма полосы пропускания может быть различной; наиболее часто встречается полоса резонансной формы (рис. 9). Тогда полоса пропускания связана с постоянной времени так:

$$\tau = \frac{1}{\pi \Delta f}$$

(для системы с резонансной частотой $f_p = 0$ $\tau = \frac{1}{\pi \Delta f}$).

Согласно определению постоянная времени - это время, в течение которого сигнал на выходе системы, имеющей полосу пропускания резонансной формы, достигает 67% своего установившегося значения, если на выходе в момент $t = 0$ начал действовать постоянный по амплитуде сигнал.

Величина уровня шума приемника определяет его качество. Мерой этого уровня является величина пороговой чувствительности приемника - это величина сигнала, которую может приемник почувствовать на фоне шума.

* Это понятие почти то же самое, что и понятие спектральной плотности излучения, но в пределах нашего рассмотрения их нельзя путать - первое относится к измерительному тракту и его частоту обозначают буквой f , а второе - к измеряемой величине и его частота обозначается буквой ν ($= \frac{\omega}{2\pi}$).

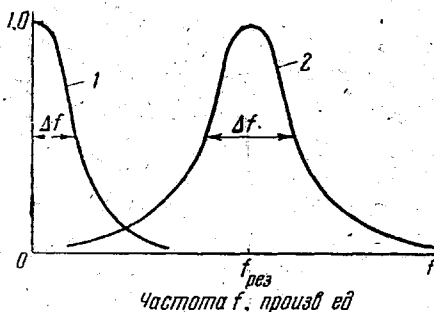


Рис. 9. Резонансная форма полосы пропускания.

- 1 — резонансная частота равна нулю;
 2 — резонансная частота отлична от нуля.

Этот минимальный сигнал равен шуму (см. стр. 25). Но что значит равен, если шумовой сигнал непрерывно изменяется во времени? Оказывается, что в большинстве случаев, если мы рассмотрим шум в интервале времени, значительно превышающем средний период отдельного компонента шума (а в случае резонансной полосы пропускания этот период близок к обратной величине резонансной частоты — усилитель с узкой полосой "пропускает" только те шумовые сигналы, частота которых близка к максимуму полосы пропускания), а затем повторим это рассмотрение в течение того же интервала через некоторый промежуток времени, свойства шума оказываются одинаковыми. Подобный шум называют стационарным (не зависит от времени), и его интенсивность можно характеризовать среднеквадратичным значением. Подчеркнем, что среднее значение шума равно нулю. Это значит, что при достаточно большом времени наблюдения (по сравнению со средним периодом шума) положительные отбросы напряжения шума будут сравниваться с отрицательными* (см. рис. 8).

* Например, конденсатор большой емкости, включенный параллельно выходному высокоомному микроамперметру измерительного устройства, сглаживает шумовой сигнал.

Среднеквадратичное значение образуется путем возведения в квадрат значения шумовых отбросов с последующим усреднением.

Итак, когда говорят, что сигнал равен шуму, то имеют в виду среднеквадратичную величину шумового сигнала.

Уровень шума на выходе измерительной системы зависит от полосы пропускания. Поэтому и пороговая чувствительность приемника будет зависеть от полосы пропускания измерительного устройства. Чтобы провести сравнение различных приемников, необходимо унифицировать условия измерения. Поэтому обычно характеризуют их пороговую чувствительность при полосе пропускания в 1 Гц. Величина пороговой чувствительности, кроме того, зависит в общем случае и от частоты, так как она определяется сигналом, равным среднеквадратичному значению шума на выходе приемника, а последний является в общем случае функцией частоты и в преобладающей части случаев реальных приемников значительно растет при понижении частоты регистрации (эта одна из причин, почему пытаются избежать измерений на постоянном токе).

А величина сигнала на выходе приемника зависит от частоты (модуляции) сигнала и от инерционности приемника (болотметры и термостолбики весьма инерционные, их постоянная времени порядка 0,1 с и при частотах модуляции измеряемого сигнала выше 10 Гц величина сигнала начинает уменьшаться). Наилучшая пороговая чувствительность будет в том случае, когда приемник работает в такой области частот, где шум минимален, а сигнал не уменьшается по амплитуде из-за инерционности. В случае фотоэлектронного умножителя проблемы инерционности при обыкновенных частотах, т.е. вне пикосекундной техники регистрации коротких световых импульсов, почти не существует.

1.3.4.2. Виды шумов

Оказалось возможным выделить отдельные компоненты шума. Существенное влияние имеют пять компонентов.

1.3.4.2.1. Радиационный шум является таким компонентом общего шума, который определяет минимально достижимые значения измеряемых потоков излучения. В оптимальных конструкциях приемника все остальные компоненты шума стремятся сделать пренебрежимо малыми по сравнению с радиационным шумом. Эти фотонные шумы определяются флуктуациями мгновенного значения числа фотонов, эмиттируемых источником излучения. Излучение фотонов телом представляет собой квазислучайный процесс в том смысле, что статистика Боз-Эйнштейна, описывающая распределение фотонов по разрешенным энергетическим состояниям, накладывает ограничения на случайный характер процесса. Таким образом, фотон покидает тело (излучающее) в основном случайно. Когда эти фотоны перехватываются идеальным фотонным или тепловым приемником излучения, то флуктуации числа фотонов определяют соответствующие флуктуации выходного сигнала приемника. Указанное явление наблюдается даже в случае неидеального приемника.

Очевидно, что даже в случае идеального приемника при температуре T , сколь угодно близкой к абсолютному нулю и полному отсутствию излучения фона, для обнаружения сигналов необходимо попадание в приемник хотя бы одного фотона за время наблюдения. Поэтому вероятность обнаружения сигнала, естественно, зависит от числа фотонов, поглощенных приемником за время t , а поскольку среднее число фотонов в потоке флуктуирует, то, следовательно, в конечном счете такие флуктуации будут определять порог чувствительности (предельную чувствительность) приемного устройства.

Если среднее число фотонов, поглощаемых в течение времени t , равно \bar{N} , то вероятность обнаружения S фотонов в равный интервал времени описывается распределением Пуассона (см. [3, стр. 389])

$$p(\bar{N}, S) = \frac{1}{S!} \exp(-\bar{N}) (\bar{N})^S \quad (15)$$

Для того чтобы вероятность обнаружения фотона за время t стала равной 0,99, необходимо, чтобы

$$p(0, \bar{N}) = 0,01 = \exp(-\bar{N}), \quad (16)$$

откуда минимальное среднее число фотонов \bar{N} в потоке

$$\bar{N} = \ln 10^2 = 4,61. \quad (17)$$

Далее, например, если среднее число измеримых фотонов будет $\bar{N} = 100$, то точность, т.е. абсолютная флуктуация в случае закона Пуассона равна квадратному корню от дисперсии этой случайной величины

$$\sqrt{\sigma^2} = \sqrt{\bar{N}} = 10. \quad (18)$$

Из теории ошибок вытекает следующее: если регистрировать отсчеты счетчика фотонов в большом числе равных интервалов времени, то при выполнении условия $\sqrt{\bar{N}} \gg 1$ в 68,2% случаев число отсчетов будет отличаться от \bar{N} не более чем на $\sqrt{\bar{N}}$, а в 95,4% не более чем на $2\sqrt{\bar{N}}$ и т.д.

Для улучшения точности от 10% до 1% по абсолютной флуктуации необходимо увеличить время регистрации фотонов в 100 раз, т.е. необходимо регистрировать не 100, а 10 000 фотонов. Этот пример показывает, что для улучшения точности измерения или порога чувствительности, ограниченных шумами, необходимо увеличить время измерения в 100 раз на каждое 10-кратное улучшение (уменьшение) порога чувствительности. Сущность этого заключается в том, что для обнаружения малых количеств энергии приемным устройством необходимо собрать некоторое минимальное количество энергии светового потока.

1.3.4.2.2. Температурный шум является аналогом радиационного шума.

Температурным шумом называется хаотически изменяющееся напряжение на выходе приемника излучения, возникающее вследствие флуктуаций температуры приемника. Этот вид шума имеется у любого приемника излучения, по практически он играет роль лишь у тепловых приемников, где изменения температуры

приемного элемента определяют измеряемый сигнал. Температурный шум, как и радиационный, можно отнести к шумам внешнего происхождения. Оба они возникают в процессе обмена энергией между приемным элементом и окружающей средой.

В частном случае, когда приемник имеет контакт с окружающей средой только посредством излучения, температурный шум переходит в радиационный.

Среднеквадратичное значение температурного шума было определено А.Эйнштейном в 1904 г.

$$\overline{\Delta T}^2 = \frac{kT^2}{C}, \quad (19)$$

где

$$C = \frac{C_A \cdot C_B}{C_A + C_B}$$

(C_A и C_B - теплоемкости тел, обменивающихся энергией).

Спектральная плотность флуктуации температуры следующая:

$$w_T = 4kT^2 \frac{\alpha}{\alpha^2 + (\pi/C)^2} \cdot \frac{hf/kT}{e^{hf/kT} - 1}, \quad (20)$$

где C - теплоемкость приемника, α - константа тепловых потерь приемника в окружающую среду.

Спектральная плотность электрического шума, возникающего из-за флуктуации температуры на выходе приемника

$$\overline{u}_{T_z}^2 = \gamma w_T, \quad (21)$$

γ - чувствительность приемника. Этот шум называется белым шумом, т.е. не зависит от частоты (измерения).

1.3.4.2.3. Тепловой или джонсоновский шум

Джонсоновский шум генерируется в электрической цепи приемника излучения (в любой электрической цепи). По своей фи-

зической сущности — это тепловой шум, так как его вызывает тепловое движение электронов в приемнике.

Может оказаться, что в некоторый момент времени число электронов, движущихся в одном направлении, будет большим, чем в другом направлении, в результате чего на зажимах проводника возникнут флуктуационные э.д.с. Мгновенное значение флуктуирующих величин представляет меньший интерес, чем их среднее значение. Мгновенные значения изменяются от наблюдения к наблюдению, в то время как среднее значение остается постоянным. В данном случае напряжение на клеммах сопротивления (электрической цепи) является истинно флуктуирующей величиной, так как его среднее значение равно нулю (в противном случае рассматривается в качестве флуктуирующей величины отклонения от среднего $X - \bar{X}$, где X некая флуктуирующая величина). Если $\bar{X} = 0$, то наиболее важной характеристикой является средний квадрат \bar{X}^2 .

Шум в любой цепи, поддерживаемой при определенной температуре T , может быть описан шумовой э.д.с. $\sqrt{u_z^2}$, включенной последовательно с сопротивлением цепи R , и такой, что интенсивность в малом частотном интервале df (коэффициент Фурье этой э.д.с.) шума равна

$$\bar{u}_z^2 = 4kTR p(f) df. \quad (22)$$

Иногда удобнее описывать шум генератором тока $\sqrt{i_z^2}$, обладающим бесконечно большим внутренним сопротивлением и подключенным параллельно сопротивлению R

$$\bar{i}_z^2 = \frac{4kTp(f) df}{R}, \quad (23)$$

здесь $p(f)$ распределение Планка — фактор Планка, равный

$$\frac{hf}{kT} (e^{hf/kT} - 1)^{-1} \quad (24)$$

и который при $\frac{hf}{kT} \ll 1$ близок к единице, при этом в хорошем приближении имеем

$$\overline{u_z^2} = 4kTR df; \quad \overline{i_z^2} = \frac{4kTdf}{R}. \quad (25)$$

Шум Джонсона является, таким образом, белым шумом (не зависит от частоты).

1.3.4.2.4. Генерационно-рекомбинационный шум

Этот шум вызывается флуктуациями числа и времени жизни носителей, генерируемых тепловым движением. Он наблюдается лишь в полупроводниковых приемниках (в полупроводниковых болометрах и фотонных приемниках из полупроводников).

1.3.4.2.5. Дробовой эффект фотокатода и электронных ламп

Если среднее значение эмиттирующего от катода тока равно I_ϕ , т.е. если в среднем за 1 секунду поверхность катода испускает I_ϕ/e электронов, то в отдельные короткие промежутки времени число вылетающих электронов может сильно различаться. В результате анод как бы бомбардируется градом отдельных дробинok - электронов (отсюда и название явления), причем в силу статистического характера процесса испускания электронов интенсивность этого потока дробинok подвержена быстрым и хаотическим изменениям. Как было показано Шоттки, средний квадрат флуктуационного тока, вызванного дробовым эффектом, определяется формулой

$$\overline{i_0^2} = 2 I_\phi e df. \quad (26)$$

Здесь I_ϕ - электронный ток, эмиттируемый фотокатодом, и e - заряд электрона.

Флуктуационный ток, протекая по нагрузочному сопротивлению в анодной цепи фотоэлементов (или электронной лампы), создает флуктуационное напряжение дробового эффекта

$$\overline{u_0^2} = 2eI_\phi \int_{f_1}^{f_2} Z(f) df, \quad (27)$$

где $Z(f)$ - модуль полного сопротивления нагрузки фотозлемента.

Флуктуации, связанные с дробовым эффектом, проявляются и в процессе электронного умножения, при этом шумы, возникающие на фотокатоде и на первых эмиттерах, усиливаются затем на последующих каскадах совершенно так же, как и рабочие сигналы. Если учесть флуктуации тока в цепи каждого каскада и полагая, что коэффициент вторичной эмиссии каждого каскада одинаковый, получается следующая формула для флуктуационного тока на выходе (анодного тока) умножителя:

$$\bar{I}_D^2 = 2e I_\phi \Delta f M^2 \frac{m}{m-1}, \quad (\text{так как } \bar{I}_D^2 \equiv \bar{I}_0^2 \cdot M^2) \quad (28)$$

которая обычно используется в виде

$$\bar{I}_D^2 = 2e I_\phi \Delta f M^2 (1+B), \quad (29)$$

где можно принимать $1+B \approx 2,5$.

Дробовой шум является также белым шумом.

1.3.4.2.6. Шумы со спектром, обратно пропорциональным частоте (шум типа $1/f$)

Этот шум - вид помех - неприятен, так как его величина быстро возрастает при понижении частоты наблюдения и практически превышает другие виды шума в большинстве фотозлектрических приемников при частотах ниже 100 Гц. Но в отличие от предыдущих типов шума, которые обычно считают фундаментальными, наличие шума со спектром $1/f$ скорее рассматривается как конструктивный, технологический недостаток приемника. Природа этого шума окончательно не выяснена, а экспериментально установленная зависимость спектральной плотности шума от частоты имеет вид

$$\bar{U}_\Sigma^2 = \frac{k I^\beta}{f^2}, \quad (30)$$

где I - ток через приемник; k , α и β - произвольные коэффициенты, причем α близок к единице, а β - к двум.

Практически верхняя граница частоты составляет около I кГц.

Шум такого типа существует и в фотоэлектронных умножителях и в вакуумных фотоэлементах. Он связывается с медленными изменениями эмиссии сложных катодов. Этот тип флуктуаций известен под названием "эффекта мерцания катода" ("фликкер эффект"). Наибольшую интенсивность эти флуктуации имеют в диапазоне 0-1000 Гц, ослабевая с дальнейшим повышением частоты.

Конец приложения

1.3.4.3. Кратко о шумах

Кратко подытожим сказанное выше в приложении о шумах.

1. Радиационный шум определяется флуктуациями мгновенного значения числа фотонов, эмиттируемых источником самого излучения (он не связан с приемником). Даже в случае "идеального приемника" при температуре абсолютного нуля и в отсутствие фона для обнаружения сигнала необходимо попадание в приемник хотя бы одного фотона за время наблюдения. Флуктуации самого светового потока определяют порог чувствительности приемного устройства ("идеального"!).

2. Температурным шумом называется хаотически изменяющееся напряжение на выходе приемника, возникающее вследствие флуктуации температуры приемника.

3. Тепловой или джонсоновский шум генерируется в электрической цепи приемника (в любой электрической цепи) и вызывается случайным (тепловым) характером движения электронов в приемнике (в проводнике).

Шум в любой цепи, поддерживаемой при температуре T , описывается шумовой э.д.с. $\sqrt{u_z^2}$, включенной последовательно с сопротивлением цепи R и его интенсивность в малом частотном интервале df равна

$$\sqrt{u_z^2} = \sqrt{4kTRdf}. \quad (31)$$

4. Дробовой эффект состоит в том, что число испускаемых от катода электронов подчиняется законам случая - флуктуирует.

Средняя квадратическая флуктуация катодного тока, называемого дробовым эффектом, равна

$$\overline{i_b^2} = 2I_{\phi} e d f. \quad (32)$$

Здесь I_{ϕ} - электронный ток, эмиттируемый фотокатодом, и e - заряд электрона.

Флуктуации анодного тока фотозлектронного умножителя описываются формулой

$$\overline{I_b^2} = 2eI_{\phi} d f M^2(1+\beta) \quad (\text{так как } \overline{I_b^2} \cong \overline{i_b^2} \cdot M^2). \quad (33)$$

Шумы Джонсона и дробового эффекта являются "белыми" шумами - они не зависят от частоты наблюдения.

5. Шум со спектром $1/f$ рассматривают как конструктивный, технологический недостаток приемника. Так как его величина растет с величиной тока через приемник, то его называют токовым шумом. Его интенсивность максимальна при низких частотах и это следует учесть при выборе частоты измерения светового сигнала (частоты ее модуляции).

1.4. Монтаж приемников и согласование с усилителем

Монтаж приемников в измерительной установке требует особого внимания, поскольку неправильный монтаж всегда приводит к плохой работе приемника. Монтаж должен быть таким, чтобы кроме механической защиты и связи приемника со всей измерительной установкой обеспечивалась электрическая и магнитная экранировка, размещение определенных оптических элементов (модуляторов, фильтров и т.д.) и дополнительных устройств, например, магнита в случае фотоэлектромагнитных приемников. Если же, как очень часто бывает, приемник работает при низкой температуре, то должна быть предусмотрена еще и система охлаждения (уменьшается порог чувствительности - увеличива-

ется обнаружительная способность).

Монтаж фотоэлектронных умножителей.

На рис. 10 показан патрон ФЭУ, применяемый в Парижской обсерватории. Особое внимание здесь обращено на устранение

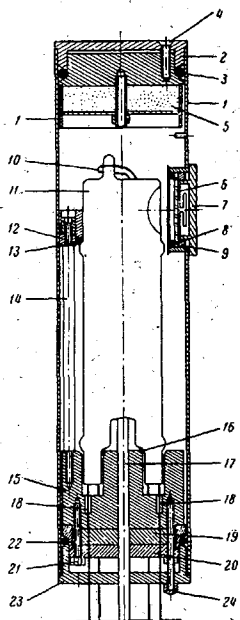


Рис. 10. Патрон для ФЭУ.

1 - корпус из мягкого железа; 2 - крышка из легкого сплава; 3 - кольцевая резиновая прокладка; 4 - три винта под 120° , зажимающие прокладку; 5 - осушитель; 6 - прозрачное окно; 7 - съемная металлическая крышка; 8 - кольцевая резиновая прокладка; 9 - стопорное кольцо; 10 - вывод фотокатода; 11 - фотокатод; 12 - кольцо из аральдита; 13 - резиновое кольцо; 14 - шпильки; 15 - аральдитовый цоколь, на котором стоит ФЭУ; 16 - резиновое кольцо; 17 - вывод анода; 18 - выходы динодов; 19 - плоская резиновая прокладка, обеспечивающая герметичность электровыводов; 20 - аральдитовая шайба, прижимающая прокладку; 21 - винт для зажима прокладки; 22 - кольцевая резиновая прокладка; 23 - нижняя крышка; 24 - винт, зажимающий кольцевую прокладку.

электрических утечек, обусловленных влажностью воздуха. Между катодом и анодом приложено примерно 1000 В и любой параллельный паразитный канал электрического соединения от катода к аноду вызывает паразитный ток в выходной цепи ФЭУ, т.е. через нагрузочное сопротивление ФЭУ. Патрон герметизируется с помощью кольцевых вакуумных прокладок. В нем предусмотрен

осушитель. ФЭУ устанавливается так, чтобы стенки его соприкасались только с материалами, обладающими очень хорошими изоляционными свойствами.

На рис. II показана запись тока (сигнал и шум) на выходе хорошего правильно смонтированного ФЭУ (а), а также в случае неправильного монтажа (б), когда не обеспечена должная герметичность и возрастает поверхностная проводимость (через внешнюю поверхность оболочки баллона ФЭУ или соприкасающихся с ФЭУ и его выводами конструктивные материалы. Защитный корпус сделан из мягкого железа, чтобы обеспечить магнитную экранировку, ибо сравнительно медленные электроны, вылетающие из фотокатода и вторичных эмиттеров, могут отклониться под действием внешних магнитных полей и не попасть на следующий эмиттер. В том случае, когда ФЭУ должен охлаждаться (для увеличения обнаружительной способности - уменьшения порога чувствительности), монтаж нужно производить особенно тщательно. При охлаждении может нарушаться плотность соединений отдельных частей патрона, и тогда конденсация влаги приводит к недопустимому увеличению внешней проводимости.

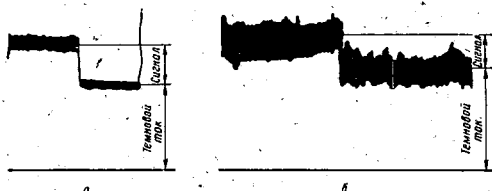


Рис. II. Запись тока на выходе ФЭУ.

- а - правильно смонтированный ФЭУ;
- б - тот же ФЭУ в корпусе с плохим уплотнением, допускающим попадание внутрь влажного воздуха.

На рис. I2 показан монтаж охлаждаемого продуванием паров жидкого воздуха (азота) ФЭУ, принцип которого выработан в ИФ АН ЭССР и успешно используется также при научной работе кафедры экспериментальной физики. Предусилитель на базе микросхемы с полевым транзистором в качестве первой ступени усилителя вместе с переключателем нагрузочных сопротивлений

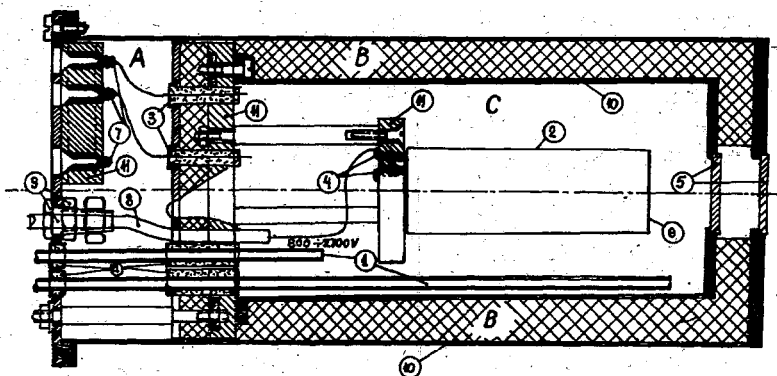


Рис. 12. Конструкция кожуха ФЭУ, охлаждаемого продуванием холодным азотом.

А - секция с переключателем нагрузочных сопротивлений (II-позиционный, не показанный на рисунке), с электропроводами и микросхемой К284УД1 (см. рис. 24); В - теплоизоляционный слой из пенопласта; С - секция с охлаждаемым ФЭУ; 1 - металлическая трубка для подвода холодного азота, 2 - фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-79 или ФЭУ-83), 3 - электропроводы с изоляцией из фторопласта, 4 - контакты панели ФЭУ, 5 - кварцевые окна, 6 - катод ФЭУ, 7 - разъемные электропроводы, 8 - кабель для высоковольтного питания ФЭУ, 9 - прижимный ввод высоковольтного кабеля, 10 - цилиндрические внешний и внутренний экранирующие кожухи из медной жести, 11 - изолирующие пластины из фторопласта, 12 - теплоизолирующие фторопластовые трубочки.

смонтирован в том же корпусе и включается непосредственно на вход цифрового вольтметра или на какой-либо другой измерительный прибор, который, таким образом, не обязательно должен обладать большим входным сопротивлением.

Приложение (начало)

Монтаж охлаждаемых фотосопротивлений. На рис. 13 показан монтаж сернисто-свинцовых и теллуристо-свинцовых фотосопротивлений. Баллон приемника выполнен в форме сосуда Дьюара, приемник охлаждается жидким азотом, наливаемым в сосуд.

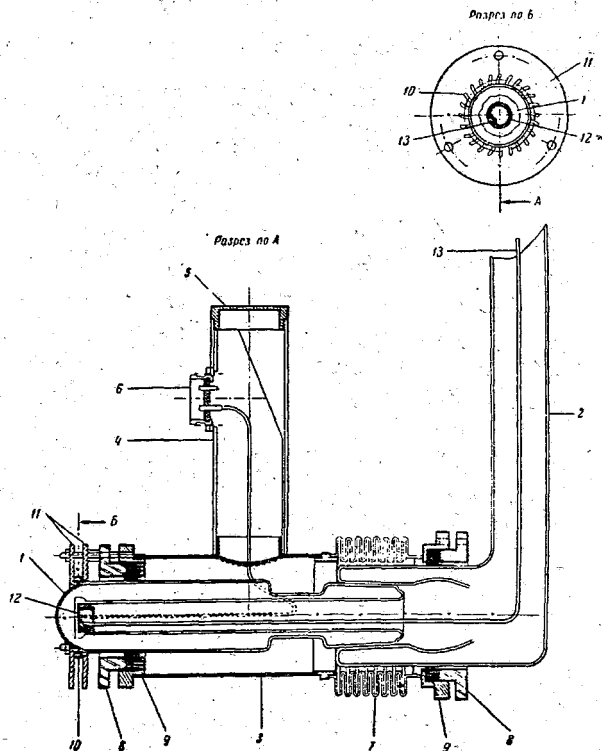


Рис. 13. Монтаж фотосопротивления.

1 - фотосопротивление; 2 - трубка, идущая от резервуара с жидким азотом; 3 - металлический корпус; 4 - съемная трубка для монтажа выводов; 5 - съемная крышка; 6 - контактная колодка; 7 - сифон; 8 - уплотнение; 9 - неопреповая прокладка; 10 - спиральный нагреватель; 11 - изоляционные кольца; 12 - спиральная лента; 13 - проводник, присоединяемый на корпус.

Монтаж приемника должен обеспечивать герметичное соединение приемника с сосудом Дьюара, отсутствие механических напряжений, защиту от механических повреждений, вибраций и паразитных наводок, отсутствие влияния флуктуаций, вызванных кипением жидкого азота и проводимостью внешних стенок баллона приемника, отсутствие запотевания входного окна.

Конец приложения.

Приемник дает электрический сигнал, который служит мерой излучения, падающего на приемник. Этот сигнал обычно мал, и его нужно усиливать. Чтобы наилучшим образом использовать чувствительность приемника, на выходе предусилителя должен преобладать шум самого приемника. В ламповом усилителе — кроме случая низких частот (подразумевается частота модуляции лучистого потока, на который настроен усилитель), когда доминирующим может стать шум мерцания, полный шум, складывающийся из шума Джонсона, мерцания и дробового шума, может быть представлен как шум Джонсона на некотором фиктивном сопротивлении, которое называют эквивалентным входным шумовым сопротивлением усилителя. Среднеквадратическое напряжение шума при этом равно

$$\bar{u}_{\text{эф}}^2 = 4kT R_{\text{эк}} df. \quad (22a)$$

(см. стр. 37 о шумах).

Минимальное эффективное напряжение шума на входе усилителя с эквивалентным сопротивлением — 10^5 ом при полосе пропускания 5 Гц согласно выражению (22a) равно $3 \cdot 10^{-8}$ В. Некоторые же фотоприемники обладают в той же полосе собственным шумом меньше 10^{-7} В.

Преимущество ФЭУ перед фотоэлементом заключается именно в том, что требования к качеству усилителя фототока ФЭУ более скромные по сравнению с усилителями фототока фотоэлемента. Это обусловлено тем, что в ФЭУ уже достигнуто значительное усиление полезного сигнала и такое же усиление шумового сигнала и, таким образом, допустимо более значительное шумовое напряжение усилителя по сравнению с усилителем фототока фотоэлемента. При усилении очень слабых фототоков фотоэле-

мента усилитель должен быть включен в электрометрическом режиме с очень большим входным сопротивлением.

Начало приложения

Замена фотоэлементов фотоумножителями позволяет достичь ряд важных преимуществ, состоящих в следующем.

1. Ослабляются, а в ряде случаев даже исключаются влияния внешних электрических помех. В фотоумножителях усиленная система диодов экранирована как самими электродами, так и светонепроницаемым металлическим экраном, в который заключен фотоумножитель.

2. Многие современные ФЭУ позволяют легко достичь коэффициентов усиления 10^6-10^8 и даже более. Постоянство этого усиления в хорошем умножителе определяется исключительно стабильностью напряжения питания, что легко обеспечивается. В случае обыкновенных электронных схем достижение подобных величин усиления является сложной технической задачей.

3. Фотоумножители в силу своего принципа действия и компактной конструкции позволяют легко получить равномерные частотные характеристики вплоть до высоких частот порядка сотен мегагерц.

1.4.1. Согласование фотоэлемента и ФЭУ с усилителем фототока

Рассмотрим подробнее преимущества ФЭУ перед вакуумным фотоэлементом с точки зрения шумовых характеристик. Подчеркнем при этом еще раз, что усилитель не должен ухудшать отношения напряжения сигнала, вызванного световым потоком (сигналом) к напряжению шумов ξ .

Во-первых, рассмотрим вакуумный фотоэлемент, включенный на вход электрометра с входным сопротивлением $R_{\text{н}}$. Получаем отношение напряжения сигнала, вызванного фототоком, к напряжению суммарного шума, который складывается из дробового шума фотоэлемента (он как и полезный сигнал растет пропорционально росту величины нагрузочного сопротивления фотоэлемента $R_{\text{н}}$), джонсоновского шума нагрузочного сопротивления фотоэлемента и шума электрометра, описываемого шумовым сопротивлением $R_{\text{экв}}$:

$$S_{\phi} = \frac{I_{\phi} R_{\kappa}}{\left[2e(I_{\phi} + I_{\tau}) R_{\kappa} \Delta f + 4kT(R_{\kappa} + R_{\text{экв}}) \Delta f \right]^{1/2}} \cdot \frac{\frac{I_{\phi}}{\sqrt{I_{\phi} + I_{\tau}}}}{\left\{ 2e \Delta f \left[1 + \frac{2kT}{eR_{\kappa}(I_{\phi} + I_{\tau})} \left(1 + \frac{R_{\text{экв}}}{R_{\kappa}} \right) \right] \right\}^{1/2}} \quad (34)$$

Это же отношение для ФЭУ следующее:

$$S_{\phi_{\text{ФЭУ}}} = \frac{I_{\phi} M \cdot R}{\sqrt{2e(I_{\phi} + I_{\tau}) \Delta f (B+1) M^2 R_{\kappa}^2 + 4kT(R_{\kappa} + R_{\text{экв}}) \Delta f}} =$$

$$= \frac{\frac{I_{\phi}}{\sqrt{I_{\phi} + I_{\tau}}}}{\left\{ 2e \Delta f \left[(B+1) + \frac{2kT}{eR_{\kappa} M^2 (I_{\phi} + I_{\tau})} \left(1 + \frac{R_{\text{экв}}}{R_{\kappa}} \right) \right] \right\}^{1/2}}$$

При этом надо иметь в виду, что флуктуирующий катодный ток ФЭУ из-за дробового эффекта характеризуется величиной

$$\sqrt{I_0^2} = \sqrt{2e(I_{\phi} + I_{\tau}) \Delta f} \quad (36)$$

Так как катодный ток также как и его флуктуации усиливается в ФЭУ в M раз, а, кроме того, прибавляются еще менее усиленные флуктуации тока диодов, то флуктуации анодного тока ФЭУ выражаются согласно формуле (29) следующим образом:

$$\sqrt{I_0^2} = \sqrt{2e(I_{\phi} + I_{\tau}) \Delta f \cdot (B+1) M^2} \quad (37)$$

Флуктуирующий анодный ток вызывает флуктуирующее падение напряжения (шум) на нагрузочном (анодном) сопротивлении ФЭУ, равное

$$\sqrt{u_0^2} = \sqrt{2e(I_{\phi} + I_{\tau}) \Delta f (B+1) M^2 R} \quad (38)$$

Это шумовое напряжение является естественным, неустрани-

мым (при фиксированных параметрах кроме усиления $\Phi_{\text{ЭУ}}^*$ - температура катода и диодов, ширина полосы пропускания усилителя $4f$) компонентом шумового напряжения. Как и в случае фотоэлемента, к неустранимому шуму $\Phi_{\text{ЭУ}}$ или фотоэлемента прибавляются шум нагрузочного сопротивления и шум усилителя (электрометра в случае фотоэлемента).

При $M \rightarrow 1$ и $B + I \rightarrow I$ выражение $\mathcal{S}_{\Phi_{\text{ЭУ}}}$ для $\Phi_{\text{ЭУ}}$ превращается в выражение для фотоэлемента.

Из этих формул видно, что как сигнал, так и дробовой шум фотоэлемента или $\Phi_{\text{ЭУ}}$ растут одинаково с ростом нагрузочного сопротивления и, следовательно, если бы нагрузочное сопротивление и усилитель (электрометр) не являлись бы дополнительными источниками шума, качество измерения не зависело бы от величин R_{H} . Но нагрузочное сопротивление и усилитель сами являются источниками шумов. К счастью, напряжение джонсоновского шума на нагрузочном сопротивлении R_{H} растет медленнее (как $\sqrt{R_{\text{H}}}$), чем напряжение дробового шума фотоэлемента или $\Phi_{\text{ЭУ}}$ (как R_{H} или $M^2 \cdot R_{\text{H}}$). Это позволяет надеяться, что при увеличении R_{H} (или $R_{\text{H}} \cdot M^2$ в случае $\Phi_{\text{ЭУ}}$) шумовое напряжение приемника скоро превысит шум усилительной системы. Это общее требование для всех приемников света, т.е. шум самого приемника должен быть больше шума остальных звеньев измерительной системы.

При выполнении неравенства

$$1 \gg \frac{2kT}{eR_{\text{H}}(I_{\text{ф}} + I_{\text{T}})} \left(1 + \frac{R_{\text{ЭУВ}}}{R_{\text{H}}}\right) \quad (39)$$

* Усиление $\Phi_{\text{ЭУ}}$ M резко растет с увеличением напряжения питания $\Phi_{\text{ЭУ}}$ (коэффициент вторичной эмиссии растет при росте скорости бомбардирующих диоды электронов). При этом шумовые характеристики $\Phi_{\text{ЭУ}}$ также меняются, но в значительно меньшей степени. Укажем, что отношение сигнала к шуму в зависимости от напряжения питания $\Phi_{\text{ЭУ}}$ имеет максимум (в той области, где термоэмиссионный компонент темнового тока играет наибольшую относительную по сравнению с другими компонентами роль). При предельно допустимых напряжениях темновой ток ионной и оптической обратной связи растет, а потом нормальная работа $\Phi_{\text{ЭУ}}$ прерывается из-за автоэлектронной эмиссии.

для фотоэлемента или

$$B+1 \gg \frac{2kT}{e R_H M^2 (I_\phi + I_T)} \left(1 + \frac{R_{\text{вх}}}{R_H} \right) \quad (40)$$

для ФЭУ, шумовым напряжением усилительного тракта можно пренебречь. До тех пор пока это условие не выполняется, отношение сигнала к шуму будет расти с увеличением нагрузочного сопротивления R_H . Однако в случае ФЭУ требуются значительно меньшие (в M^2 раз) значения R_H по сравнению с фотоэлементной схемой, чтобы шум усилительного тракта стал меньше шума дробового эффекта.

При измерении предельно слабых световых потоков фотоэлементной системой, когда дробовой шум определяется темновым током катода I_T , это необходимое значение R_H может превышать технические или физические возможности реализации такой усилительной системы (это приводит экспериментатора к проблемам измерения сверхслабых токов, так как темновой ток сурьмяно-цезиевого катода порядка 10^{-14} А).

В случае ФЭУ обыкновенно можно ограничиться довольно простыми усилителями со значением входного сопротивления порядка нескольких гигаом.

Из приведенных выше неравенств следует, что при увеличении величины измеряемых световых потоков (при увеличении фототока I_ϕ) относительная роль шумов усилительного тракта уменьшается пропорционально фототоку катода (фотоэлемента или ФЭУ), т.е. при измерении сильных световых потоков проблема отношения сигнала к шуму автоматически отпадает.

Конец приложения.

1.4.2. Требования к аппаратуре

В усилителях нельзя допускать появления дополнительных шумов, причины которых чаще всего следующие: недостаточно хорошая экранировка первого каскада предусилителя и входного трансформатора (входной трансформатор нужно использовать в случае металлических болометров для согласования низкого входного сопротивления болометра с требуемым высоким входным сопротивлением усилителя); использование в схеме элементов

низкого качества; недостаточно надежная защита от механических толчков и вибраций, вызывающих микрофонный эффект; дефекты монтажа, например, петли, в которых возникают наводки из-за полей рассеяния; рассредоточенные соединения схемы с шасси, не объединенные общей точкой. Особое внимание нужно обратить на выбор кабеля для соединения приемника с предусилителем, поскольку в большинстве экранированных кабелей под действием вибраций происходит перераспределение емкостей и индуктивностей, в связи с чем возникают паразитные сигналы.

При монтаже отдельных блоков аппаратуры нужно помещать предусилитель как можно дальше от источников электрических помех, таких как силовые трансформаторы и электродвигатели.

Питание электрической схемы приемника (особенно ФЭУ) должно быть регулируемым (плавное или ступенчатое в зависимости от цели) и хорошо стабилизированным, например, если требуется производить измерения с помощью двенадцатикаскадного ФЭУ с точностью 0,1% при рабочем напряжении 100 В на каскад, то общее напряжение питания 1200 В должно быть стабильным с точностью до 0,01 В. Нужно также обеспечить надлежащую фильтрацию напряжения, подаваемого на фотоспротивление.

Усилитель должен обеспечивать стабильный коэффициент усиления и линейное усиление, чтобы сигнал на выходе был пропорционален энергии излучения, падающего на приемник.

Некоторые схемы предусилителей для усиления фототока ФЭУ приведены на рисунках 22-24.

1.4.3. Синхронное детектирование

Как видно из формул шумового напряжения для тепловых шумов в фотоспротивлениях и для дробового шума радиоламп, вакуумных фотоэлементов и ФЭУ, среднеквадратическое значение шумового напряжения пропорционально ширине полосы пропускания усилительного (регистрирующего) тракта (см. стр. 37). Следовательно, для уменьшения регистрируемого шумового сигнала в 10 раз необходимо сузить полосу пропускания, в случае белого шума - в 100 раз. Это эквивалентно увеличению времени измерения или увеличению постоянной времени усилительного

тракта. Очень слабые, но постоянные во времени сигналы - потоки излучения - можно регистрировать только после их собирания - накопления до тех пор, пока количество накопленной энергии не станет достаточным для измерения с заданной точностью.

Самым простым образом это можно сделать включением параллельно стрелочному измерительному прибору с достаточно высоким внутренним сопротивлением емкости соответствующей величины (постоянная времени $\tau = R \cdot C$).

Как известно, ширина полосы пропускания Δf связана с временем накопления τ соотношением (см. стр. 28)

$$\Delta f = \frac{1}{\pi \tau}$$

При $\tau = 0,5$ с ширина полосы пропускания усилителя Δf должна быть меньше 1 Гц, а частота модуляции излучения и настройка усилителя должны быть постоянными с точностью не менее 0,5 Гц, что очень трудно осуществить.

Установка синхронного детектирования позволяет увеличить время накопления.

В синхронном детекторе детектируются только такие входные сигналы, частота и фаза которых совпадает с частотой и фазой опорного сигнала. Метод требует модуляции светового сигнала. В качестве модулятора можно пользоваться диском с отверстиями, который приводится во вращение синхронным мотором. Свет периодически пропускается через отверстия в диске с частотой, определенной числом отверстий, и частотой вращения мотора. Легко добиться частот модуляции от десяти до нескольких сот герц. Опорный сигнал получается при помощи маленькой лампочки и фотоэлемента или фотосопротивления, смонтированных на том же модуляторе.

При помощи синхронного детектора просто получить почти любые постоянные времени (время интегрирования сигнала), и таким образом очень узкую полосу пропускания Δf . Для надежной работы синхронного детектора, т.е. для того, чтобы шумовые напряжения большой амплитуды не вывели детектор из режима, сигнал перед детектированием усиливается узкополосным усилителем для предварительного ограничения шумового на-

пряжения и для усиления полезного сигнала до требуемой величины.

Приложение

I.4.4. О методе счета фотонов

До сих пор мы говорили о фототоке (о токе фотоэмиссии) фотоэлемента или ФЭУ. На дискретный характер фото- и термотока с катода ФЭУ и фотоэлемента мы обратили внимание только при анализе дробового шума. Но в действительности ток ФЭУ не является непрерывной величиной, а состоит из импульсов электронов, вызванных поглощенными фотонами.

В зависимости от способа работы ФЭУ в схеме (режим измерения среднего тока и импульсный режим) можно различать два типа шумовых характеристик, а именно флуктуации выходного тока ФЭУ (и соответствующую им предельную чувствительность к световому потоку $\Phi_{\text{п}}$) и распределение импульсов тока по их амплитуде (амплитудный спектр шумов, определяющий предельную чувствительность ФЭУ как счетчика числа фотонов).

Сравнение двух методов измерения с применением ФЭУ - метода счета импульсов на выходе ФЭУ и метода, при котором измеряется средний ток анода ФЭУ, - показывает, что наиболее чувствительным (обнаружительная способность лучше) является первый из этих методов, который часто называют одноэлектронным. Это вытекает из следующих рассуждений. Предел чувствительности метода "среднего тока" определяется флуктуациями анодного тока ФЭУ, следовательно, и флуктуациями напряжения анода. При этом амплитуда импульсов "помех", вносящих вклад в величину флуктуаций анодного тока, не селектируется, а вероятность появления шумовых импульсов большой амплитудой (например, газоразрядных) пропорциональна напряжению на аноде ФЭУ.

Для метода счета импульсов, при котором устанавливается выбранный диапазон измерения амплитуд импульсов, чувствительность ограничена числом шумовых импульсов в выбранном диапазоне амплитудного спектра. Короче говоря, метод счета фотонов позволяет, в принципе, выделить импульсы с малой амплитудой (вызванные термоэмиссией с динодов) и с большой амплитудой (вызванные разными обратными связями), т.е. с боль-

шей или меньшей эффективностью не чувствовать флуктуации анодного тока, обусловленные некачественностью ФЭУ.

Конец приложения.

2. Измерение спектров излучения

2.1. Фотометры (фотоэлектронные умножители)

В фотометрах, к световой характеристике и чувствительности которых предъявляются жесткие требования, применяют вакуумные фотоэлементы и фотоумножители. Как мы уже знаем, световая характеристика фотоумножителей (также фотоэлементов) линейна в широком диапазоне изменения интенсивностей светового потока, падающего на фотокатод. Так как их в ходное сопротивление практически бесконечно большое, то легко измерить фототоки (ток не зависит в этом случае от величины нагрузочного сопротивления фотоэлемента или ФЭУ). Практически можно применять сопротивления до нескольких гигаом. ФЭУ практически безынерционны до 10^8 Гц и их удобно использовать для фотодетектирования источников света с переменной интенсивностью.

В спектроскопии и в астрофизических измерениях наиболее широко применяют фотоумножители ФЭУ-17 и ФЭУ-18 с сурьмяно-цезиевым катодом (рис. 14) и ФЭУ-22 с кислородно-цезиевым катодом (рис. 15), нанесенным на металлическую подложку (это придаст им большую стабильность). Чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода достигает в максимуме спектральной чувствительности очень высоких значений, достигая 25-30%. Для измерения в видимой области спектра применяют фотоумножители ФЭУ-17 (кривая спектральной чувствительности приведена на рис. 16). Так как их стеклянный баллон не пропускает ультрафиолетового излучения короче 330 нм, то выпускают такие же, но снабженные увиолевым окошком, фотоумножители типа ФЭУ-18, кривая спектральной чувствительности приведена на рис. 17. Он чувствителен в области длин волн 210-650 нм. Для работы в области 650-1100 нм применяют фотоумножители с кислородно-серебряно-цезиевым катодом (ФЭУ-22, ФЭУ-28, ФЭУ-62, ФЭУ-83). Кривая спектральной чувствительности ФЭУ-22 приведена на рис. 18. Конструкция ФЭУ-22 аналогична конструкции

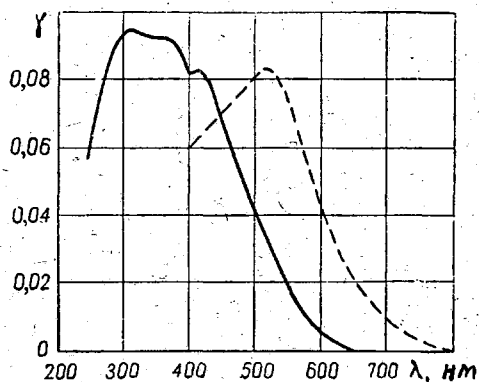


Рис. 14. Спектральная чувствительность сурьмяно-цезиевого фотокатода.

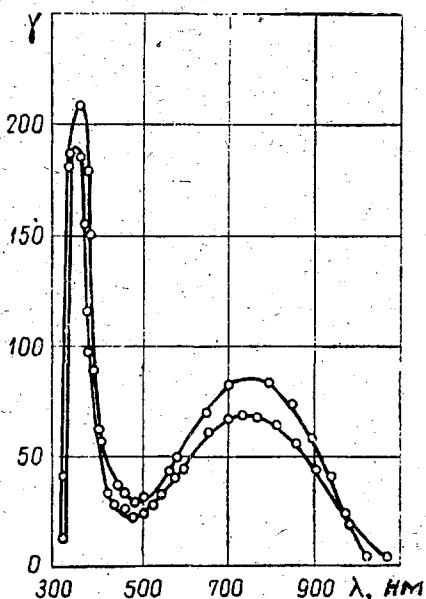


Рис. 15. Спектральная чувствительность кислородно-цезиевого фотокатода.

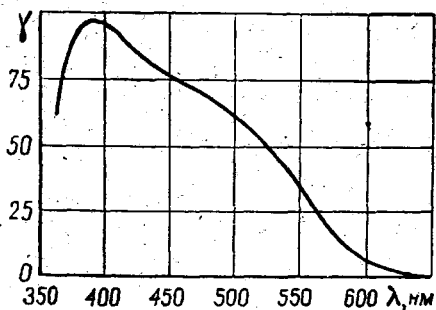


Рис. 16. Спектральная чувствительность ФЭУ-17.

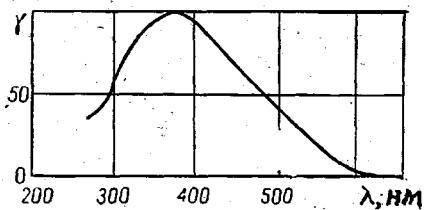


Рис. 17. Спектральная чувствительность фотоумножителя ФЭУ-18.

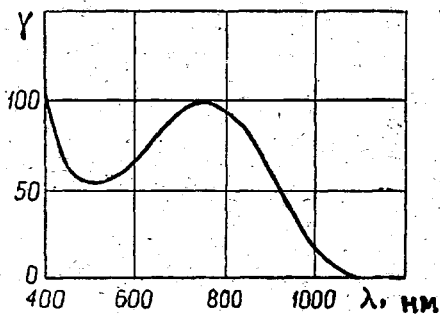


Рис. 18. Спектральная чувствительность фотоумножителя ФЭУ-22.

ФЭУ-17. Фотоумножители ФЭУ-19, ФЭУ-27, ФЭУ-28, ФЭУ-29, ФЭУ-38, ФЭУ-51, ФЭУ-62, ФЭУ-68, ФЭУ-78, ФЭУ-79, ФЭУ-83 имеют торцевой катод, нанесенный на стекло баллона умножителя. Спектральная чувствительность ФЭУ-27, ФЭУ-51 (см. рис. 19) ФЭУ-68, ФЭУ-79 (с мультищелочными катодами) простирается к более длинным волнам (до 800–850 нм), чем чувствительность ФЭУ-17, ФЭУ-18, ФЭУ-19, ФЭУ-29 и ФЭУ-38, но она более коротковолновая, чем у ФЭУ-22, ФЭУ-28, ФЭУ-83, ФЭУ-62. Кривые спектральной чувствительности ФЭУ-28, ФЭУ-51, ФЭУ-38 и ФЭУ-39 приведены на рис. 20.

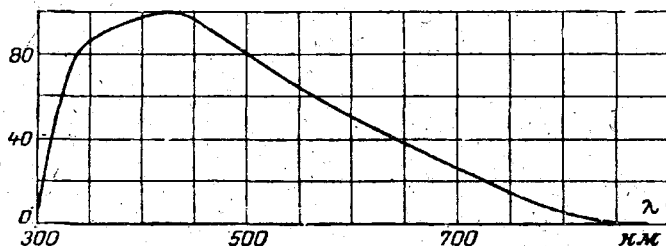


Рис. 19. Спектральная чувствительность ФЭУ-51.

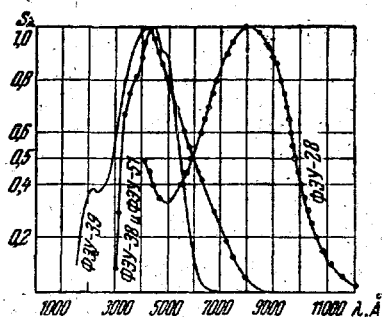
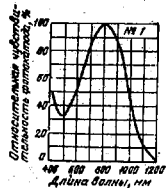
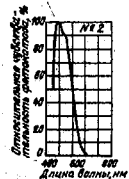


Рис. 20. Спектральные чувствительности ФЭУ-28, ФЭУ-51, а также ФЭУ-38 и ФЭУ-39.

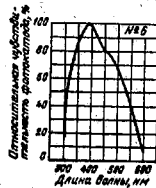
Таблица I



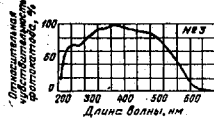
Спектральная характеристика № 1 для кислородно-серебряно-цезиевого фотокатодного катода



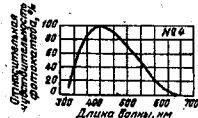
Спектральная характеристика № 2 для сурьмяно-цезиевого фотокатодного катода массивного



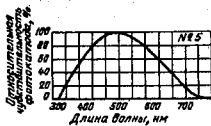
Спектральная характеристика № 3 для сурьмяно-цезиевого фотокатодного катода на медь-галленической подложке



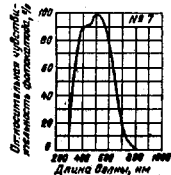
Спектральная характеристика № 3 для сурьмяно-цезиевого фотокатодного катода в колбе с утолщенным окном



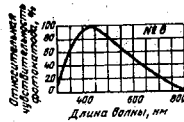
Спектральная характеристика № 4 для сурьмяно-цезиевого полупрозрачного фотокатодного катода



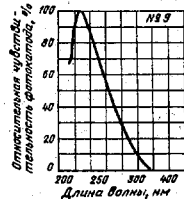
Спектральная характеристика № 5 для висмутно-серебряно-цезиевого фотокатодного катода



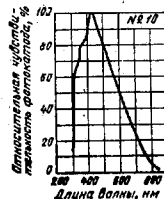
Спектральная характеристика № 7 для висмутно-серебряно-цезиевого фотокатодного катода



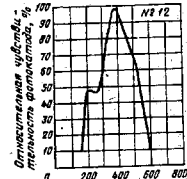
Спектральная характеристика № 8 для сурьмяно-кальцево-натриево-цезиевого фотокатодного катода



Спектральная характеристика № 9 для магниевое фотокатодного катода в колбе из утолщенного стекла



Спектральная характеристика № 11 для сурьмяно-кальцево-натриево-цезиевого фотокатодного катода



Спектральная характеристика № 12 для сурьмяно-цезиевого фотокатодного катода на кварцевой подложке

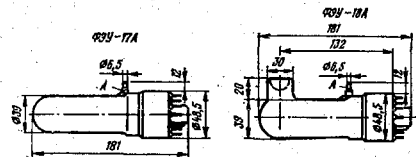
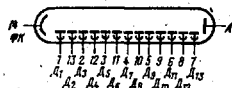
Спектральная характеристика № 10 для сурьмяно-натриево-кальцевого полупрозрачного фотокатодного катода

Продолжение табл. J

ФЭУ-17А, ФЭУ-18А

Фотоэлектронные умножители применяются в спектрофотометрах для астрофизических целей.

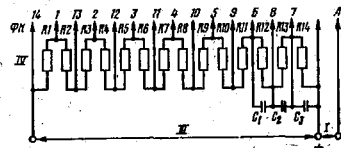
Фотокатод — сурьмяно-цезиевый, спектральная характеристика № 6. Оптический вход ФЭУ-17 — боковой; ФЭУ-18А — боковой с увеличенным окном. Рабочая площадь фотокатода 16x5 мм. Число каскадов усиления 13. Оформление — стеклянное, с цоколем (РШ32). Масса 130 г.



Основные данные
при $U_{\text{пит}} = 800 \div 1000 \text{ В}$

	ФЭУ-17А	ФЭУ-18А
Область спектральной чувствительности, нм	300—600	220—600
Область максимальной спектральной чувствительности, нм	360—420	340—400
Чувствительность фотокатода, при $U_{\text{пит}} = 40 \div 100 \text{ В}$; мкА/лм	> 20	> 20
Анодная чувствительность А/лм:		
при $U_{\text{пит}} < 0,9 \text{ кВ}$	10	10
при $U_{\text{пит}} < 1,4 \text{ кВ}$	> 1000	> 1000
Темновой ток, А:		
при $U_{\text{пит}} < 0,9 \text{ кВ}$	$< 3 \cdot 10^{-9}$	$< 3 \cdot 10^{-9}$
при $U_{\text{пит}} < 1,4 \text{ кВ}$	$< 3 \cdot 10^{-7}$	$< 3 \cdot 10^{-7}$

Ток анода, мкА	< 100	< 100
Напряжение питания, кВ	0,7—1,4	0,7—1,4
Пороговая чувствительность при $U_{\text{пит}} < 1 \text{ кВ}$, лм/лм ²	$< 2,35 \times 10^{-13}$	$< 2,35 \times 10^{-13}$
Наработка, ч	> 750	> 750
Критерий оценки: анодная чувствительность, А/лм	10	10

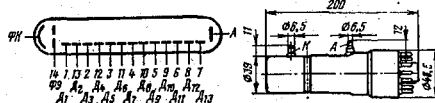


Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-17А, ФЭУ-18А. Делитель напряжения — равномерный. Сопротивление звена делителя $R < 0,23 \text{ МОм}$. Емкость конденсатора $C < 0,05 \text{ мкФ}$.

I — нагрузка; II — анод; III — источник питания; IV — к фотокатоду

ФЭУ-19А, ФЭУ-20, ФЭУ-38

Фотоэлектронные умножители для стационарной радиоэлектронной аппаратуры, применяются для индикации слабых световых потоков и в сцинтилляционных счетчиках.



Фотокатоды: ФЭУ-19А, ФЭУ-20 — сурьмяно-цезиевый; ФЭУ-38 — сурьмяно-натриево-кальцево-цезиевый. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади фотокатода 34 мм. Число каскадов усиления 13. Оформление — стеклянное, с цоколем (РШ32). Масса 150 г.

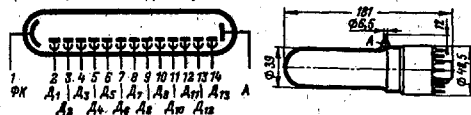
Основные данные

	ФЭУ-19А	ФЭУ-20	ФЭУ-38
Область спектральной чувствительности, нм	380—420	400—420	400—440
Чувствительность фотокатода, мкА/лм	15—20	> 30	> 60

ФЭУ-22

Фотоэлектронный умножитель для спектрофотометров, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра.

Фотокадод — кислородно-серебряно-цезиевый, спектральная характеристика № 1. Оптический вход — боковой. Рабочая площадь катода 16 × 15 мм. Число каскадов усиления 13. Оформление — стеклянное, с цоколем (РШ32). Масса 110 г.



Основные параметры

при $U_{пит} = 1,4$ кВ

Область спектральной чувствительности	400—1000 нм
Спектральная чувствительность фотокаатода	$\geq 0,4 \cdot 10^{-8}$ А/Вт
Анодная чувствительность	≥ 3 А/дм
Темновой ток (при анодной чувствительности 1 А/дм)	$\leq 2 \cdot 10^{-8}$ А

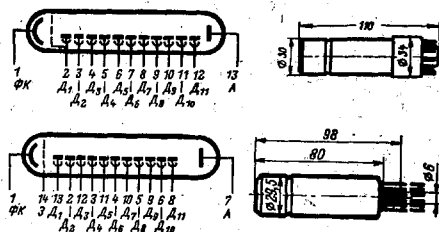
Предельные эксплуатационные данные

Напряжение питания	2 кВ
Ток на выходе	300 мкА

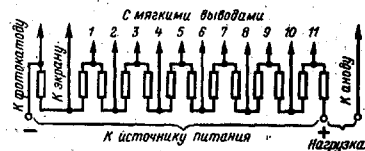
Примечание. Схема делителя напряжения та же, что и для ФЭУ-17А.

ФЭУ-51

Фотоэлектронный умножитель для измерения и регистрации слабых световых потоков.



Фотокадод — сурьмяно-калийно-натриево-цезиевый, спектральная характеристика № 10. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади катода 25 мм. Число каскадов усиления 11. Оформление — стеклянное, с гибкими и жесткими выводами (РШ30). Масса 42 г.



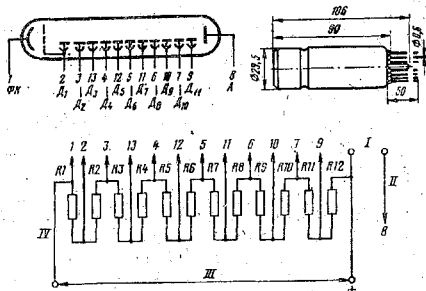
Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-51 с гибкими выводами. Сопротивление каждого резистора делителя равно 100 кОм.

Основные параметры

Область максимальной спектральной чувствительности	360—440 нм
Чувствительность фотокаатода	≥ 60 мкА/лм
Анодная чувствительность	
при $U_{пит} = 1,1$ кВ	1 А/дм
при $U_{пит} = 1,5$ кВ	10 А/дм
при $U_{пит} = 2,3$ кВ	100 А/дм
Темновой ток (при анодной чувствительности 100 А/дм)	$\leq 3 \cdot 10^{-7}$ А
Напряжение питания	1,1—1,3 кВ

ФЭУ-27

Фотоэлектронный умножитель для измерения и регистрации слабых световых потоков.
 Фотокатод — висмут-серебряно-цезиевый, спектральная характеристика № 7. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади катода 25 мм. Число каскадов усиления 11. Оформление — стеклянное (РШ30). Масса 40 г.



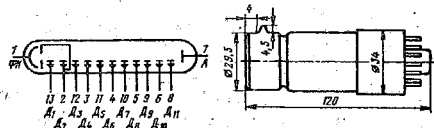
Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-27. Делитель напряжения — номиналы: $R_1=0,4R$; $R_2=1,6R$; $R_3=R_4=R=0,3$ МОм.
 I — к нагрузке; II — к аноду; III — к источнику питания; IV — к фотокатоду

Основные данные

Область спектральной чувствительности	300—800 нм
Область максимальной спектральной чувствительности	480—520 нм
Чувствительность фотокатода (при $U_{\text{пит}} = 150-200$ В)	> 30 мкА/лм
Анодная чувствительность:	
при $U_{\text{пит}} = 1,1$ кВ	1 А/лм
при $U_{\text{пит}} = 1,5$ кВ	10 А/лм
при $U_{\text{пит}} = 1,8$ кВ	30 А/лм
Темновой ток (при $U_{\text{пит}} = 1,1$ кВ)	$< 5 \cdot 10^{-9}$ А
Ток анода, среднее значение	200 мкА
Напряжение питания	1830 В
Напряжение между катодом и диафрагмой	150—200 В
Порог чувствительности	$< 6,75 \cdot 10^{-13}$ лм/Гц ^{1/2}
Наработка	> 750 ч
Критерии оценки:	
входная чувствительность	10 А/лм

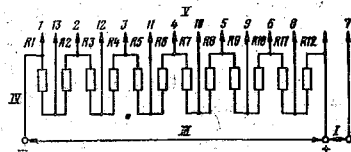
ФЭУ-28

Фотоэлектронный умножитель для индикации и измерения слабых световых потоков в красной и инфракрасной областях спектра. Фотокатод — кислородно-серебряно-цезиевый, спектральная характеристика № 1. Оптический вход — торцевой. Число каскадов усиления 11. Диаметр рабочей площади катода 25 мм. Оформление — стеклянное, с покрытием (РШ30). Масса 60 г.



Основные данные

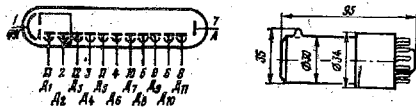
Область спектральной чувствительности	400—1100 нм
Область максимальной спектральной чувствительности	650—850 нм
Чувствительность фотокатода (при $U_{\text{пит}} < 1,3$ кВ)	> 15 мкА/лм
Анодная чувствительность	1 А/лм
Темновой ток	$< 3 \cdot 10^{-9}$ А
Ток анода, среднее значение	100 мкА
Напряжение питания	$< 1,6$ кВ
Порог чувствительности	$< 1,1 \cdot 10^{-13}$ лм/Гц ^{1/2}
Наработка	> 1000 ч
Критерии оценки:	
анодная чувствительность (при $U_{\text{пит}} = 1,5$ кВ)	1 А/лм
чувствительность фотокатода	$1 \cdot 10^{-4}$ А/лм
порог чувствительности	$< 1 \cdot 10^{-13}$ лм/Гц ^{1/2}



Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-28. Делитель напряжения — номиналы: $R_1=0,4R$; $R_2=1,6R$; $R_3=R_4=R=0,3$ МОм.
 I — к нагрузке; II — к аноду; III — к источнику питания; IV — к фотокатоду; V — к диафрагме

ФЗУ-62

Фотоэлектронный умножитель для измерения пороговых световых потоков в инфракрасной области спектра.



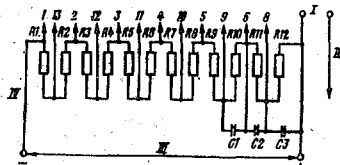
Фотокатод — кислородно-серебряно-цезиевый, спектральная характеристика № 1. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади катода 10 мм. Число каскадов усиления 11. Оформление — стеклянное, с покрытием (РШЗО). Масса 55 г.

Основные данные

при $U_{\text{шт}} = 1,3 + 1,6$ кВ

Область спектральной чувствительности	400—1200 нм
Чувствительность фотокатода (при $U_{\text{шт}} = 40+100$ В)	> 15 мкА/лм
Спектральная чувствительность фотокатода при $\lambda = 1100$ нм	0,1 мкА/мВт

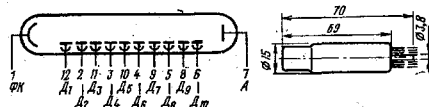
Анодная чувствительность:	
при $U_{\text{шт}} = 1,3$ кВ	1 А/лм
при $U_{\text{шт}} = 1,6$ кВ	10 А/лм
Темновой ток (при $U_{\text{шт}} = 1,3$ кВ)	$< 6 \cdot 10^{-8}$ А
Ток анода	$< 1,2 \cdot 10^{-4}$ А
Порог чувствительности	> 750 л
Наработка	> 750 ч
Критерий оценки:	
анодная чувствительность	1 А/лм



Типовая схема делителя напряжения ФЗУ-62. Делитель напряжения — равнозначный. Сопротивление цепи делителя $R_{\text{дел}} \approx 3$ МОм. Число конденсаторов в цепи выбирается в зависимости от параметров импульса анодного тока. I — к нагрузке; II — к аноду; III — к источнику питания; IV — к фотокатоду.

ФЗУ-60, ФЗУ-68

Фотоэлектронные умножители с торцевым полупрозрачным катодом и электростатической фокусировкой электронов для индикации световых потоков в портативной аппаратуре.



Фотокатод ФЗУ-60 — сурьмяно-цезиевый, спектральная характеристика № 6; ФЗУ-68 — сурьмяно-натриево-калиево-цезиевый, спектральная характеристика № 10. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади катода 10 мм. Число каскадов усиления 10. Оформление — стеклянное, бесцоульное, с гибкими выводами. Масса 20 г.

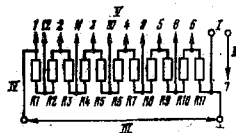
Основные данные

	ФЗУ-60	ФЗУ-68
Область спектральной чувствительности, нм	300—600	300—820
Чувствительность фотокатода, мкА/лм	> 20	> 60

Анодная чувствительность, А/лм:	
при $U_{\text{шт}} = 0,9$ кВ	—
при $U_{\text{шт}} = 1,4$ кВ	10
при $U_{\text{шт}} = 1,6$ кВ	30
Темновой ток, А:	
при $U_{\text{шт}} = 1,6$ кВ	$< 3 \cdot 10^{-8}$
при $U_{\text{шт}} = 1,4$ кВ	$< 10^{-8}$
Порог чувствительности при постоянном световом фоне 10^{-6} лм, лм/лм ^{1/2}	$< 0,22 \cdot 10^{-8}$
Наработка, ч	> 1000
Критерий оценки:	
анодная чувствительность, А/лм	30

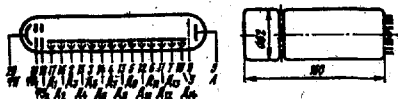
Типовая схема делителя напряжения ФЗУ-60, ФЗУ-68. Делитель напряжения — равнозначный: $R_1 = 0,7R_2$; $R_1 = R_2 = \dots = R_{11}$; $R_{11} = R < 0,3$ МОм.

I — к нагрузке; II — к аноду; III — к источнику питания; IV — к катоду; V — к делителю

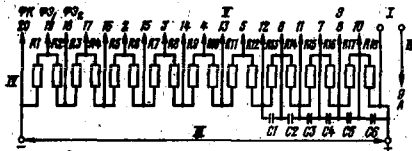


ФЭУ-78

Фотоэлектронный умножитель для работы в сцинтилляционных счетчиках и спектрометрических устройствах различного назначения.



Фотокатод — сурьмяно-кальцево-цезиевый полупрозрачный. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади фотокатода 40 мм. Число каскадов усиления 14. Оформление — стеклянное, бесполюсное (РШЗ4). Масса 200 г.



Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-78. Диаметр напряжения — номинальный: $R_1=1,7R$; $R_2=1,1R$; $R_3=0,1R$; $R_4=1,4R$; $R_5=2R$; $R_6=R_7=0,25R$; $R_8=0,1R$; $R_9=1,5R$; $R_{10}=1,3R$; $R_{11}=R_{12}=R_{13}=R_{14}=0,5$ МОм. Емкость конденсаторов $C_1=C_2=C_3=C_4=C_5=C_6=C_7=C_8=C_9=C_{10}=0,05$ мкФ.

I — в нагрузку; II — к аноду; III — к источнику питания; IV — к фотокатоду; V — к диодам; VI, VII — к фокусирующим электродам; 8 — к экрану

Основные данные

Область спектральной чувствительности	300—600 нм
Область максимальной спектральной чувствительности	380—460 нм
Чувствительность фотокатода	>20 мкА/лм
Спектральная чувствительность фотокатода при $\lambda = 410 \pm 10$ нм	$\geq 25 \cdot 10^{-9}$ А/Вт
Анодная чувствительность (при $U_{\text{пит}} = 2,2$ кВ)	100 А/лм
Амплитудное разрешение	<11 %
Энергетический эквивалент собственным шумам	1,2 кВ
Ток на выходе	<300 мкА
Наработка	>2000 ч
Критерий оценки:	
анодная чувствительность (при $U_{\text{пит}} = 2,4$ кВ)	100 А/лм

ФЭУ-79

Фотоэлектронный умножитель с электростатической фокусировкой электронов для измерения предельно малых световых потоков в широкой области спектра. Применяется в астрономии, астрофизике и при спектральном анализе.

Фотокатод — сурьмяно-натриево-кальцево-цезиевый. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади катода 6 мм. Число каскадов усиления 11. Оформление — стеклянное, с полюсом (РШЗ2). Масса 150 г.

Схема соединения электродов, габаритный чертеж и типовая схема делителя напряжения, как у ФЭУ-37.

Основные данные

при $U_{\text{пит}} = 2,4$ кВ

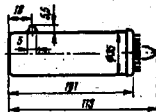
Область спектральной чувствительности	300—830 нм
Область максимальной спектральной чувствительности	400—440 нм
Чувствительность фотокатода	>120 мкА/лм
Анодная чувствительность:	
при $U_{\text{пит}} = 1,85$ кВ	100 А/лм
при $U_{\text{пит}} = 2,4$ кВ	1000 А/лм
Темновой ток (при $U_{\text{пит}} = 2,4$ кВ)	<4 · 10 ⁻⁹ А
Ток на выходе	<100 мкА
Порог чувствительности	<4 · 10 ⁻²⁰ лмг/п ^{1/2}
Наработка	>1500 ч
Критерий оценки:	
анодная чувствительность (при $U_{\text{пит}} = 2,5$ кВ)	100 А/лм

ФЭУ-83

Фотоэлектронный умножитель для преобразования световых сигналов в электрические.

Фотокатод — серебрино-кислородно-це-
зиевый полупрозрачный, спектраль-
ная характеристика № 1. Оптический
вход — торцевой. Диаметр рабочей
площади фотокатода 24 мм. Число
каскадов усиления 12. Оформление —
стеклянное, беспокольное (РШ38).
Масса 80 г.

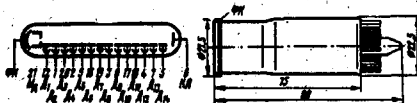
Схема соединения электродов и типовая
схема датчика напряжения, как у
ФЭУ-16.



Основные данные

Область спектральной чувствительности	400—1200 нм
Область максимальной спектральной чувствительности	650—850 нм
Чувствительность фотокатода	≥ 20 мкА/лм
Инфракрасная чувствительность фотокатода	≥ 13 мкА/лм
Анодная чувствительность:	
при $U_{пит} = 1,3$ кВ	1 А/лм
при $U_{пит} = 1,6$ кВ	10 А/лм
при $U_{пит} = 2,1$ кВ	100 А/лм
Темновой ток:	
при $U_{пит} = 1,3$ кВ	≤ 9 · 10 ⁻⁴ А
при $U_{пит} = 1,6$ кВ	9 · 10 ⁻⁷ А
при $U_{пит} = 2,1$ кВ	≤ 9 · 10 ⁻⁴ А
Ток анода	≤ 3 мА
Наработка	≥ 1000 ч

ФЭУ-112

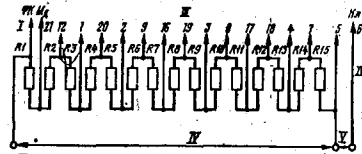


Фотоэлектронный умножитель для спектральных исследований в диапазоне длин волн 250—1100 нм.

Фотокатод — серебрино-кислородно-це-
зиевый. Оптический вход —
торцевой. Диаметр рабочей площади фотокатода 5 мм. Число
каскадов усиления 14. Оформление — стеклянное, беспокольное
(РШ40). Масса 25 г.

Основные данные

Область максимальной спектральной чувствительности	250—850 нм
Чувствительность фотокатода	≥ 15 мкА/лм
Спектральная чувствительность фотокатода при $\lambda = 1060$ нм	≥ 2,09 · 10 ⁻⁴ А/Вт
Анодная чувствительность (при $U_{пит} = 1,8$ кВ)	10 А/лм
Ток анода, среднее значение	≤ 10 ⁻⁴ А
Темновой ток	≤ 3 · 10 ⁻⁷ А
Порог чувствительности	≤ 5 × 10 ⁻¹¹ лм/Гц ^{1/2}
Напряжение питания	≤ 1,8 кВ
Нестабильность	≤ 18%
Наработка	≥ 1000 ч
Критерии оценки:	
порог чувствительности	≤ 7 × 10 ⁻¹¹ лм/Гц ^{1/2}
анодная чувствительность (при $U_{пит} = 2,0$ кВ)	10 А/лм



Типовая схема датчика напряжения ФЭУ-112. Датчики напряжения — резисторы. Сопротивление электродов датчика — К.

I — к катоду; II — к мультиплору; III — к анодам; IV — к анодам; V — к нагрузке; VI — к источнику питания

Продолжение табл. I

ФЭУ-113

Фотоэлектронный умножитель для преобразования световых сигналов в электрические. Регистрация излучения в области 300—1100 нм.

Фотокадод — кислородно-серебряно-цезиевый. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади фотокадоды 95 мм. Число каскадов усиления 12. Оформление — стальное, бесцокольное (РШ38). Масса 75 г.

Габаритный чертеж, как у ФЭУ-94, схема соединения электродов в типовая схема делителя напряжения, как у ФЭУ-16.

Основные данные

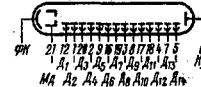
Область максимальной спектральной чувствительности	650—800 нм
Чувствительность фотокадоды (при $U_{пит} = 300 \pm 350$ В)	$> 2 \cdot 10^{-7}$ А/лм
Спектральная чувствительность фотокадоды:	
при $\lambda = 1060$ нм	$> 0,4 \cdot 10^{-8}$ А/Вт
при $\lambda = 910$ нм	$> 1,4 \cdot 10^{-8}$ А/Вт
Анодная чувствительность:	
при $\lambda = 1060$ нм	300 А/Вт
при $\lambda = 910$ нм	30 А/Вт
Ток анода, среднее значение	$\leq 5 \cdot 10^{-4}$ А
Темновой ток (при $U_{пит} = 1,8$ кВ)	$\leq 10^{-8}$ А
Порог чувствительности	$\leq 10^{-7}$ Вт
Напряжение питания	≤ 1900 В
Длительность импульса анодного тока	20 нс
Междуэлектродная емкость анода — остальные электроды	≤ 15 пФ
Наработка	> 2000 ч
Критерии оценки:	
анодная чувствительность при $\lambda = 1060$ нм	300 А/Вт
порог чувствительности	$\leq 6 \cdot 10^{-7}$ Вт

ФЭУ-114

Фотоэлектронный умножитель для спектрально-аналитических исследований в диапазоне длин волн 250—850 нм.

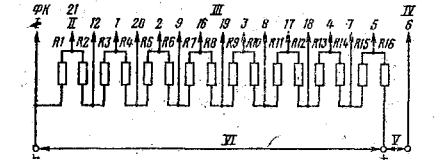
Фотокадод — сурьмяно-кальциевый-натриево-цезиевый. Оптический вход — торцевой. Диаметр рабочей площади фотокадоды 10 мм. Число каскадов усиления 14. Оформление — стальное, бесцокольное (РШ40). Масса 25 г.

Габаритный чертеж, как у ФЭУ-112.



Основные данные

Чувствительность фотокадоды (при $U_{пит} = 300 \pm 350$ В)	$> 6 \cdot 10^{-8}$ А/лм
Анодная чувствительность	30 А/лм
Спектральная чувствительность фотокадоды при $\lambda = 694$ нм	$> 1,02 \cdot 10^{-2}$ А/Вт
Спектральная анодная чувствительность при $\lambda = 694$ нм	$\leq 4,0 \cdot 10^{-4}$ А/Вт
Ток анода, среднее значение	$5 \cdot 10^{-4}$ А
Темновой ток (при $U_{пит} = 1,7$ кВ)	$\leq 5 \cdot 10^{-8}$ А
Напряжение питания	$\leq 1,7$ кВ
Длительность импульса анодного тока	17—19 нс
Время нарастания импульса анодного тока	3 нс
Эквивалент шума темнового тока	$\times 10^{-14}$ лм/Гц ^{1/2}
Нестабильность	$\leq 5\%$
Сопротивление изоляции между электродами	$\geq 10^{10}$ Ом
Наработка	≥ 1000 ч
Критерии оценки:	
анодная чувствительность (при $U_{пит} = 30$ А/лм, $1,9$ кВ)	30 А/лм
эквивалент шума темнового тока	$\leq 5 \cdot 10^{-14}$ лм/Гц ^{1/2}



Типовая схема делителя напряжения ФЭУ-114. Делитель напряжения — равнозначный. Сопротивление цепи делителя — R . I — к фотокадоду; II — к модулятору; III — к диодам; IV — к аноду; V — к нагрузке; VI — к источнику питания

Некоторые справочные данные о ФЭУ приведены в таблице I.

При выборе ФЭУ необходимо иметь в виду, что чем в более длинноволновую сторону простирается чувствительность, тем больше плотность термоэмиссионного тока (работа выхода меньше), шум, обусловленный флуктуациями последнего, и тем хуже порог чувствительности ФЭУ. Сам же термоэмиссионный ток пропорционален площади катода ФЭУ. Поэтому в случае, если в фотометрах возможно сфокусировать измеряемый световой поток на малую поверхность, целесообразно применение ФЭУ с малой площадью фотокатода.

Для работы в области длин волн короче 210 нм можно применить ФЭУ с сурьмяно-цезиевым катодом и окном, изготовленным из кварца. Такой ФЭУ чувствителен вплоть до длины волны 140 нм. Для регистрации ультрафиолетового излучения можно использовать и обычные ФЭУ со стеклянным окном. В этом случае на окно ФЭУ наносится слой подходящего люминофора. Под воздействием ультрафиолетовых лучей возникает люминесценция люминофора, которая и воспринимается ФЭУ.

Зависимость фототока от анодного напряжения фотозлемента для фиксированного значения падающего на фотокатод потока называется вольт-амперной характеристикой. Анодное напряжение, при котором происходит насыщение фототока, называется потенциалом насыщения. Напряжение питания выбирается так, чтобы оно было несколько больше, чем потенциал насыщения при максимальном потоке, который предполагается измерить (см. рис. 21).

Это относится и к ФЭУ, где напряжение между диодами также должно быть в области насыщения. При этом нужно иметь в виду, что сам анодный ток ФЭУ не насыщается, так как коэффициент вторичной эмиссии зависит от скорости падающих на диоды электронов, а последняя определяется напряжением между диодами.

Измерение очень слабых световых потоков, которые вызывают в фотозлементах анодный ток величины около и ниже 10^{-15} А при помощи электрометров постоянного тока затруднено. Поэтому для измерения очень слабых световых потоков применяют фотозлектронные умножители. В ФЭУ темновой анодный ток*, оп-

* Темновой ток ФЭУ обусловлен суммой следующих компонен-

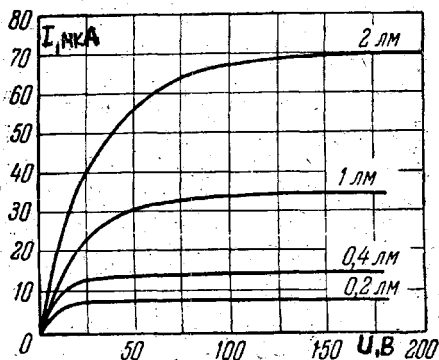


Рис. 21. Вольт-амперные характеристики вакуумных фотоэлементов.

ределаемый, в основном, термоэлектронной эмиссией фотокатода и первых диодов, равен 10^{-9} – 10^{-7} А и фототоки, подлежащие измерению, могут быть такого же порядка или даже меньше. Токи такой величины просто измеряются вольтметрами разных типов (ламповый, цифровой), входное сопротивление которых должно быть около 10^9 ом, или даже наноамперметрами (см. рис. 22 и 23).

В практикуме физики полупроводников и твердого тела применяются сконструированные в мастерских ТТУ В.Ребенком блоки питания ФЭУ (стабилизированные высоковольтные выпрямители на 1000–2000 В) вместе с ламповыми вольтметрами. Ламповый вольтметр в них по сути дела и есть усилитель постоянного тока, имеющий малый дрейф нуля (ниже 100 мВ во время рабо-

тов: 1) ток термоэлектронной эмиссии фотокатода и первых эмиттеров, усиленный умножительной системой; 2) токов утечки в анодной цепи ФЭУ; 3) ток автоэлектронной эмиссии электронов (разрядные токи), который существует при предельных напряжениях питания ФЭУ; 4) токов оптической и 5) ионной обратной связи (ускоренные электроны вызывают люминесценцию молекул остаточных газов и цезия, а также стекла колбы ФЭУ. Люминесцентное свечение, попадая на фотокатод, вызывает паразитную эмиссию электронов из катода и/или эмиттеров. Попадание положительных ионов, возникших из остаточных газов, на катод вызывает ионный эффект.

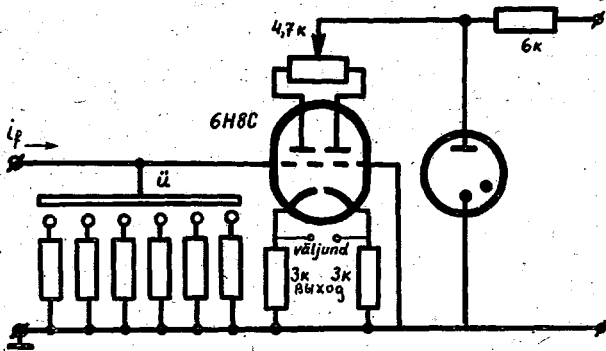


Рис. 22. Схема усилителя постоянного тока.

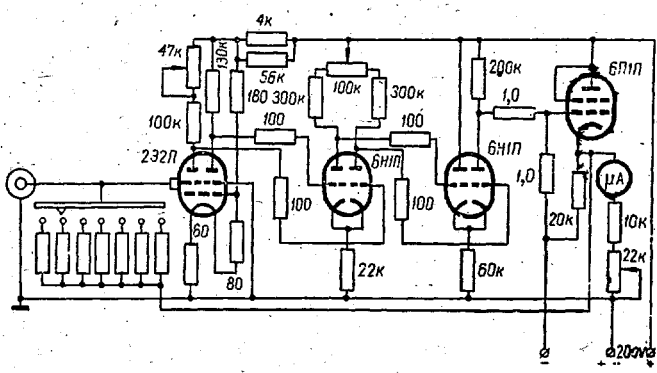


Рис. 23. Схема усилителя фотометра.

чего цикла) и предел измерения до 10 В. Усиление по напряжению равно единице. На выход его можно включить точный стрелочный вольтметр, самопишущий потенциометр или цифровой вольтметр с цифропечатающим устройством ЦПУ. Входное сопротивление усилителя, служащего одновременно выходным - нагрузочным сопротивлением ФЭУ (в большинстве аналоговичных прибо-

ров), может изменяться переключателем в широком диапазоне от 0,003 до 10 Гом, тем самым можно изменить чувствительность фотометра. На рис. 24 приведена блок-схема фотометра с ФЭУ. Указано на возможность включения на выход ФЭУ (на вход цифрового вольтметра) операционного усилителя К284УД1.

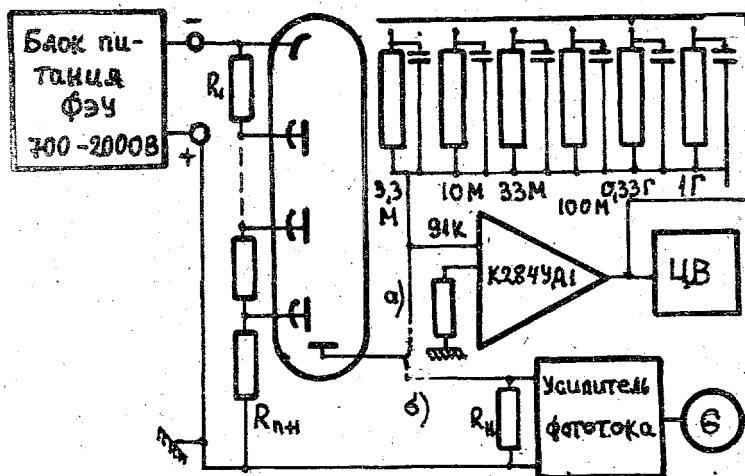


Рис. 24. Блок-схема фотометра. а - в режиме с операционным усилителем К284УД1; б - с ламповым усилителем. ЦВ - цифровой вольтметр, Г - гальванометр.

2.2. Связь между спектром излучения и фототоком ФЭУ

Блок-схема фотоэлектрического спектрофотометра для измерения спектров излучения источников света показана на рис. 25. Исследуемый световой поток поступает в монохроматор, оптическая система которого разделяет поток по длинам волн в плоскости выходной щели, а сканирующее устройство (рука оператора, автоматически управляемая следящая система с реверсивным мотором или система сканирования с шаговым двигателем, управляемым настольным ЭВМ) перемещает полученный спектр относительно выходной щели монохроматора.

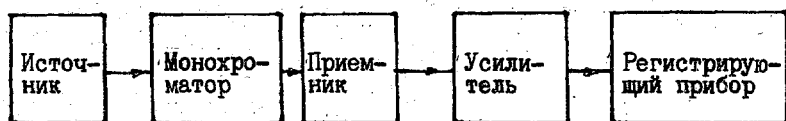


Рис. 25. Блок-схема спектрофотометра (первого типа).

Световой поток, прошедший через монохроматор, воздействует на приемник света (ФЭУ в нашем случае): возникающий фототок усиливается усилителем и поступает на регистрирующий прибор.

Спектр источника света описывается его яркостью - энергетической спектральной яркостью $B(\lambda)$, которая численно равна количеству излучения - световой энергии, заключенной в единичном интервале длин волн и проходящей в единицу времени через единичную площадь в единичном телесном угле. Следовательно, размерность яркости: энергия / (единица времени \times единица площади \times единица телесного угла \times единичный интервал длин волн).

Примечание: Вместо единичного интервала длин волн может стоять единичный интервал величины, нанесенной на оси абсциссы в линейном масштабе - единичный интервал частоты кванта света (энергия кванта света). Нужно твердо помнить, что яркость - это фотометрическая характеристика, которая полностью сохраняется, если свет проходит через абсолютно прозрачное пространство. Следовательно, изображение, построенное оптической системой с 100 %-ной пропусканием, имеет ту же яркость, что и объект, и все зрачки и диафрагмы в системе также имеют яркость источника. В нашем тексте подчеркнуто понятие спектральной плотности, а распределение по поверхности и по направлениям остаются на заднем плане.

Рассмотрим монохроматор с очень узкой входной щелью, который выделяет из исследуемого светового потока мощность, пропорциональную площади входной щели (и телесному углу ω , под которым виден источник через щель) $\Phi = \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega \int B(\lambda) d\lambda$ (Δl_1 - ширина щели и h - высота щели, ω - телесный угол). Разложенный монохроматором световой поток фокусируется на плоскость выходной щели в виде непрерывной цветной полоски

(в виде спектра). При этом каждой точке вдоль ширины щели соответствует своя длина волны.

В монохроматоре свет, кроме того, претерпевает множество отражений и частично также поглощается весьма толстыми слоями стекла призмы и линз в монохроматоре с линзовой оптикой или зеркалами в зеркальном монохроматоре, вследствие чего часть мощности света теряется. Охарактеризуем это качество монохроматора пропусканием монохроматора $k(\lambda)$. В инфинитезимальном интервале длин волн $d\lambda$ мощность светового потока $k(\lambda) \cdot B(\lambda) d\lambda \cdot \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega$, падающего на фотокатод ФЭУ, который находится за выходной щелью монохроматора, вызывает инфинитезимальный фототок ФЭУ величиной $d i(\lambda) = \chi(\lambda) \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega \cdot B(\lambda) \cdot k(\lambda) d\lambda$ ($\chi(\lambda)$ - спектральная чувствительность ФЭУ). Фототок, вызванный всем световым потоком, который выходит через выходную щель из монохроматора и длины волны которого ограничены значениями λ_1 и λ_2 , соответствующих "левому" и "правому" краям x_1 и x_2 , открытой до ширины l_2 выходной щели, равен:

$$i = \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \chi(\lambda) k(\lambda) B(\lambda) d\lambda. \quad (42)$$

От интегрирования по длинам волн переходим к интегрированию по пространственной координате вдоль ширины выходной щели, связывая $d\lambda$ с dx при помощи линейной дисперсии монохроматора (при этом $\Delta l_2 = x_2 - x_1$)

$$d\lambda = \frac{1}{\varphi(x)} dx. \quad (43)$$

Получим

$$i = \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega \int_{x_1}^{x_2} \chi(\lambda) k(\lambda) B(\lambda) \frac{1}{\varphi(x)} dx. \quad (44)$$

Так как в этой узкой области длин волн спектральная чувствительность $\chi(\lambda)$, дисперсия $\varphi(\lambda)$, потери света в монохроматоре - пропускание $k(\lambda)$ и спектральная яркость $B(\lambda)$ меняются мало, то их можно вынести за знак интегрирования с аргументом λ_0 , соответствующим шкале монохроматора (соответ-

ствующим длине волны потока, фокусированного симметрично на выходной щели). Ограничение, наложенное на скорость изменения $B(\lambda)$ с длиной волны, является условием сплошного спектра, т.е. полуширина исследуемого спектра должна быть значительно больше полуширины аппаратной функции (см. [20, стр. 42]) спектрального прибора.

Получим

$$i(\lambda_0) = \Delta l_1 \cdot h \cdot \omega \cdot \gamma(\lambda_0) k(\lambda_0) B(\lambda_0) \frac{1}{\varphi(\lambda_0)} \int_{x_1}^{x_2} dx =$$

$$= \gamma(\lambda_0) k(\lambda_0) B(\lambda_0) \cdot \frac{1}{\varphi(\lambda_0)} \Delta l_1 \Delta l_2 \cdot h \cdot \omega = \Gamma(\lambda_0) B(\lambda_0).$$
(45)

При одинаковой ширине обеих щелей ($\Delta l_1 = \Delta l_2$) выходящий из монохроматора световой поток как и фототок ФЭУ пропорционален квадрату ширины щели, т.е.

$$i(\lambda_0) = \gamma(\lambda_0) k(\lambda_0) B(\lambda_0) \frac{1}{\varphi(\lambda_0)} \Delta l^2 \cdot h \cdot \omega.$$
(46)

Полученная нами формула показывает, что для определения спектра источника излучения нужно либо знать*, либо исключить методом измерения параметры, характеризующие монохроматор и ФЭУ, и которые вместе взятыми можно условно назвать спектральной чувствительностью прибора $\Gamma(\lambda_0)$

$$i(\lambda_0) = \Gamma(\lambda_0) B(\lambda_0)$$
(47)

аналогично понятию чувствительности приемников света.

* Величины спектральной чувствительности ФЭУ $\gamma(\lambda)$, пропускания монохроматора $k(\lambda)$ и линейной дисперсии монохроматора $\varphi(\lambda)$ можно экспериментально определить, но это довольно сложная задача. Первая из них требует наличия приемника света с известной относительной спектральной чувствительностью (в качестве такового можно применить проверенный на нейтральность болометр или термостолбик). Для монохроматора УМ-2 поглощение определили А.Паз и И.Раммо [23] на кафедре экспериментальной физики ТГУ (см. рис. 26). Определение линейной дисперсии

Функция $\Gamma(\lambda_0)$ определяется, как правило, методом сравнения, т.е. кроме измерения фототока от исследуемого источника в зависимости от длины волны $i_x(\lambda_0)$ измеряется также в зависимости от длины волны фототок $i_0(\lambda_0)$, вызванный источником света, спектр которого $B_0(\lambda_0)$ считается известным и

$$\Gamma(\lambda_0) = \frac{i_0(\lambda_0)}{B_0(\lambda_0)} \quad (47a)$$

Спектр исследуемого источника $B_x(\lambda_0)$ получается из этих данных следующим образом

$$B_x(\lambda) = \frac{B_0(\lambda)}{i_0(\lambda)} \cdot i_x(\lambda) = \frac{1}{\Gamma(\lambda)} \cdot i_x(\lambda). \quad (48)$$

представляет собой наиболее легкую задачу. Для этого необходимо лишь точно измерить кривую калибровки монохроматора по длинам волн.

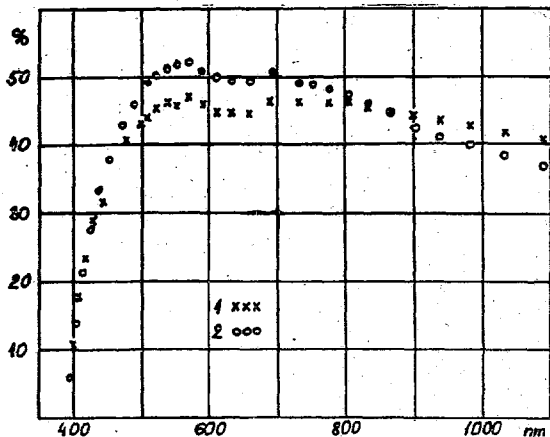


Рис. 26. Пропускание двух разных монохроматоров УМ-2, измеренное А. Наз и И. Раммо на кафедре экспериментальной физики ТГУ.

2.3. 0 спектре сравнения

Спектральный состав и законы излучения точно определены только для полного источника (абсолютно черное тело). Применение же абсолютно черного тела в качестве рабочего стандарта для повседневных измерений затруднительно. Абсолютно черное тело используется как главный эталон для основных световых и цветовых измерений.

Для практических целей в качестве рабочего эталона применяются лампы накаливания с вольфрамовой лентой или спиралью. Основное преимущество вольфрамовой лампы состоит в том, что в видимой области спектра характер излучения остается весьма близким (с точностью до постоянного множителя) к излучению черного тела, при температуре, отличной от температуры источника и называемой эквивалентной цветовой температурой (см. стр. 20).

Светоизмерительные лампы (обозначаются буквами СИ) [24, стр. 331] удобны в использовании, так как спираль просто нагревается током до необходимого режима и поддерживает этот режим часами (поддерживает температуру постоянной и вместе с ней и спектральный состав излучения). Но недостаток ламп накаливания и вообще всех реальных источников излучения (в противоположность черному телу) заключается в том, что интенсивность излучения и его спектральный состав (спектральное распределение) не могут быть получены теоретически.

Стандартный источник белого света (источник А) осуществляется оценкой его излучения, т.е. определяется распределение интенсивности излучения в спектре эталонной лампы (определяется при помощи точных методов спектральная плотность излучения) (см. определение стр. 67), т.е. это распределение сравнивается с излучением черного тела точным фотометрическим методом. Последним методом осуществления эталона исключаются такие существенные факторы, влияющие на спектр лампы, как поглощение стекла колбы лампы, конструктивные особенности вольфрамовой нити и т.д. Однако до сих пор в нашем распоряжении нет таких эталонных ламп (рабочих стандартных световых источников для измерения спектров излучения), спектр которых был бы точно задан в виде таблицы или графика.

К сожалению, расчетный путь определения спектра накаливаемого вольфрама по формуле Планка с помощью известной эквивалентной цветовой температуры годится только для видимой области (об этом говорит уже само слово "цветовая" температура). Вне области длин волн 480-680 нм погрешность превышает несколько процентов. Возможные ошибки особенно велики в ультрафиолетовой области из-за более резкой зависимости эмиссии вольфрама и поглощения колбы лампы от длины волн.

Полурасчетный путь нахождения точного спектра лампы, исходя из истинной температуры (при помощи соответствующих таблиц (см. табл. 2) можно по цветовой температуре определить истинную температуру вольфрамовой нити лампы) и эмиссии вольфрама (табл. 3), вызывает также некоторые сомнения. Это обусловлено зависимостью эмиссии вольфрама от конкретного конструктивного оформления нити, т.е. отсутствием единых экспериментальных данных об эмиссии вольфрама.

Таблица 2

Пирометрические параметры вольфрама

Истинная температура, К	Яркая температура	Цветовая температура
1	2	3
1000	966	1006
1100	1058	1108
1200	1149	1210
1300	1240	1312
1400	1330	1414
1500	1420	1517
1600	1509	1619
1700	1597	1722
1800	1648	1825
1900	1771	1929
2000	1857	2033
2100	1943	2137
2200	2026	2242
2300	2109	2347
2400	2192	2452

1	2	3
2500	2274	2557
2600	2356	2663
2700	2437	2770
2800	2516	2878
2900	2595	2986
3000	2673	3094
3100	2750	3202
3200	2827	3311
3300	2903	3422
3400	2978	3433
3500	3053	3646
3665	3165	3817

В настоящей работе применяется либо метод расчета спектра сравнения эталонного источника на основе известной цветовой температуры либо на основе истинной температуры и монохроматической испускательной способности (эмиссии). Эти данные можно найти в таблице 3.

Законом излучения Планка в форме

$$E(\lambda, T) = \frac{2c_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{c_2/\lambda T} - 1} = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (50)$$

где $c_1 = hc^2$, $c_2 = hc/k = hcN/R = 1,4389 \cdot 10^4$ мкм. град, c — скорость света, h — постоянная Планка, N — число Ломмита, R — газовая постоянная, задана спектральная плотность излучения черного тела [22]. Размерность этой величины — (мощность)/(поверхность, телесный угол, интервал длин волн) (см. стр. 67). В этой формуле λ — длина волны в мкм, T — температура излучающей поверхности в К. По видимому, ее можно называть и энергетической спектральной яркостью.

Спектральную плотность излучения $B(\lambda, T)$ нечерного тела получают, умножая спектральную плотность излучения черного

Таблица 3

Значения спектральных коэффициентов излучения
вольфрама

Температура, К	Длина волны, мк											
	0,3	0,38	0,467	0,665	0,8	1,0	1,5	1,8	2,0	2,5	3,0	4,0
1200	0,503	0,495	0,482	0,452	0,428	0,390	0,275	0,177	0,148	0,127	0,116	0,100
1500	0,502	0,492	0,476	0,445	0,442	0,385	0,280	0,191	0,164	0,145	0,132	0,115
1800	0,500	0,488	0,472	0,439	0,417	0,382	0,284	0,206	0,180	0,161	0,148	0,127
2000	0,498	0,485	0,469	0,435	0,414	0,380	0,287	0,215	0,191	0,170	0,156	0,135
2200	0,496	0,482	0,466	0,431	0,410	0,378	0,290	0,225	0,201	0,180	0,167	0,144
2500	0,493	0,477	0,462	0,425	0,405	0,375	0,295	0,240	0,217	0,195	0,180	0,155
2600	0,492	0,476	0,460	0,423	0,403	0,373	0,297	0,245	0,222	0,200	0,184	0,159
2700	0,491	0,475	0,459	0,421	0,401	0,372	0,298	0,249	0,228	0,205	0,188	0,163
2800	0,490	0,473	0,458	0,419	0,399	0,371	0,299	0,254	0,233	0,210	0,192	0,167
2900	0,489	0,472	0,456	0,417	0,398	0,370	0,300	0,259	0,239	0,215	0,197	0,170
3000	0,488	0,470	0,455	0,415	0,396	0,368	0,302	0,264	0,245	0,220	0,200	0,173
3200	0,486	0,468	0,452	0,411	0,392	0,366	0,305	0,273	0,255	0,231	0,208	0,180
3400	0,484	0,415	0,450	0,407	0,388	0,363	0,308	0,283	0,265	0,241	0,216	0,186

где при той же температуре на излучательную способность $\varepsilon(\lambda, T)$ данного материала

$$B(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot E(\lambda, T) \quad (51)$$

Это энергия, излучаемая единицей поверхности источника внутри единицы телесного угла в пределах единицы длин волн (с центральной длиной волны λ) в единицу времени (мощность).

В случае нашей задачи, когда определяются не абсолютные значения функции спектральной плотности исследуемого источника, а только относительный спектральный ход этой зависимости, не зависящий от длины волны множитель в формуле Планка не играет роли.

2.4. 0 методике измерения

Светоизмерительные лампы следует питать постоянным током, а контроль за режимом необходимо проводить по напряжению (напряжение и ток питания ламп СИ даны в прилагаемых к лампам паспортах), а не по току. Изменение напряжения на 1% обуславливает изменение светового потока на 3,5%, тогда как изменение тока на 1% меняет поток на 6-7% (при этом следует сказать, что относительное изменение спектра во всей видимой области будет значительно меньше этой величины).

Градуировка установки, состоящей из монохроматора и приемника, производится при освещении входной щели эталонной (образцовой) лампой с помощью пластинки с окисью магния (рис. 27г).

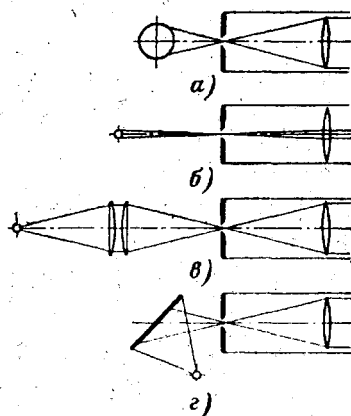


Рис. 27. Различные случаи освещения щели: а - равномерно светящимся протяженным и близко расположенным источником (коллиматор заполнен); б - малым и удаленным источником (узкий пучок); в - с помощью конденсора, создающего изображение источника в плоскости щели и заполняющего коллиматор; г - через рассеивающую пластинку.

В пределах диапазона, охватываемого одним приемником, отсчеты выходного прибора меняются во много раз. Определить их с хорошей точностью в одном масштабе трудно. При измерениях разных участков зависимости $I(\lambda)$ рационально подбирать оптимальную чувствительность системы монохроматор-умножитель, меняя или напряжение питания ФЭУ, либо величину нагрузочного сопротивления ФЭУ (входное сопротивление лампового вольтметра) или даже ширину щелей (при уменьшении отсчетов выходного прибора ниже $1/3$ величины полной шкалы, необходимо увеличить чувствительность усилителя или увеличить ширину щели, либо повысить напряжение питания ФЭУ и довести показания выходного прибора до конца шкалы). При обработке данных все отсчеты могут быть приведены к одному масштабу по крайним точкам, общим для смежных участков. Гораздо лучше, однако, обеспечить некоторое перекрытие участков измерения так, чтобы коэффициент приведения можно было определить по нескольким парам точек. Степень совпадения коэффициентов между собой служит хорошим показателем точности полученных результатов.

Если расхождение между отдельными коэффициентами перехода носит систематический характер, т.е. они растут или падают с увеличением длины волны (с уменьшением длины волны), то это указывает на нелинейность системы. Этот прием перекрытия смежных участков измерения получил широкое применение. В настоящее время, когда доступны точные цифровые вольтметры с большим динамическим диапазоном (до 5 значащих цифр), описанный выше прием иногда теряет свое значение.

Сложнее обстоит дело с измерением спектров в УФ и в ближней ИК областях, так как для этих областей нет надежных эталонов спектральной плотности излучения. Некоторые приемы описаны в [8, стр. 51-65]. Один из них независимо от [8] использовался и нами [9] при измерениях спектров свечения в ближней ИК области.

Можно, во-первых, выбрать лампу, для которой следует ожидать большей близости к абсолютно черному телу, чем у обыкновенных светоизмерительных ламп. Такой лампой, в частности, является СЦ62 (12В, 100 Вт), тело накала которой имеет вид конической спирали: для излучения от внутренней по-

Верхности конуса можно ожидать большей "черноты", чем от обычной спирали. Цветовую температуру ламп СЦ62 можно определить в видимой области путем сравнения с образцовыми (эталонными) лампами спектрального распределения (для которых в паспорте задано спектральное распределение), а затем полученную для этой температуры кривую спектральной плотности излучения экстраполировать в инфракрасную область (т.е. считать эту лампу черным телом, определить его спектр, по спектру - температуру внутренности конической вольфрамовой спирали).

Второй путь опирается на ленточные лампы. Определяется тем же способом цветовая температура лампы СИ (она обычно дается в паспорте лампы одновременно с условиями питания лампы), по ней можно найти истинную температуру ленты при помощи соответствующих таблиц для вольфрамовой ленты (см. табл. 2 и 3). Для истинной температуры рассчитывается спектральная плотность абсолютно черного тела, которая умножается на спектральные коэффициенты (излучательную способность или эмиссию) излучения вольфрама. Излучательная способность вольфрама определена в [25]. Эти данные можно найти в книге [24] и они приведены в таблице 3 на стр. 74.

3. Люминесценция

Основной нашей задачей является практическое ознакомление с методикой измерения сплошных спектров излучения источников. Но так как мы демонстрируем это на примере измерения спектров люминесценции кристаллофосфоров, то необходимо знать основные понятия о люминесценции этих веществ.

Люминесценция - это спонтанное излучение, представляющее собой избыток над температурным излучением и характеризующееся длительностью, существенно превышающей период световых колебаний. Люминесценцию иногда называют холодным свечением (избыток над температурным излучением), но к классу холодного свечения принадлежат и излучение Вавилова-Черенкова, рассеянный

свет и тормозное излучение. Для процесса люминесценции, однако, существенна задержка системы в возбужденном состоянии на время, значительно превышающее период световых колебаний (10^{-15} с). Таким образом, между актами поглощения и излучения происходят те или иные промежуточные процессы, простейшим из которых является переход электронов (чаще всего безызлучательный — не сопровождающийся испусканием излучательных квантов) с первоначального уровня возбуждения на более низко расположенный возбужденный уровень.

Понятие люминесценции относится не к отдельным излучающим атомам или молекулам, а к их совокупностям — телам, поскольку элементарные акты возбуждения молекул и испускания квантов света в случае теплового излучения и люминесценции могут быть совершенно одинаковыми.

Величина отклонения от теплового излучения определяется процессами преобразования энергии возбуждения внутри тела и, в частности, передачей ее от места поглощения к центрам. Поэтому при изучении люминесценции нельзя ограничиться рассмотрением переходов (квантовых переходов с одного уровня энергии на другой), приводящих к испусканию света, а необходимо исследовать весь процесс в целом, начиная с момента поглощения энергии возбуждения. Излучение люминесценции позволяет не только выяснить строение тех образований, которые ответственны за излучение (обычно их называют центрами люминесценции), но также исследовать, каким образом энергия передается по люминесцирующему телу и как она запасается в нем.

3.1. Типы люминесценции

Люминесценцию можно классифицировать по видам возбуждения. Различают фото-, катодо-, рентгено-, электро- и т.д. люминесценцию.

Люминесцировать могут твердые, жидкие и газообразные тела.

Процессы во время люминесценции можно разбить на следующие три основные стадии:

1) поглощение возбуждающей энергии и переход тела в неравновесное (возбужденное) состояние;

2) преобразование энергии возбуждения внутри тела и

3) испускание света и переход тела в равновесное состояние

Первые две стадии всегда зависят от способа возбуждения. Последняя стадия зависит от него не всегда. В большинстве твердых тел и жидких веществ последняя стадия определяется в основном строением центров люминесценции. Спектр люминесценции всего тела в общем случае представляет собой сумму спектров центров люминесценции всех видов, которые содержатся в этом теле.

Энергия возбуждений, поглощенная телом, обычно не переходит целиком в энергию света люминесценции. Часть ее остается в теле и нагревает его. Отношение энергии, испущенной телом в виде света (квантов) люминесценции, к поглощенной энергии возбуждения называют энергетическим выходом люминесценции. Выход фотолюминесценции кристаллофосфоров может достигать порядка 0,5-0,7 [26].

Люминесценция обладает длительностью (по определению по меньшей мере длительностью, превышающей период световых колебаний), так как на преобразование энергии внутри люминесцирующего тела требуется некоторое время. Одни вещества перестают светить через 10^{-8} с после прекращения возбуждения, а другие продолжают слабо светиться даже через сутки. Медленно затухает свечение тех веществ, в которых либо переходы, приводящие к испусканию света, "запрещены", либо на какой-то стадии преобразования энергии возбуждения требуется энергия активации.

3.2. Фотолюминесценция кристаллофосфоров

3.2.1. Описание рекомбинационной люминесценции при помощи зонной схемы полупроводников

Рассмотрим главным образом фотолюминесценцию кристаллофосфоров, а именно полупроводники, способные люминесцировать. Главной особенностью кристаллофосфоров является то, что их свечение носит рекомбинационный характер. Это значит, что при возбуждении люминесценции кристаллофосфора происходит отрыв заряда от центра люминесценции и перемещение его по крайней мере на расстояние в несколько постоянных решет-

ки. При последующем воссоединении заряда с тем или иным ионизованным центром происходит испускание света. Между актом отрыва заряда от центра свечения и актом его рекомбинации с каким-либо центром свечения проходит иногда много времени, в течение которого этот заряд блуждает по кристаллу, задерживаясь время от времени на неоднородностях кристаллической решетки (будет захвачен ловушками, образованными примесными дефектами, — дефекты замещения и внедрения или собственные дефекты решетки).

Люминесценция кристаллофосфоров описывается при помощи зонной схемы полупроводника с примесями. Кроме того, для объяснения стоковых потерь и конечной полуширины спектра люминесценции прибегают к модели потенциальных кривых.

Если носитель может эмиттироваться дефектом только в ту зону, из которой он был захвачен, а переходы из другой зоны запрещены правилами отбора, то такой дефект называется центром прилипания, или ловушкой. Электрон, захваченный ловушкой из зоны проводимости, не может непосредственно перейти в валентную зону. Участие такого электрона в других переходах становится возможным только после обратного заброса его в зону проводимости. То же самое справедливо относительно дырок, захваченных ловушками из валентной зоны. Единственный переход, который они могут совершить, находясь в ловушке, это возвращение в валентную зону.

С целью конкретности рассмотрим сульфидные фосфоры (кристаллофосфоры класса $ABVU$). Этот важнейший класс кристаллофосфоров состоит из сульфидов, селенидов и теллуридов цинка и кадмия. Если рассматривать ZnS как ионный кристалл, состоящий из положительных двухзарядных ионов Zn и отрицательных ионов серы S , то замещение иона Zn^{2+} ионом серебра Hg должно привести к образованию примесного дефекта с нехваткой положительного заряда, т.е. дефекта с эффективным отрицательным зарядом; такой дефект обозначают символом Hg_{Zn}^- . Поскольку кристалл остается нейтральным, то следует предположить образование компенсирующих положительно заряженных дефектов. Они могут создаваться, например, ионами Cl поставщиком которых является при получении ZnS люминофора хлорид — плавень $NaCl$ или $MgCl_2$. Замещая ион серы S^{2-} ,

хлор вследствие нехватки отрицательного заряда дает эффективно положительно заряженный дефект, обозначаемый символом Cl_2^+ . Если допустить, что никакие другие дефекты не образуются, то для обеспечения электронейтральности кристалла концентрации Ag и Cl должны быть равны

$$[Ag] = [Cl].$$

Кристаллофосфор — это полупроводник (диэлектрик), энергетический спектр электронов которого состоит из разрешенных уровней (энергетических зон и примесных уровней в запрещенной зоне), из которых нас интересует зона проводимости и валентная зона, разделенные запрещенной зоной. Такой кристалл не может поглощать фотоны, энергия которых меньше ширины запрещенной зоны ΔE . В активированных люминофорах вблизи эффективно заряженных дефектов, таких как Ag , Cu и др. вследствие их отталкивающего действия минимальная энергия, необходимая для перехода электрона в зону проводимости, уменьшается. Это эквивалентно тому, что в запрещенной зоне над "потолком" валентной зоны появляется энергетический уровень, расстояние от которого до зоны проводимости меньше, чем ΔE . Оказавшийся на таких уровнях электрон принадлежит к возмущенной примесью области кристалла (дефекту), а не всему кристаллу в целом как электрон или дырка в разрешенных зонах.

Примерное соотношение элементарных актов, происходящих при люминесценции кристаллофосфоров, приведено на рис. 28. Рисунок изображает зонную схему, т.е. энергетические уровни фосфора. По вертикали отложена энергия электрона (для электронов она растет вверх, для дырок вниз), а по горизонтали — некая величина, символизирующая собой координату. Расстояние по горизонтали на рисунке не соответствует никакому расстоянию в реальном кристалле, а просто обозначает, что соответствующие процессы могут происходить в разных местах кристалла. В соответствии с этим локальные уровни (они локализованы в определенных местах кристалла — у примесных ионов и у других дефектов кристалла) изображены короткими черточками, а зоны сплошными длинными линиями. I — обозначает зону проводимости (I' — уровни вблизи ее дна, а I'' — уровни где-

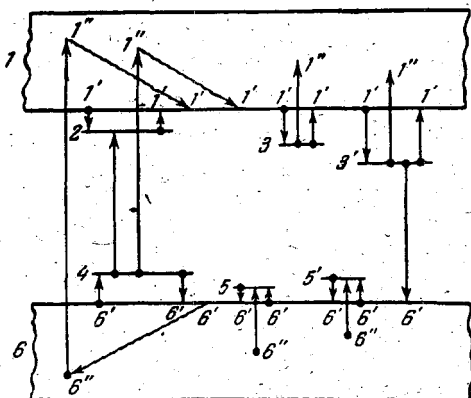


Рис. 28. Переходы электронов в кристаллофосфорах.

нибудь в середине); 2 - возбужденный уровень центра люминесценции; 3 и 3' - уровни электронных ловушек (они бывают разной глубины); 4 - основной уровень центра люминесценции; 5 и 5' - уровни дырочных ловушек (они тоже бывают разной глубины) и 6 - валентную зону (6' - уровни вблизи ее дна, а 6'' - где-нибудь в середине). Стрелки обозначают переходы электронов. Дырки совершают переходы в обратном направлении. Волнистые наклонные стрелки обозначают потерю энергии свободными электронами (и дырками) при взаимодействии с колебаниями решетки.

На рисунке указаны далеко не все возможные процессы, а только главнейшие из них. Предполагается, что кванты света испускаются только после рекомбинации свободных электронов с дырками и притом только с теми, которые расположены (захвачены) на ловушках одного сорта. Эти ловушки называются центрами люминесценции (иногда центрами активатора, поскольку для их создания в кристаллическую решетку обычно вводят специальную примесь - активатор). Активатором в цинксульфидных фосфорах могут быть примеси серебра, меди, золота и многие другие.

Рекомбинация может происходить, вообще говоря, на разных ловушках. Если эта рекомбинация сопровождается испусканием

квантов света, то говорят, что кристаллофосфор содержит несколько сортов центров люминесценции.

Если рассматривать на базе рис. 28 фотолюминесценцию, то возбуждение фосфора начинается с поглощения света. Оно может происходить либо в центрах активатора (переходы 4-2 и 4-I"), либо в основной решетке (6"-I"). При поглощении света в основном веществе (зона-зонный переходы) происходит образование свободных электронов и дырок, которые очень быстро приобретают (теряют лишнюю энергию) кинетическую энергию, соответствующую температуре кристалла и "доходят" до края соответствующей зоны (переходы I"-I' для электронов и 6"-6' для дырок). Более длинноволновый свет может вызывать электронные переходы внутри центра люминесценции (4-2) или с центра в зону проводимости (4-I"). В первом случае возникает промежуточное возбужденное состояние центра люминесценции 2, от которого может происходить или ионизация (2-I), или возвращение в основное состояние с излучением, (2-4) называется тогда флуоресценцией. Особенностью поглощения непосредственно центрами люминесценции является то, что дырки остаются на центрах люминесценции (4), т.е. центры люминесценции остаются в ионизованном состоянии. Нужно отметить, что и при возбуждении в основном веществе (зона-зонная переходы) дырки в конце концов тоже попадают на центры люминесценции (4-6), т.е. центры люминесценции в итоге тоже оказываются ионизованными, но до этого дырки могут несколько раз побывать в более мелких дырочных ловушках (около потолка валентной зоны) и освободиться из них (5-6). Электроны, вырванные светом из центров люминесценции, могут рекомбинировать с ионизованными центрами или попасть на электронные ловушки (I-3 и I-3').

Конечной стадией возбуждения при поглощении возбуждающего света как центрами люминесценции, так и основным веществом является состояние, когда центры люминесценции (центры активатора) ионизованы (часть из них), а оторванные от них электроны захвачены ловушками. Такое состояние называется возбужденным. Про фосфор, находящийся в таком состоянии, говорят, что он запас световую сумму.

Освобождение электронов из ловушек (3-I) и (3'-I) может происходить как благодаря тепловым колебаниям, так и при по-

глошении падающего на фосфор света. Переходы центра люминесценции в основное состояние сопровождаются излучением (2-4).

Непосредственная рекомбинация свободных электронов со свободными дырками (переход I-6) маловероятна как из-за малости концентрации свободных зарядов по сравнению с концентрацией локализованных, так и из-за того, что непосредственные переходы электронов с нижней части зоны проводимости на верхние уровни валентной зоны (с дырками на этих уровнях валентной зоны) бывают запрещены правилами отбора по импульсу.

3.2.2. Модель потенциальных кривых

Зонная модель не учитывает колебательного движения атомов (ионов) кристалла. Она позволяет интерпретировать процессы, связанные с миграцией электронов и дырок. При изучении внутрицентровых процессов (т.е. самого акта поглощения и испускания кванта) колебаниями решетки пренебречь нельзя. Учесть влияние колебаний ионов кристалла можно при помощи модели потенциальных кривых. Для объяснения ее основных принципов целесообразно вначале рассмотреть энергетические уровни двухатомной молекулы. Пусть в молекуле имеется основной электронный уровень (состояние) энергии и возбужденный уровень. Но энергия системы зависит кроме электронного состояния также от взаимного расположения атомов (ионов) молекулы. Последние совершают малые тепловые колебания друг относительно друга около равновесного положения (расстояние, на котором силы отталкивания уравновешены силами притяжения между атомами).

Вспомним из курса твердого тела, что при уменьшении расстояния между атомами растут силы отталкивания (электронные облака обоих атомов ввиду принципа Паули не могут проникать друг в друга без увеличения их кинетической энергии и это вызывает силы отталкивания). При смещении атомов от положения равновесия потенциальная энергия системы растет. В сторону равновесия действует квазиупругая сила F , пропорциональная смещению x от положения равновесия,

$$F = -kx$$

Дифференциальный закон изменения потенциальной энергии такой системы следующий (при малых смещениях от равновесия это движение аналогично движению маятника):

$$dE = -F dx \quad (52)$$

а в интегральном виде:

$$E = \int_0^x Kx dx = \frac{Kx^2}{2}. \quad (53)$$

Получается, что потенциальная энергия двухатомной молекулы пропорциональна квадрату смещения от положения равновесия.

Такое движение является колебанием гармонического осциллятора. Графическое изображение этой зависимости дает потенциальную кривую двухатомной молекулы. Аналогично получается потенциальная кривая для основного и возбужденного состояния атома (рис. 29). В последнем случае электрон возбужден на первое возбужденное состояние. Так как электронное облако возбужденных ионов при этом отличается от такового в основном состоянии, то изменяется равновесное положение ионов - в случае двухатомной молекулы - расстояние между ними. Согласно квантовой механике колебательные состояния, также как и электронные состояния простого атома имеют ряд дискретных значений. Их можно изобразить горизонтальными линиями на потенциальных диаграммах (уровни колебательных состояний). При этом существенно и то обстоятельство, что наиболее длительно система находится в крайних положениях диаграмм потенциальных кривых - около конфигурации ионов, где потенциальная энергия системы максимальная, а кинетическая равна нулю, т.е. скорость ионов равна нулю. Поэтому электронные переходы начинаются и кончатся на **самых** потенциальных кривых, исключением при этом является состояние при нулевой температуре, когда система имеет нулевые колебания и когда переходы начинаются с минимума потенциальной кривой (с равновесного положения ионов). Квантомеханически это положение находит объяснение при анализе координатной зависимости колебательных

волновых функций. Волновые функции для колебания с квантовыми числами, отличными от нуля, имеют максимум при крайних значениях колебательной координаты, а для нулевых колебаний — при равновесном положении ионов (у минимума потенциальной кривой). Волновую функцию системы можно представить в виде произведения электронной и ядерной частей. Интенсивность квантовых переходов определяется матричным элементом для дипольного перехода, а последний пропорционален интегралу перекрытия колебательных волновых функций исходного и конечного состояний. Последний интеграл и имеет максимум для указанных выше переходов.

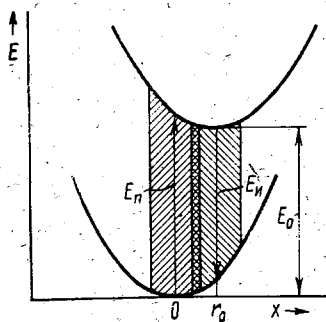


Рис. 29. Модель потенциальных кривых.

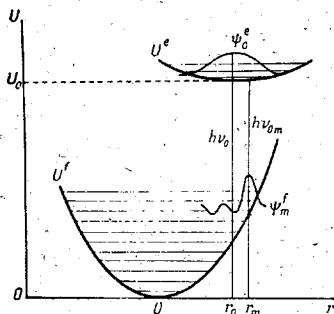


Рис. 30. Модель потенциальных кривых для расчета спектров излучения. ν_0 — частота максимума полосы; ν_{0m} — одна из возможных частот излучения.

На рисунке 30 представлены потенциальные кривые для расчета спектра излучения. Показаны также зависимости колебательных волновых функций от координаты. Для нулевых колебаний колебательная волновая функция ψ_0^e имеет максимум у минимума потенциальной кривой (на рисунке это показано для возбужденного электронного состояния). Колебательная волно-

вая функция для колебаний с квантовым числом, отличным от нуля (функция Ψ_n), имеет максимум при крайнем значении конфигурационной координаты.

Переход валентного электрона при поглощении кванта возбуждающей радиации в возбужденное состояние, как правило, вызывает изменение сил взаимодействия между атомами, образующими осциллятор. Поэтому положения равновесия для потенциальных кривых основного и возбужденного электронного состояния не совпадают. На рисунках 29 и 30 начало отсчета конфигурационной координаты находится в минимуме потенциальной кривой основного состояния. Минимум потенциальной кривой возбужденного состояния сдвинут на L_0 . Кроме того, изменяется и величина силовой константы. Обычно ветвь параболы, отвечающей возбужденному электронному состоянию, оказывается более полой. В основу электронных переходов в такой системе кладется принцип Франка-Кондона, согласно которому электронный переход происходит настолько быстро, что относительное положение ядер (характеризуемое не вполне строго определенной конфигурационной координатой), соответствующее исходному электронному состоянию, не успевает измениться. Поэтому на энергетической диаграмме конфигурационных координат электронные переходы изображаются вертикальными стрелками от одной потенциальной кривой до другой. Так как комнатной температуре соответствует средняя энергия $kT = 25$ мэВ, а колебательные кванты не слишком отличаются от этой величины, то большинство систем (центров люминесценции) находятся вблизи равновесной конфигурационной координаты для данного электронного состояния (основного или возбужденного). Стрелка, направленная вверх, отвечает поглощению кванта возбуждающего света (стрелка E_{II} на рис. 29). Стрелка, направленная вниз, отвечает испусканию кванта люминесценции (стрелка E_{I} на рис. 29). Так как минимумы потенциальных кривых, описывающих основное и возбужденное состояния, часто смещены друг от друга, то после квантового перехода (электронного перехода) конфигурация ионов центра (конфигурационная координата) соответствует более высокому энергетическому колебательному состоянию, чем состояние, соответствующее в среднем данной температуре.

В возбужденном состоянии система остается некоторое время, достаточное для установления равновесной конфигурации. При этом избыток колебательной энергии, который приобрел центр свечения при электронном возбуждении, передается решетке основания кристалла (люминофора).

На основе этой модели можно дать объяснение ряду важных фактов. Так, из показанной на рис. 29 энергетической диаграммы и приведенных разъяснений вытекает, что максимум полосы излучения отвечает меньшей энергии квантов ($E_{\text{и}}$) и соответственно большей длине волны, чем максимум полосы поглощения. Это хорошо известное правило Стокса — Ломмеля. Оно иллюстрируется на рис. 31 экспериментальными данными, полученными для KCl-Tl-фосфора (Tl является активатором). Физическая причина этого явления, указывающего на квантовый характер процессов возбуждения и излучения, заключается в том, что энергия испускаемого фотона меньше энергии поглощенного фотона на величину энергии колебательного движения, переданной в процессах поглощения и испускания решетке. Если расстояние по оси абсцисс между минимумами потенциальных кривых основного и возбужденного состояния обозначить через ρ_0 (см. рис. 30), то — пользуясь уравнением (53), для разности энергии квантов, отвечающих максимуму полос поглощения и излучения, получим

$$E_{\text{п}} - E_{\text{и}} = \frac{\rho_0^2}{2} (k_{\text{осн.}} + k_{\text{возб.}}) \quad (54)$$

Таким образом, стоксово смещение пропорционально ρ_0^2 . В ионных кристаллах изменение равновесной конфигурации атомов при переходе центра в возбужденное состояние обычно больше, чем в кристаллах со значительной долей ковалентной связи. Поэтому и стоксово смещение оказывается большим.

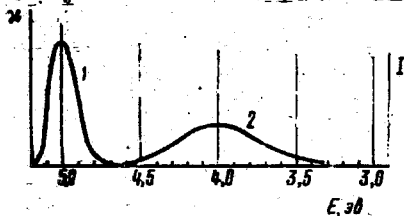


Рис. 31. Спектры поглощения (1) и излучения (2) KCl-Tl-фосфора, соответствующие электронным переходам между уровнями 4S_0 и 3P_1 .

Для внутрицентральной люминесценции весьма характерна зависимость полуширины полос от абсолютной температуры T как \sqrt{T} . Из уравнения (53) находим

$$\alpha = \sqrt{\frac{2E}{k}}. \quad (55)$$

С другой стороны, согласно классической теории термическая энергия гармонического осциллятора составляет

$$E = kT \quad (56)$$

(здесь энергия, приходящаяся на одну степень свободы $kT/2$, удваивается, поскольку следует учитывать как потенциальную, так и кинетическую энергию колебательного движения). Отсюда

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT}{k}} \sim \sqrt{T}, \quad (57)$$

и поэтому ширина полос поглощения и излучения должна изменяться именно пропорционально \sqrt{T} .

Даже при наиболее низкой температуре энергия колебаний не равна нулю и даже при абсолютном нуле спектры должны иметь вид полос, а не линий, т.е. при $T = 0$ $\delta \neq 0$ (полуширина полосы не равна нулю).

Вообще говоря, исследуя изменение спектров поглощения и излучения (их полуширины и положения максимума) в зависимости от температуры можно определить все константы, необходимые для построения диаграммы потенциальных кривых данного центра, если как поглощение, так и излучение обусловлены переходами между двумя локальными уровнями.

Модель потенциальных кривых позволяет дать объяснение и явлению внутрицентрального тушения (уменьшение выхода люминесценции с повышением температуры обусловлено безызлучательными потерями энергии возбуждения внутри самого центра), а также различию в величинах оптической и термической энергии активации при освобождении носителей из ловушек.

На рисунке 32 приведены два примера: спектры поглощения, возбуждения и люминесценции кристаллофосфора $ZnS-Cu$.

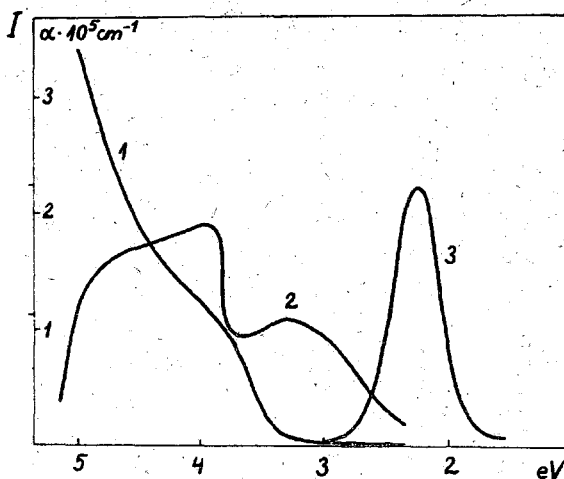


Рис. 32. Спектры поглощения (1), возбуждения (2) и люминесценции (3) кристаллофосфора ZnS-Cu .

4. Источники света для возбуждения фотолюминесценции

Люминесценция у различных веществ возбуждается светом различных длин волн, и источник света должен быть выбран в соответствии с требуемым спектральным участком.

Наиболее полезными из всех источников оказываются ртутные лампы, различные модели которых в настоящее время выпускаются промышленностью. Современные ртутные лампы, наполненные аргоном при давлении в несколько мм ртутного столба и содержащие только незначительное количество ртути, включаются как обычная электрическая лампочка (обязательно включить балластный реостат или дроссель с соответствующими параметрами последовательно с лампой) и не требует значительного времени для достижения полной интенсивности свечения. Если ток не меняется, их излучение остается неизменным (в пределах 1%). В течение продолжительного времени тепловое излучение сравнительно невелико.

Наиболее высокой отдачей энергии с малой поверхности об-

ладают ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления типа СВД-120 и СВДШ-250, ДРШ-250, ДРШ-500 (см. рис. 33 и табл.4). Последние лампы имеют шарообразную колбу. На рис. 34 приведены виды ламп ПРК.

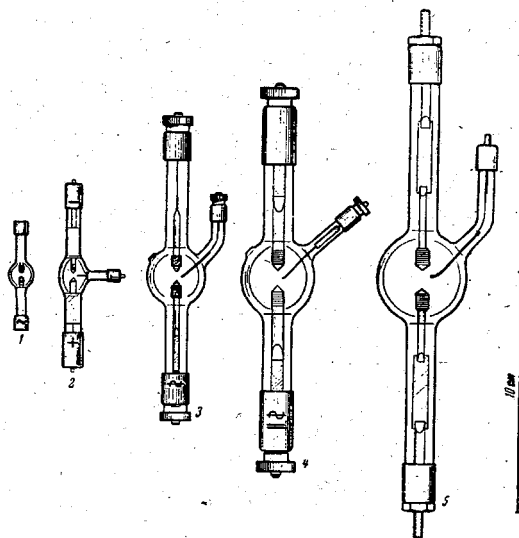


Рис. 33. Общий вид различных ртутно-кварцевых ламп типа СВДШ (ДРШ), 1-50; 2-100; 3-250; 4-500; и 5-1000 Вт [24, стр. 335].

Спектр ртутной дуги этих ламп состоит из ряда ярких линий; в ультрафиолетовой области наиболее сильные из них: 253,7, 265,2/5,5, 312,6/3,2 и 365,0/6,3 - нм, в видимой области яркая фиолетовая линия 404,7 нм (более слабая 407,7 нм) и синяя 435,8 нм, далее следует значительно удаленная от предыдущих зелено-желтая линия 546,1 нм и желтый дублет 577,0/9,1 нм. Интенсивность линий в ультрафиолете за линией 253,7 нм и в красной части спектра сравнительно слабая (см. рис. 35).

Нет особой надобности помещать таблицу числовых значений

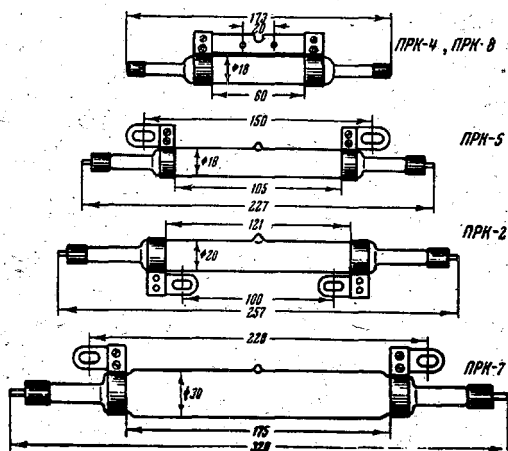


Рис. 34. Общий вид ламп типа ПРК (прямые ртутно-кварцевые) [24, стр. 335].

относительных интенсивностей отдельных ртутных линий, так как данные, касающиеся различных типов ламп, отличаются в широких пределах, и даже для одной и той же лампы отношение интенсивностей двух или нескольких линий может стать обратным при изменении напряжения и плотности тока, при которых лампа работает. Так, для ртутных ламп низкого давления, наполненных аргоном, относительная интенсивность резонансной линии 253,7 нм будет наибольшей при малой плотности тока. Для ламп высокого давления линии в ультрафиолетовой части спектра, включая и резонансную линию, при увеличении напряжения становятся относительно более сильными. У ламп высокого давления резонансная линия при высоких температурах представляется в виде темной линии на сплошном светлом фоне спектра излучения.

Для большинства исследований по флуоресценции вполне достаточно перечисленных выше сильных ртутных линий. Если для какого-либо специального случая требуется знание относительной интенсивности двух линий, то нужно иметь точные данные

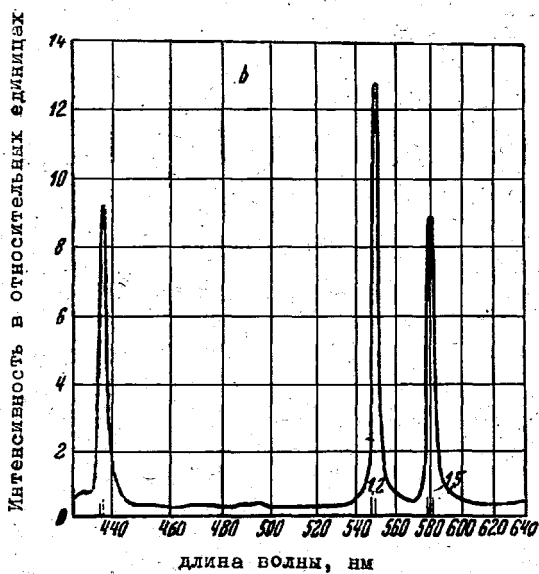
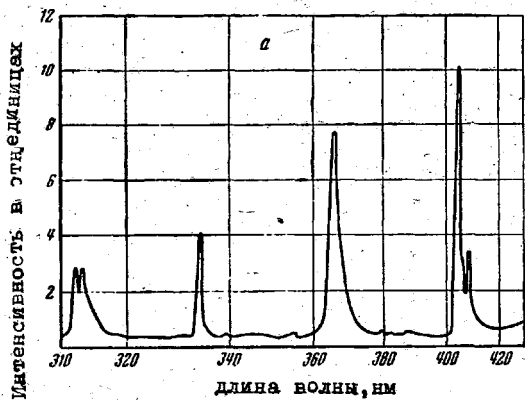


Рис. 35. Распределение энергии в спектре лампы СВДШ-500; а - (310-440) нм, б - (400-640 нм).

Таблица 4

П а р а м е т р	Параметры ртутных ламп типа СВДШ/ДРШ							
Мощность (номин.), Вт	50	100	200	250	500	1000	2000	10 000
Минимальное напряжение, В:								
постоянное	200	36	100	-	100	-	-	-
переменное	-	-	200	127	200	200	200	120
Напряжение на лампе, В	35-50	16-24	55-75	68-88	70-90	95-105	45-65	60-75
Рабочий ток, А:								
постоянный	-	6,3-4,2	3,7-2,2	-	7,1-5,6	-	-	-
переменный	1,7-1,2	-	4,0-2,9	4,4-3,7	7,9-6,1	13-10	49-34	175
Яркость в центре разряда (прибл.), Мнт	200	1000	230	150	200	200	500	500
Размеры излучателя (прибл.), мм	0,6x1,2	0,3x0,3	1,4x2,5	2,5x5	2,5x4,5	-	3x4,5	-
Светоотдача (прибл.), лм/Вт	32	12	42	45	44	50	40	55
Диаметр кварцевой колбы (внешний), мм	9	12	18	25	35	40	46	100
Длина лампы (прибл.), мм	46	80	105	145	190	230	300	500
Вид лампы (рис. 35).	I	2	-	3	4	5	-	-

ламп при строго определенных условиях эксплуатации или же их интенсивности должны быть измерены при помощи термостолбика.

Низковольтные дуги и искры, возникающие между железными электродами при высокой разности потенциалов, дают почти сплошные спектры большой интенсивности в ультрафиолете. Железная дуга образует много паров и может применяться только при наличии хорошей вентиляции. Для спектральной области ниже 200 нм более эффективной является искра между алюминиевыми электродами (сильные линии: 185,5, 186,3, 199,0 и 209,5 нм). Между прочим, такие искры не только очень шумны, но и влияют на усилители, применяемые с фотоэлектрическими фотометрами.

Если нужно сфокусировать свет с помощью отражателей, то лучшим материалом для последних служит алюминий. Отражательная способность серебра несколько более велика в спектральной области выше 500 нм, но уже при 400 нм она падает ниже отражательной способности алюминия, и в то время как последняя остается почти постоянной вплоть до 200 нм, отражательная способность серебра при 320 нм достигает минимума (5%).

Особенности галогенных ламп накаливания и газоразрядных водородных ламп описаны ниже при описании методики измерения спектров возбуждения (см. стр. 134).

3. Фильтры

Для наблюдения фотолюминесценции существенно, чтобы возбуждающий свет, рассеянный или отраженный люминесцирующим веществом, не накладывался на свет люминесценции.

Самым простым способом устранения возбуждающего света является метод скрещивания фильтров Стокса. Он заключается в том, что источник света помещается в ящик с окошком, в которое вставлено цветное стекло. Цветное стекло пропускает лучи только той части спектра, которая необходима для возбуждения. Люминесценция наблюдается через второй светофильтр (или монохроматор), не пропускающий первичный свет.

В большинстве случаев "флуоресцентного анализа" и других видов применения и исследования фотолюминесценции люминесценция возбуждается светом близкой ультрафиолетовой области.

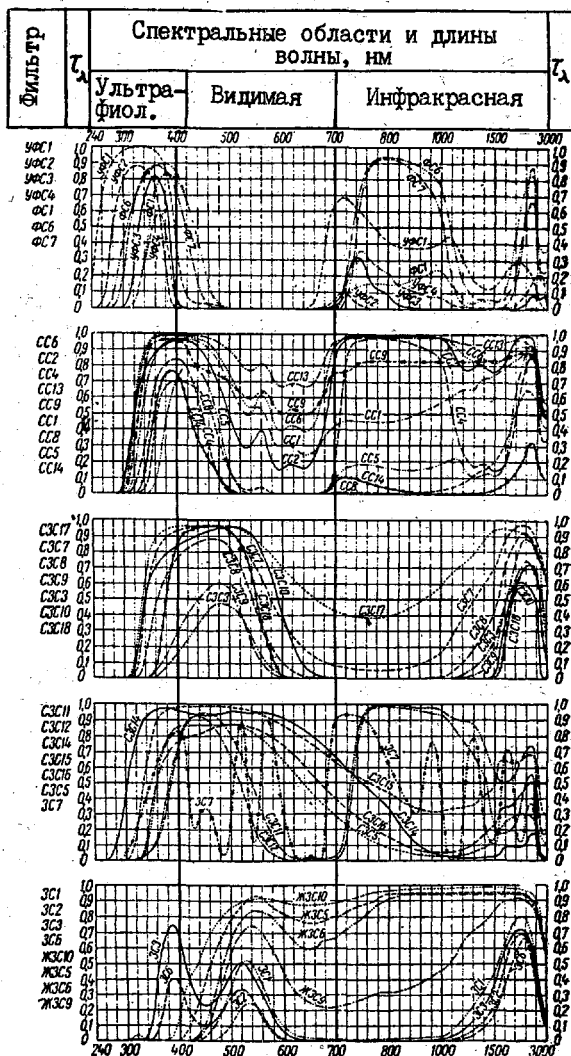


Рис. 36. Спектры пропускания стеклянных (толщина 2 мм) фильтров.

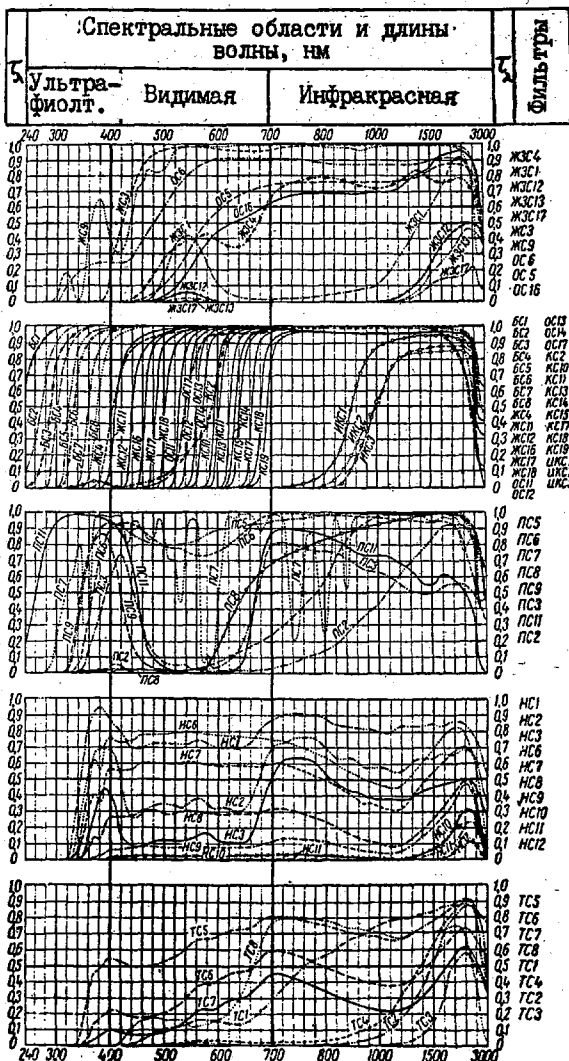


Рис. 36. Спектры пропускания стеклянных (толщина 2 мм) фильтров.

Черное стекло (УФС-1, УФС-2, УФС-3, УФС-4 и др.), почти непрозрачное для видимого света благодаря содержанию окиси никеля и известное как "фильтр Вуда", пропускает большую часть ультрафиолетового света (между 400 и 320 нм), причем максимум пропускания соответствует длинам волны около 360 нм (см. рис. 36).

Если требуется большая интенсивность возбуждающего света или большая четкость первичного пучка, изображение источника должно проектироваться на образец при помощи линз. Обыкновенное стекло не поглощает близкий ультрафиолет, пропускаемый фильтром Вуда, поэтому при работе с такими фильтрами можно иногда пользоваться стеклянными сосудами и стеклянными линзами. Однако не нужно забывать, что простые стеклянные линзы могут иметь сильную хроматическую aberrацию в области более коротких длин волн, так что фокусировка не должна производиться в видимом свете.

Фильтры с окисью никеля, непрозрачные почти для всего видимого спектра, пропускают красный свет с длиной волн, большей 650 нм. Это длинноволновое излучение имеется в некотором количестве в спектре излучения ртутной дуги и очень значительно в излучении угольной дуги или лампы накаливания. Чтобы устранить этот свет, который может помешать визуальному, а также фотоэлектрическому наблюдению, на пути возбуждающего луча должен быть поставлен второй фильтр — водный раствор CuSO_4 или стекло с таким же коэффициентом поглощения. Однако такие фильтры, будучи совершенно прозрачными для большей части видимого спектра, поглощают также излучение с длинами волн, меньшими, чем 400 нм, так что, если эти фильтры достаточно (оптически) плотны, чтобы исключить весь красный свет, то в то же время они срезают ультрафиолетовое излучение начиная с 360 нм и, следовательно, тем самым понижают интенсивность люминесценции больше чем вдвое.

Излучение с длиной волны менее 320 нм сильно поглощается практически почти всеми типами стекла, и поэтому в таких случаях линзы и сосуды должны быть из кварца.

Разные образцы плавленого кварца сильно отличаются по своей прозрачности для ультрафиолетового света. Это, вероятно, обуславливается примесями, содержащимися в сыром мате-

Таблица 5

Комбинации стеклянных фильтров для выделения
спектральных линий ртути

Выделяемая линия, нм	Фильтры
313-313	ЖС3 УФС2
365	БС6 УФС6
405	ЖС10 ПС13
436	ЖС11 СС15
546	ЖС18 ПС7 СЗС21
578	ОС13 ЗС7

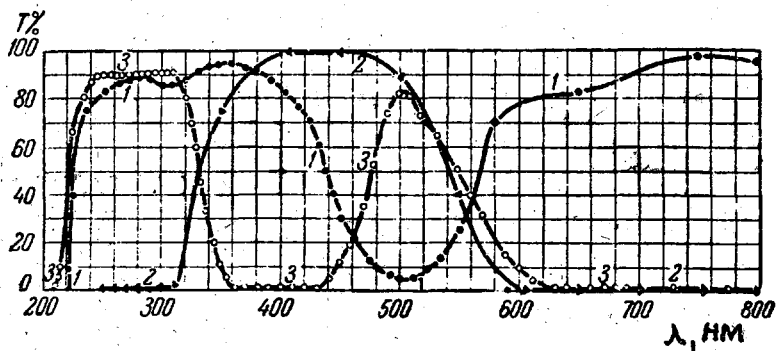


Рис. 37. Спектры пропускания водных растворов солей кобальта (1), меди (2) и никеля (3).

риале или попавших в него во время плавки. Так, у некоторых образцов кварцевого стекла флуоресценция появляется уже под действием ртутной линии 253,7 нм, в то время как у других только при освещении их железной дугой или даже алюминиевой искрой. Появление флуоресценции является верным признаком того, что данный образец кварца поглощает свет соответствующей длины волны.

Для длин волн короче 210 нм плавленый кварц уже не годится, тогда как хороший кристаллический кварц прозрачен примерно до 185,0 нм - крайнего предела, за который атмосферный кислород начинает поглощать все лучи. Наблюдение слабой флуоресценции исследуемого вещества может быть затруднено флуоресценцией материала кювета и подложки. Само собой разумеется, что всегда целесообразнее выбирать такой сосуд, у которого собственная люминесценция, по возможности, мала. Твердые порошки лучше всего помещать на металлическую пластинку - медную или латунную, так как эти вещества не дают люминесценции.

Для выделения всех наиболее сильных ртутных линий разными авторами составлены комбинации фильтров, перечисленные в табл. 5.

На рис. 37 приведены спектры пропускания жидкостных фильтров (водяные растворы солей CaSO_4 , CuSO_4 , NiSO_4), а на рисунке 36 спектры пропускания стеклянных фильтров (цветного стекла).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

6. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОФОСФОРОВ ТИПА ZnS

6.1. Описание задания

Задание: Определить спектры люминесценции нескольких кристаллофосфоров и представить эти спектры в координатах - энергия квантов излучения (или частота) в электронвольтах и спектральная интенсивность - спектральная плотность излучения (см. стр. 67).

Для выполнения этой задачи необходимо провести следующие подготовительные этапы.

1. Прежде чем приступить к выполнению экспериментов обязательно проработать раздел теоретической части, в котором описаны принципы работы, основные характеристики и способы включения в измерительную схему фотозлектронных умножителей (ФЭУ). Знать особенности ФЭУ-17, ФЭУ-18, ФЭУ-22 и ФЭУ-51 (ФЭУ-79, ФЭУ-83).

Обязательно необходимо знать раздел об измерении спектров излучения. Необходимо понимать суть размерности спектра свечения и зависимость ее от способа представления спектра (см. стр. 66).

В зависимости от узкой специализации руководителем будут указаны остальные разделы из теоретической части, которые необходимо проработать.

Кроме того, из сведений, не включенных в теоретический раздел, необходимо знать строение и принцип работы спектрометров и монохроматоров. Знать способы включения источников света СВД-120, ДРШ-250, ДРШ-500 в сеть переменного и постоянного тока, принцип работы и схему включения спектральных ламп ДРГС-12/ДЦ-20, ДРС-50, ТВС-15 и ТН-03 (газоразрядных трубок).

2) Калибровка и калибровка монохроматора по длинам волн, получить график зависимости длины волны от угла поворота барабана монохроматора, т.е. функцию $\lambda = f(d)$ (d - показание

лимба барабана УМ-2) в виде графика или таблицы.

3) Калибровка фотометра при помощи рабочего спектрального эталона (лампы накаливания с известным спектром излучения).

6.2. Методика измерения и экспериментальная аппаратура

6.2.1. Описание аппаратуры

Для исследования люминесценции, для измерения спектров свечения, а также для измерения спектров возбуждения люминесценции в практикуме собрано несколько разных установок.

Установка, схематически изображенная на рис. 38а, предназначена для измерения спектров свечения люминесценции кристаллофосфоров методом сравнения. Особенностью ее оптической части является специальный держатель образца с зеркалами (1), позволяющий направить свет возбуждающего источника (СВД-120, ДРШ-250, ДРШ-500) (7) через светофильтр (УФС-2 или УФС-3 или другие) (4), водяной раствор CaSO_4 или NiSO_4 (3) при помощи кварцевой конденсорной линзы (6) на образец (люминофор) (2), а также свет люминесценции сфокусировать линзой (5) на щель монохроматора (УМ-2 или ИСП-51). Приемниками света могут быть разные ФЭУ (ФЭУ-22, ФЭУ-17, ФЭУ-51 или также ФЭУ-79, ФЭУ-83), закрытые в свой индивидуальный жестяной кожух с окном для направления света на фотокатод ФЭУ (у некоторых типов кожухов имеется перед окном затвор). ВНИМАНИЕ! ПРИ ВКЛЮЧЕННОМ К ФЭУ ИСТОЧНИКЕ ПИТАНИЯ НЕЛЬЗЯ ДОПУСКАТЬ ПОПАДАНИЯ НА ЕГО КАТОД СИЛЬНОГО КОМНАТНОГО СВЕТА ИЛИ ДРУГОГО СВЕТА; ОТКРЫТЬ КОЖУХ ИЛИ ОКНО КОЖУХА ФЭУ МОЖНО ТОЛЬКО ПРИ ВЫКЛЮЧЕННОМ ИСТОЧНИКЕ ПИТАНИЯ (источника высокого напряжения).

Фототок регистрируется или "вручную" при помощи лампового вольтметра со шкалы выходного стрелочного (V) или цифрового прибора Ф203 (вольтметра) или автоматически при помощи регистрации данных цифropечатающим устройством ЦПУ на лист бумаги. В случае другой системы (рис. 38, б) данные регистрируются на перфоленту перфоратором Перфомом-30. В последнем случае осуществляется автоматическое сканирование (поворот шкалы длин волн монохроматора). В остальных вариантах установок сканирование идет вручную.

Установка, схематически изображенная на рис. 38 в, предназначена главным образом для измерения спектров возбуждения люминесценции, но она позволяет измерить также спектры свечения люминесценции. Образцы (Об) здесь (до 4 штук) поставлены на поворачиваемый вместе со своим эбонитовым кожухом и кварцевым окошком медный холодопровод (МД), который можно охлаждать жидким азотом до 100 К. Держатель образца вместе со своим жестяным ящиком с зеркалами (З) и кварцевыми линзами (Л) перед окошками (всего 3 штуки) для направления потоков света измеряемой люминесценции прямо или через УМ-2 на фотокатод ФЭУ, и возбуждающего излучения на образец, является по сути дела криостатом сухого воздуха, куда во избежание возникновения инея помещается маленький сосуд с P_2O_5 , поглощающим влагу как в самом криостате в эбонитовом кожухе, так и в плотно закрытом жестяном ящике. Этот или такой же другой криостат с зеркалами и линзовой оптикой можно также поставить на место зеркальной системы, представленной на рис. 38, а.

В системе с регистрацией данных на перфоленту автоматическое сканирование монохроматора осуществляется при помощи следящей системы с реверсивным мотором М (РД-09). Эта система с электромеханической отрицательной обратной связью аналогична тем, которые используются в автоматических потенциометрах - самописцах). Мост, состоящий из спирального реохорда (с общей длиной примерно 2 м) на удлинение барабана УМ-2 $R_{ум-2}$ (1800 ом), из управляемой системы резисторов $R_{уп}$ и соединенных с ним последовательно резисторов R_1 и R_2 , питается переменным напряжением примерно 20 В. Напряжение между точками моста К и Л (диагональ этого моста) подается на вход усилителя У, питающего одну обмотку реверсивного мотора М. Фаза этого напряжения всегда такая, что при отличном от нуля напряжении между точками К и Л мотор вращается так, что это напряжение уменьшается (скользящий по спиральному реохорду $R_{ум-2}$ контакт найдет такое положение, при котором напряжение между точками К и Л с большой точностью станет равным нулю). В положении баланса мотор останавливается (при слишком большом коэффициенте усиления усилителя У может возникнуть периодическое вращательное движение мотора у положе-

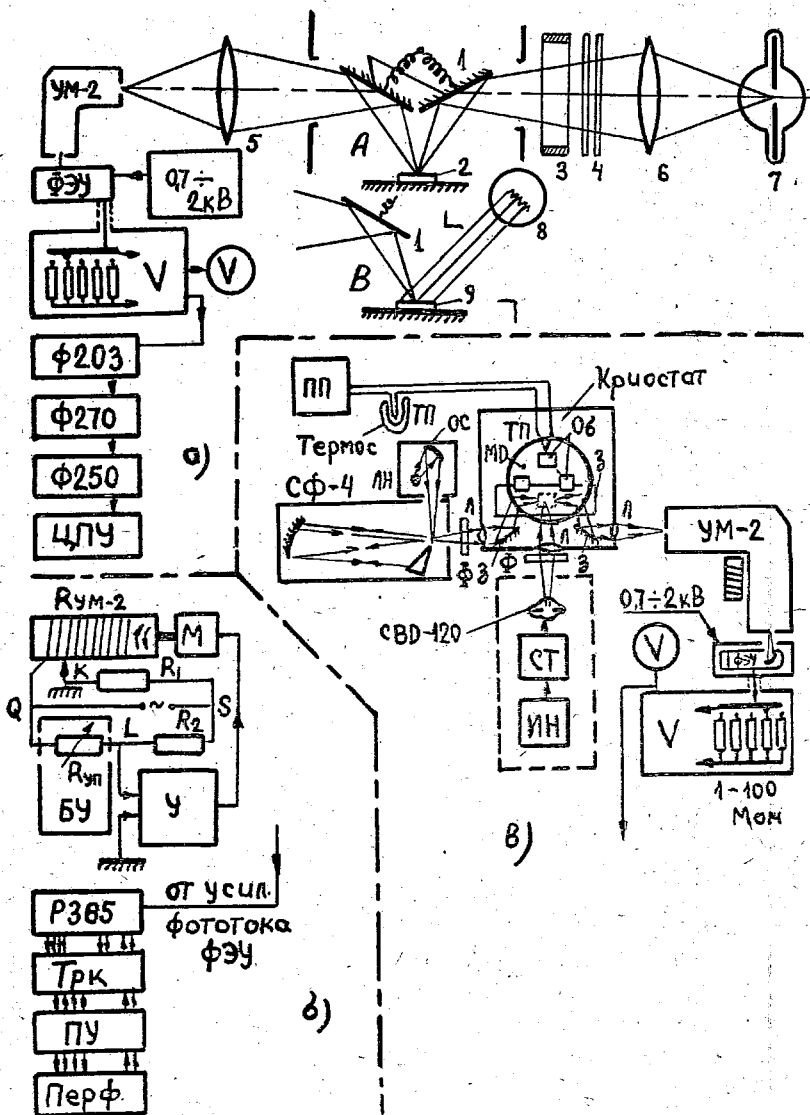


Рис. 38. Экспериментальная установка для измерения спектров свечения люминесценции (а и б) и для измерения спектров возбуждения люминесценции (в).

ния равновесия). При помощи блока управления БУ система со-
противлений $R_{уп}$ увеличивает свое сопротивление от минималь-
ного до максимального с шагами 40, 20 или 10 Ом за каждые
2 с. Этим шагам реагирует мотор М вращениями, соответствую-
щими примерно 11, 22 или 44 градусным поворотам барабана
длин волн УМ-2. За 1,5-1,8 с после достижения нового положе-
ния баланса к цифровому вольтметру (P385) будет сформирован
сигнал пуска и P385 регистрирует напряжение на своем входе и
оно перфорируется в десятично-двоичном коде перфоратором
Перфомом-30. Соответственно длинам шагов поворота барабана
УМ-2 измеряются фототоки ФЭУ в 255, 127 или в 63 точках шка-
лы УМ-2.

Этот вариант регистрирующей части системы схематически
показан на рис. 38, б. Он состоит из ФЭУ, усилителя фототока
(может быть использована микросхема К284УД1 (как в [12]) с
полевым транзистором, позволяющим согласовать высокое выход-
ное сопротивление ФЭУ с невысоким входным сопротивлением
(1-10 МОм) цифровых вольтметров (P385). Отсчеты вольтметра
- пяти-четырёхразрядные числа, которые появляются в десятично-
двоичном коде (8421) параллельно на выходе P385, при по-
мощи самодельного транскриптора ТРк превращаются в последо-
вательный ряд десятично-двоичных цифр и они перфорируются
перфоратором Перфомом-30 на пятиразрядную перфоленту.

6.2.2. Кстировка монохроматоров

Целью этого важного этапа работы - **кстировки** монохрома-
тора - является целесообразная и правильная установка аппара-
туры. Элементы оптической системы необходимо установить
таким образом, чтобы аппаратура имела максимальную силу све-
та (в данных условиях и с данными элементами системы) и мак-
симальную разрешающую силу по длинам волн. Тогда можно изме-
рить достаточно слабые световые потоки с минимальными иска-
жениями измеряемого спектра. Правильная установка оптической
системы означает одновременно и то, что влияние посторонне-
го света (света освещения рабочего места, люминесцентного
излучения, возникающего под действием сильного УФ фильтров,
линз и других деталей - даже металлического основания образ-

ца) может быть исключено.

Установка источника света и конденсорной линзы на оптическую ось монохроматора

Конденсорная линза и источник света должны находиться на оптической оси, чтобы использовать силу света монохроматора в полной мере. Если осветить щель монохроматора косо, то световой конус может частично пройти мимо коллиматорной линзы монохроматора и потеряться (одновременно увеличивается также доля рассеянного света, отраженного от внутренних поверхностей и деталей монохроматора).

Разные способы освещения щели монохроматора показаны на рис. 27 (стр. 75). Основными источниками света в нашей задаче будут или люминесцирующие экраны (обычно слой люминофора на алюминиевой пластинке) или белый рассеивающий экран из MgO , испускающие свет под действием УФ возбуждения или рассеивающие свет лампы накаливания (источника сравнения). Изображение источника света необходимо сфокусировать на входную щель монохроматора.

В случае установки, изображенной на рис. 38в, осуществить встировку оптических деталей сложно (они встирываются при составлении системы), но принцип встировки такой же, какой описан ниже.

Для встировки пользуемся маленькой лампой накаливания (3,5 или 6,3 В), которую питаем от трансформатора комплекта УМ-2. Поместим эту лампу от щели (на расстоянии 4f) и от конденсорной линзы на таком расстоянии, чтобы РЕЗКОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ нити накала получилось в плоскости щели. Удаляем временно конденсорную линзу, но отметим ее расположение на оптической скамье (на рельсе УМ-2). Высоту входной щели делаем равной 0,5-1 мм, а ширину - 0,5 мм. Выходную щель раскрываем максимально. Смотря сквозь монохроматор, передвигаем лампочку перпендикулярно оптической оси, пока не увидим ее изображение в центре выходной линзы. Для того, чтобы выходная линза (камерная линза - объектив) была лучше "видна", поместим за лампочку белый экран (лист белой бумаги), который можно еще дополнительно осветить. Поместим конденсорную линзу на свое, отмеченное ранее, место (на расстоянии 2f от

щели и от источника) и перемещением линзы поперек оси добьемся резкого изображения нити лампочки в центре щели. Теперь конденсорная линза и вспомогательный источник света находится на оптической оси монохроматора. В дальнейшем конденсорную линзу не перемещать и не удалять (в противном случае придется повторить калибровку)!

Далее, при градуировке и при измерении спектра люминесценции необходимо пользоваться спектральными лампами (ДРГС-12, ДРС-50 и др.), ртутными лампами СВД-120 и ДРШ-250 (ДРШ-500). Лампу СВД-120 питаем от источника постоянного тока напряжением 200-270 В через ограничивающий реостат (140 Ом), так чтобы ток через лампу был меньше 1,3 А (при градуировке монохроматора даже ниже 1 А). При применении СВДШ-250 (ДРШ-500) придется включить с ней последовательно реостат с сопротивлением 45 Ом и ток должен быть ниже 3А (6 А). По той же схеме можно эти лампы включить и в сеть переменного тока. При включении этих ламп в сеть переменного тока можно пользоваться и индуктивным сопротивлением (для СВД-120 имеется в комплекте ОС, а для ДРШ-250 в комплекте УМ-2).

ВНИМАНИЕ! Ртутные лампы высокого и сверхвысокого давления СВД-120, СВДШ-250 (ДРШ-250), ДРШ-500 и др. взрывоопасны. Их можно включить в цепь только в защитном кожухе. Перед отверстием должно находиться защитное стекло или нужно проследить, чтобы в поле зрения лампы не мог попасть экспериментатор. Ртутные лампы испускают интенсивное ультрафиолетовое излучение, которое вредно для глаз. Эти лампы можно применять таким образом, чтобы их свет был направлен только на объект - на люминофор или на щель монохроматора и чтобы исключалось его распространение в других направлениях (вредно действует также отраженное от разных предметов и от стен УФ излучение).

До включения лампы проверьте тип лампы в кожухе! Проверьте также напряжение питания схемы и величину сопротивления балластного реостата! Напряжение включает инженер или руководитель практикума!

6.2.3. Градуировка монохроматора УМ-2

Вначале градуировку выполняют визуально - можно лучше узнать знакомые линии ртутной лампы (или другой спектральной лампы). Устанавливается положение лимба барабана поворота призмы, при котором эти знакомые, а также остальные линии:

1) или видны в центре (и в плоскости) выходной щели через окуляр; или

2) при рассмотрении невооруженным глазом непосредственно через узкую щель (0,03-0,06 мм)* камерную линзу монохроматора они наиболее ярко и равномерно освещают эту линзу (при этом ширина входной щели 0,015-0,03 мм и высота 2-3 мм).

Более точно градуировку выполняют фотоэлектрическим приемником - при помощи ФЭУ-22, охватывающего всю спектральную область УМ-2. Тогда правильная установка линии находится по максимуму фототока (при узких щелях). Ширина обеих щелей одинаковая - 0,015-0,03 мм, высота - 1,5-3 мм.

Так как спектральные линии могут быть очень разной интенсивности, то измерения надо начинать при минимально дозволённом напряжении ФЭУ и при средней или минимальной чувствительности фотометра, чтобы выходной прибор не зашкаливал при самых интенсивных линиях.

ПРИМЕЧАНИЕ: При вращении барабана монохроматора нужно следить за шкалой регистрирующего фототок прибора, а не за шка-

* Так как шкала ширины щели не всегда соответствует действительности, т.е. при нуле шкалы (микрометрического винта) щель еще пропускает свет или нуль сдвинут в другую сторону, то необходимо определить положение шкалы, при котором щель открывается (закрывается). Для этого измеряют при широкой второй щели (нуль шкалы которой не подлежит определению) зависимость фототока ФЭУ от ширины узкой щели (от положения шкалы узкой щели) при длине волны, например, ртутной зеленой линии 546,1 нм (при этом щель можно осветить и через матовое стекло или через бумагу - для уменьшения интенсивности света). Из графика зависимости фототока от ширины (от положения шкалы микрометрического винта) определяется точка пересечения продолжения этой кривой с осью абсцисс. Она указывает положение шкалы, при котором щель открывается (закрывается).

лой барабана УМ-2. Показания барабана, соответствующие максимуму фототока, зафиксироваем в протоколе. Измеряем повторно! Все результаты измерений (также повторяющие друг друга - особенно эти)! заносим в протокол! Имеем в виду, что любое, даже самое незначительное отклонение стрелки выходного прибора фотометра, если оно имеет "вид кривой с узким максимумом", отвечает положению спектральной линии (необходимо отличать отклонения, соответствующие шумам!).

Для ртути можно наблюдать около 50 линий (достаточно наблюдать 25-30 линий). Калибровочную кривую в начале предварительно конструируют в случае УМ-2 на миллиметровку с форматом $400 \times 800 \text{ мм}^2$, выбирая для изображения шкалы барабана поворота призмы $1 \text{ мм} = 5^\circ$, а для шкалы длин волн (от 400 до 1200 нм) $1 \text{ нм} = 1 \text{ мм}$. Подчеркиваем сразу, что такой формат еще недостаточен для выявления всей возможной точности калибровки монохроматора, так как точность установки линии по положениям лимба около 1° , чему соответствует точность установки длин волн около $0,1 \text{ нм}$. Следовательно, размер окончательного графика градуировочной кривой занимает формат $3,6 \times 4 \text{ м}^2$ (бумагу при этом можно вырезать не в виде прямоугольного листа, а в виде полоски около самой калибровочной кривой).

На предварительном графике представляют, во-первых, в виде вертикальных резких и четких штрихов положения барабана шкалы длин волн монохроматора, при которых наблюдали линии - положения максимумов фототока ФЭУ (при этом линии разных газов отмечают по-разному - различными цветными карандашами или флажками при штрихах) и, во-вторых, в виде таких же четких горизонтальных штрихов (с флажками, обозначающими тип газа) по оси длин волн представляют положения существующих для данной спектральной лампы линии. За этим следует идентифицировать полученную сетку точек пересечений. Можно утверждать, что существует только одна плавная и непрерывная кривая, которую можно провести через правильные точки пересечения этих двух семейств вертикальных друг относительно друга штрихов (см. рис. 39). Опыт показывает, что даже опытному экспериментатору при помощи описанного приема трудно идентифицировать все ртутные линии. Необходимо включить данные аналогичных процедур, выполняемых для гелиевой газоразрядной

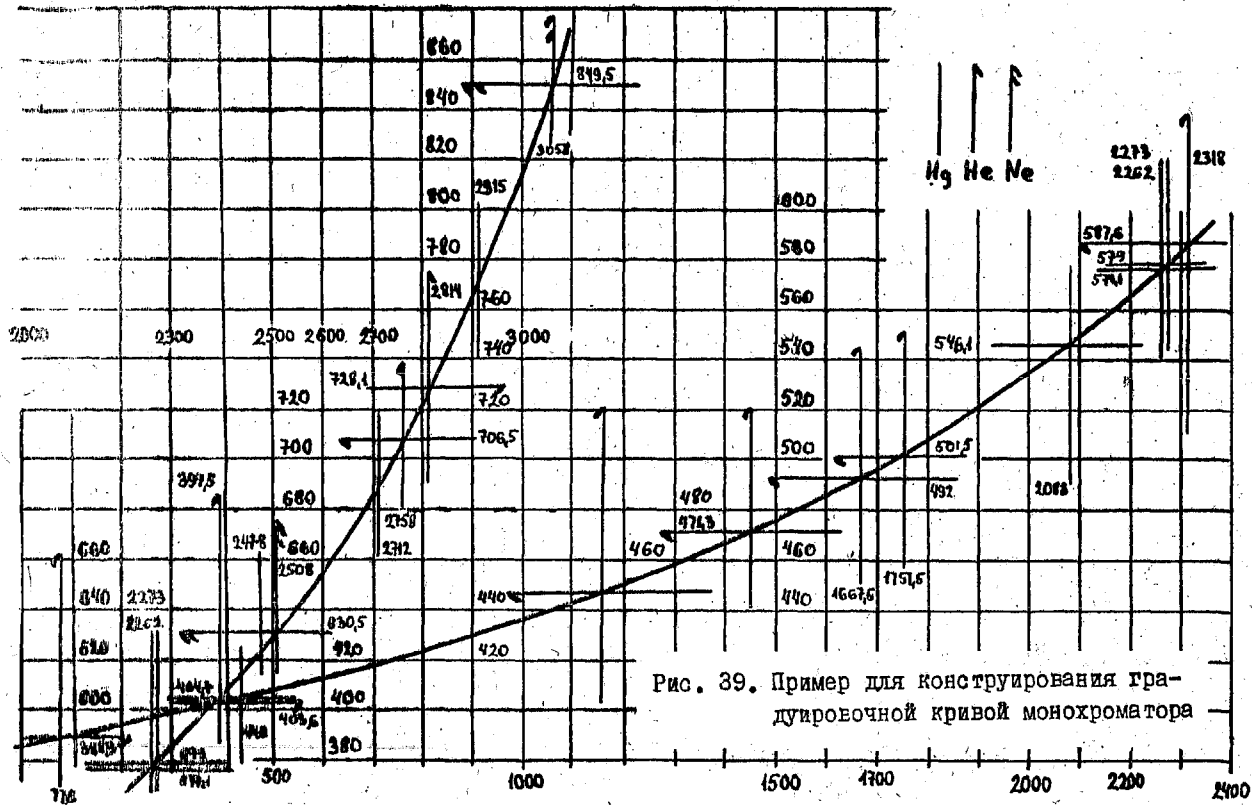


Рис. 39. Пример для конструирования градуировочной кривой монохроматора

лампы (имеет весьма равномерно распределенные по спектру сильные линии), ртутно-гелиевой лампы ДРГС-12 или цинковой лампы ДНц-20. Для того, чтобы провести калибровочную кривую через уже идентифицированные точки пересечения с одновременным идентифицированием остальных точек пересечения, нужно пользоваться лекалом (в виде металлической линейки, позволяющей изгибать себя через идентифицированные точки пересечения всех семейств штрихов).

Таким образом, градуировочная кривая получается путем последовательных уточнений.

На рис. 39 схематически показано получение градуировочной кривой и ход идентифицирования при помощи ртутной и гелиевой спектральных ламп (семейство штрихов для H_{β} без, а для H_{α} с одним флажком).

После решения задачи конструирования предварительной градуировочной кривой необходимо полученные данные перенести на окончательный график. Повторяем еще раз, что при правильной градуировке полученная кривая будет полностью гладкой и по ней можно определить также угловую дисперсию (с точностью постоянного множителя), равную производной этой кривой.

При практическом ознакомлении с этой задачей выясняется, что для интерполяции в областях между идентифицированными спектральными линиями необходимо как для продолжения процесса идентифицирования, так и для вырисовывания результата всего процесса идентифицирования - градуировочной кривой - пользоваться хорошим крупным лекалом.

В настоящее время такой удобный интерполяционный "лекал" осуществляется не в виде физического предмета, а при помощи вычислительной машины.

Известно, что наиболее точная интерполяционная кривая между экспериментальными точками может для призмённых монохроматоров и спектрографов быть получена с помощью формулы, аналогичной формуле Гартмана (для показателя преломления)

$$\mu = \mu_0 + \frac{c}{d - d_0} \quad (58)$$

В выражении для угловой дисперсии призмы содержится вели-

чина, которая характеризует дисперсию вещества приемы. Для вычисления этой величины применяют формулу, которая дает зависимость показателя преломления от длины волны. Она для большинства оптических стекол достаточно хорошо будет задана именно формулой Гартмана (58), где n_0 , d_0 и C — эмпирические постоянные, определяемые по трем экспериментальным точкам $n_1 = f(d_1)$, $n_2 = f(d_2)$ и $n_3 = f(d_3)$:

$$n_0 = \frac{(n_2 - n_3)(d_2 - d_1)d_3 - (n_1 - n_2)(d_3 - d_2)d_1}{(n_2 - n_3)(d_2 - d_1) - (n_1 - n_2)(d_3 - d_2)}, \quad (59)$$

$$C = \frac{(n_1 - n_2)(d_1 - d_0)(d_2 - d_0)}{d_2 - d_1}, \quad (60)$$

$$n_0 = n_1 - \frac{C}{d_1 - d_0}. \quad (61)$$

Необходимо иметь в виду, что формула (58) тем точнее, чем меньше участок $n_3 - n_1$ т.е. чем на большее число областей разделен весь спектральный интервал монохроматора. В небольших пределах формула (58) может быть использована для ориентировочной экстраполяции.

Для градуировки удобны спектральные лампы — газоразрядные источники с различным наполнением, выпускаемые промышленностью. В приводимых ниже обозначениях первая буква определяет вид разряда — дуговой или тлеющий, средние буквы — наполнение, последняя означает "спектральная", цифра дает мощность лампы в ваттах. Например, ДРГС-12 — ртутно-гелиевая, ДРС-50 — ртутная, ДНАС-18 — натриевая, ДКДС-20 — кадмиевая, ДЦ-20 — цинковая, ТВС-15 — водородная. К этому списку можно прибавить неоновые лампы любого типа, в частности сигнальные. В практикуме в комплект УМ-2 входит неоновая лампа ТН-03.

В таблице приведены длины волн некоторых спектральных

Таблица 6

Более интенсивные спектральные линии
некоторых паров и газов

Веще- ство	Длина волны, нм						
H	656,2	486,1	434,0	410,1			
He	706,5	667,8	587,6	447,1	402,6	388,8	
Cd	326,1	340,3	346,6/6,8	361,0/1,4	467,8		
	480,0	508,6	643,8	1039,5			
Cs	601,0	621,3	635,5	658,7	672,3	682,5	687,2
	697,3	722,9	728,0	760,9	794,4	801,6	807,9
	852,1	876,1	894,3	917,2	1002,5	1012,4	1358,8

Спектральные линии ртути, нм

1207,0	623,4	520,5	418,0
1188,7	617,1	512,8	414,0
1128,7	612,3	504,5	<u>407,7</u>
<u>1014,0</u>	610,0	498,0	<u>404,6</u>
941,9/4,3	607,0	491,6	400,6
898,8/9,1	596,1	482,6	398,4
875,8/8,4	589,0	476,2	<u>365,0/6,3</u>
816,3/9,7	580,4	470,4	334,1
772,9	<u>577,0/9,1</u>	466,0	312,6/3,2
708,2/9,2	567,7	459,7	302,2/2,6
690,7	559,5	448,7	296,7
671,6	<u>546,1</u>	440,4	289,4
663,9	538,5	<u>435,8</u>	280,0
659,4	536,5	434,8	275,3/6
651,3	531,6	433,9	269,9
639,5	529,3	426,1	265,2
634,3	522,2	422,7	253,7

линий, удобных для градуировки, а также примерные значения их интенсивности. При этом необходимо иметь в виду, что распределение интенсивности линий сильно зависит от типа лампы, режима и т.п.

**Спектральные линии для градуировки по длинам волн
Ртуть**

Относительная интенсивность линий измерена в лампах ДРС-50
(без внешней стеклянной колбы) и ДРС-12 (за 100 приклада
линий гелия 5876 Å)*

Длина волны, Å	Интенсивность**		Длина волны, Å	Интенсивность	
	ДРС-50	ДРС-12		ДРС-50	ДРС-12
1850	—	—	3126	27	8
1942	—	—	3132	38	14
2225	0,006	—	3341	4	1
2302	0,02	—	3650	55	10
2302	0,1	—	3655	15	3
2323	0,07	—	3663	1	3
2352	0,2	—	3906	0,4	—
2378	0,4	—	4047	51	11
2400	0,4	—	4078	3	1
2446	0,1	—	4358	39	33
2464	0,1	—	4916	0,4	—
2482	—	2	5461	100	25
2483	—	2	5770	20	6
2537	41	62	5791	18	6
2576	0,3	—	6204	0,1	—
2603	0,1	—	6716	0,09	0,2
2640	0,3	—	6907	0,5	—
2652	—	6	7082	—	—
2654	—	6	7092	—	—
2659	0,9	—	7372	—	0,2
2753	1	0,3	7728	—	—
2760	0,1	—	10140	—	0,4
2804	3	0,3	11287	8	—
2894	3	0,8	11887	10	—
2925	0,5	0,1	13570	—	—
2967	14	—	13673	—	—
3022	10	2	13951	—	—
3027	0,4	—	—	—	—

Гелий

Интенсивность измерена в лампе ДРС-12
(приводится в том же масштабе, что и для ртутных линий)

Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность
2945	—	4686	—	6560	—
3188	0,7	4713	0,7	6678	—
3880	12	4922	2	7065	1
4026	0,6	5016	6	10830	22
4471	6	5876	100	—	—

Водород

Интенсивность измерена в лампе ТВС-15

Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность
3889	0,1	4340	2	6563	100
4102	0,4	4861	11	—	—

Кадмий

Интенсивность измерена в лампе ДКЭС-20
(без внешней стеклянной колбы)

Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность
2144	20	3081	0,2	4800	24
2194	—	3133	0,3	5086	32
2265	21	3253	0,6	5599	—
2288	73	3261	100	6438	5
2313	—	3404	5	7346	0,03
2321	—	3466	—	7384	—
2329	—	3468	16	7385	1
2373	—	3511	16	10395	—
2749	0,3	3613	5	13979	4
2881	0,7	4415	0,3	14327	—
2981	1	4678	9	—	—

Цинк

Интенсивность измерена в лампе ДЦС-20
(без внешней стеклянной колбы)

Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность
2026	—	3072	2	6362	21
2062	—	3076	29	7026	2
2139	—	3282	15	7589	11
2502	—	3303	37	7733	10
2558	—	3345	46	11054	16
2771	2	4680	33	13053	—
2801	3	4722	77	13198	—
3036	1	4811	100	14038	—

Неон

Интенсивность измерена в спектральной лампе OSW 2533 (Г.Д.Р.)

Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность	Длина волны, Å	Интенсивность
4538	—	5965	—	6717	12
4575	—	5975	4	6929	19
4704	—	6030	4	7032	62
4709	—	6074	12	7174	4
4715	—	6096	20	7245	23
4789	—	6143	36	7439	5
5326	0,1	6164	10	7536	} 2
5331	—	6217	6	7544	
5341	—	6266	16	7943	} 0,3
5401	0,1	6305	6	8082	
5749	0,1	6314	—	8378	5
5764	0,3	6334	24	8495	3
5804	0,1	6383	29	8635	} 3
5820	0,2	6402	100	8654	
5852	9	6507	40	8781	} 4
5882	7	6533	11	8784	
5906	0,2	6599	11	9665	
5945	-13	6678	20		—

* Примерами двух распределений энергии в спектре ртутного разряда могут служить данные табл. 3

** Проверка означает отсутствие данных; относится большей частью к линиям малой интенсивности.

6.2.4. Градуировка монохроматора при помощи "Найри-К"

Составленная для "Найри-К" программа (запасается на перфоленте) вычисляет константы λ_0 , d_0 и C , а затем по формуле (58) определяет для заданных положений лимбы длины волны. В настоящей программе эти значения вычисляются в области от 0 до 3600° с интервалом 50° (всего в 73 точках).

Предусмотрена возможность вычисления градуировочной кривой шести **участки** в отдельности (при точной установке реперных спектральных линий можно достичь большей точности). Если один из **участков** определяется длинами волн λ_1^1, λ_2^1 и λ_3^1 , чему соответствуют положения лимба монохроматора d_1^1, d_2^1 и d_3^1 , то следующий должен охватывать $\lambda_1^2 = \lambda_3^1, \lambda_2^2$ и λ_3^2 , чему соответствует $d_1^2 = d_3^1, d_2^2$ и d_3^2 и в нашем случае последней области соответствуют $\lambda_1^6 = \lambda_3^5, \lambda_2^6, \lambda_3^6$ и с соответствующими им $d_1^6 = d_3^5, d_2^6$ и d_3^6 .

В тексте программы массивы $\lambda_1^{j+1}, \lambda_2^{j+1}$ и $\lambda_3^{j+1}, d_1^{j+1}, d_2^{j+1}$ и d_3^{j+1} ; d_0, C и d_0 обозначаются буквами B_j, C_j и g_j, M_j, m_j и N_j ; d_j^0, S_j и C_j .

Данные о реперных линиях вводятся в память "Найри-К" шестерками. Вначале вводятся длины волны трех базисных (реперных) линий $\lambda_1^1, \lambda_2^1, \lambda_3^1 \rightarrow \beta_0, \gamma_0, \rho_0$ а вслед за ними соответствующие им показания лимба монохроматора $d_1^1, d_2^1, d_3^1 \rightarrow M_0, m_0, n_0$. Но до этого нужно сообщить ЭВМ, сколько таких шестерок будет введено. Для этого переменной $[K]$ присваивается при помощи непосредственного обращения к памяти "Найри-К" (Пуск - I 58T [значение $k/\sqrt{вк}$]), (значение $[K]$ = число комплектов - I). Имеем в виду, что адрес целночисленной переменной $[K]$ 58 т. В случае одного комплекта данных $k = 0$, в случае двух комплектов $k = I$ и т.д., а в случае шести комплектов начальных данных $k = 5$. Введение данных о реперных линиях осуществляется операторами № I - № 5. После этого "Найри-К" вычисляет постоянные $\lambda_0 = \delta_j, c = S_j$ и $\lambda_0 = C_j$ и их значения выпечатываются (таких комплектов троек может быть от одного до шести). Следует отрезок программы, которая вычисляет показания лимба УМ-2 с интервалами 50° от 0° до 3600° и присваивает эти значения массиву l_i (операторы № I6 - № 2I). После этого "Найри-К" вычисляет соответствующую массиву l_i длины волн и выпечатывает их парами (показания лимба барабана УМ-2 и соответствующие ей значения длины волны) в столбец.

Программа сама выбирает константы d_0, C и λ_0 т.е. δ_j, S_j и C_j (согласно области, где предстоит вычисление длин волн, т.е. сама определяет значение индекса j). Если определяемая по формуле (6I) длина волны больше длины волны последней реперной линии, то вычисление продолжается последним комплектом значений δ_j, S_j и C_j , т.е. осуществляется экстраполяция при помощи формулы (6I) до конца шкалы УМ-2 (до 3600°).

При помощи операторов № 40 - № 5I можно осуществить проверку калибровки при помощи остальных, обнаруженных при калибровке спектральных линий, или идентифицировать последние. Это означает, что от "Найри-К" можно "спрашивать", каковой должна быть длина волны этих пока еще не идентифицированных линий. Так как практически градуировку выполняют шаг за шагом в виде последовательных приближений, то вначале пользуются лишь одной или двумя тройками реперных линий (напри-

мер, тройкой 403,6 \sqcup 579,1 \sqcup 1014,0 \sqcup 397 \sqcup 2273 \sqcup 3265,5 (Вк)
или шестеркой

388,9 491,6 587,5 77,5 1667,5 2318 (Вк)
587,5 837,8 1014 2318 3038,5 3265,5 (Вк)

При этом процесс вычисления необходимо остановить при выполнении оператора № I (нажатием на клавишу ОС - останов-, после того, как машина уже успела выпечатать константы δ_j , S_j и C_j (один или два ряда).

Теперь необходимо идентифицировать менее надежно идентифицированные линии, например, линии H_{α} 447,1 нм, 667,68 нм и 706,5 нм, а также ртутные линии 772,8 нм, 491,6 нм и др. Для этого обращаемся к "Найри-К" следующим образом: Пуск-I, па, исполним 40 (вк), напечатает угол поворота лимба монохроматора и вслед за ней после пробела индекс спектральной области (переменная n присваивается переменной j 0 или I). После этого "Найри-К" печатает с двумя знаками после запятой угол поворота барабана УМ-2 и соответствующую этому углу длину волны.

Запись (указана внутри рамы) выглядит следующим образом:

па

исполним 40

506 0 (вк)

506,00 407,88 (H_{α} 407,8 нм)

2262,3 I (вк)

2262,3 577,01 (H_{α} 577,0 нм)

.....

3370 I (вк)

3370,00 1128,1 (H_{α} 1128,7 нм) (H 1128,1 получен как результат экстраполяции).

3331,5 I (вк)

3331,5 1083,12 (H_{α} 1083,0 нм)

Примечание: \sqcup - обозначает пробел;

(вк) - возврат каретки.

В скобках указаны действительные длины волн соответствующих линий гелия или ртути.

Теперь после предварительного идентифицирования наблюдаемых спектральных линий можно разделить всю область монохроматора на 3 или 4 подобласти и сообщить исходные данные

при помощи Консула или посредством подготовленной для этой цели перфоленты "Найри-К". Если мы осуществили это при помощи перфоленты, то на перфоленту необходимо перфорировать массивы реперных линий - тройку длин волн и тройку углов поворота барабана монохроматора, потом опять тройку длин волн и соответствующих им углов барабана УМ-2 и т.д. (максимально шесть таких комплектов). На этой же ленте могут быть перфорированы для проверки калибровки некоторые совокупности таких показаний лимба монохроматора, при которых были зарегистрированы спектральные линии (максимумы фототока ФЭУ) и которые не нашли еще применения в качестве реперных линий (но они могут быть и они сами). Однако они перфорируются попеременно с индексом $j = \mathcal{L}$ указывающим на спектральную область интерполяции (см. пример на стр. II7). Это значение присваивается переменной j и им фиксируются значения констант для формулы (6I). Кроме того, при помощи непосредственного обращения к памяти "Найри-К" необходимо сообщить, сколько линий мы хотим идентифицировать (чтобы чтение перфоленты остановилось бы своевременно). Для этого служит переменная Z с адресом 39п.

6.2.5. Измерение спектра люминесценции (калибровка фотометра)

При измерении спектров свечения люминофоров (кристаллофосфоров) можно пользоваться двумя типами систем (держатель образца, фильтра и зеркала). Они изображены на рис. 38 а и б.

Оптическая часть первой системы (рис. 38 а) состоит из двух регулируемых зеркал (зеркала получены вакуумным испарением алюминия и их нельзя "чистить" и вообще трогать пальцами). Зеркальную систему можно вращать вокруг своей оптической оси. "Горизонтальное" или "вертикальное" положение зеркал выбирается согласно поставленной задаче. Система схематически изображена на рис. 38а, где станет понятным функционирование ее отдельных элементов. Преимущество системы в том, что все необходимые оптические элементы - система возбуждения со своей лампой (7), конденсорной кварцевой линзой (6) и фильтрами (3) и (4) для выделения возбуждающего УФ

света, а также сам образец (2) можно установить в один ряд на оптической скамье (на рельсы УМ-2). После фиксирования положения конденсорной линзы УМ-2 (5) помещаем на место зеркальную систему вначале согласно рис. 38а вариант В) в вертикальное положение. Расположим рассеивающий белый экран из MgO (коэффициент отражения в видимой, близкой УФ и ИК областях почти не зависит от длины волны и примерно равен 99%) перпендикулярно к направлению биссектрисы угла между зеркалами (и в вертикальное положение как и сами зеркала). Пользуемся маленькой лампой накаливания (питаем от трансформатора комплекта УМ-2 напряжением 3,5 или 6,3 В) и установим ее непосредственно в почти полностью открытую выходную щель, а лимб монохроматора поставим в положение, соответствующее желтым или красным "длинам" волн (2400-2700⁰). Так как конденсорная линза уже на своем месте, то свет лампочки, выделенной монохроматором в красной области спектра, отражаясь от левого зеркала, должен в результате юстировки падать и сфокусироваться в центр экрана. Достигается это: 1) смещением зеркальной системы вдоль оптической скамьи; 2) регулированием винтами угла отражения левого зеркала (первой операцией добиваемся фокусировки светового пятна в плоскость экрана, вторым - смещения его в центр экрана). После этого мы убеждены, что свет, отраженный от центра экрана, будет сфокусирован на входную щель УМ-2.

Теперь установим источник сравнения (источник А) не на рельс УМ-2, а в сторону от него, близко к черному круглому экрану зеркальной системы. Его нужно установить так, чтобы все нити накала были видны из центра экрана. Экран, который "сидит" вертикально на смещаемом вверх-вниз столике системы, временно снимаем и устанавливаем в место его центра острие карандаша; наблюдая глазом за нитями накала, которые нагреты до слабого каления, добиваемся смещением кожуха лампы, чтобы все нити накала лампы полностью были бы видны вдоль направления, проходящего через острие.

Теперь можно приступить к измерению фототока от лампы сравнения. Прежде всего необходимо установить на лампе точное, заданное в паспорте, напряжение, но можно установить режим лампы и при помощи заданного тока. В протокол заносим

данные лампы (номер, тип, условия и режим питания).

При измерении фототока стрелочным прибором носим данные в протокол согласно примеру, приведенному в таблице 7. Здесь важно соблюдать требование, согласно которому все данные измерений, которые нужно единообразно обработать, находились бы в одном ряду: положение барабана УМ-2, энергия кванта (длина волны), фототоки от лампы сравнения, приведенные значения фототока, фототоки от исследуемого образца, приведенный фототок, спектр лампы сравнения (по формуле Планка), полученный спектр. При таких измерениях пользуемся областью шкалы регистрируемого прибора от $1/4$ до полного отклонения. Если стрелка прибора выходит за эти пределы, то нужно изменить чувствительность фотометра (изменением величины нагрузочного сопротивления ФЭУ или напряжением питания ФЭУ, а в синей области спектра можно также увеличить ширину щелей). При этом необходимо проследить, чтобы измерения при разных чувствительностях перекрывались в 2-3 точках спектра (особенно тщательно регистрируем при этих переходах нуль фотометра, так как при изменении чувствительности или напряжения питания смещается нуль). Имеем в виду, что, как правило, стрелку фотометра не подгоняем "разными рукоятками" на нулевую отметку, а просто измеряем это значение, т.е. учитываем нулевое положение стрелки. Нулевое положение (отсчеты фотометра без света) необходимо измерять периодически, через 5-10 отсчетов. Если среднее значение нулевых отсчетов не дрейфует (нет смещения нуля), то нет необходимости измерять нулевые отсчеты столь же часто, как и сами фототоки. Значение темнового тока (нулевые отсчеты) нужно всегда регистрировать в протоколе, даже тогда, когда соответствуют нулевому показанию прибора.

При регистрации данных на ЦПУ положения барабана УМ-2 нужно отмечать вручную у регистрируемых значений фотометра (например, через каждые 5 спектральных точек), а ток ФЭУ на свету при каждой длине волны регистрирует повторно, по меньшей мере 3 раза, а потом эти значения усредняем или суммируем. Каждый раз измеряем также "темновой ток" (нуль фотометра) по 3 раза (закрываем затвор УМ-2 у входной щели). Разни-

ца между полученными таким образом средними значениями тока ФЭУ на свету и в темноте есть фототок ФЭУ.

Установка включается в следующем порядке. После истиривки системы установим ширину щелей на 0,15–0,35 мм (равными друг другу), а высоту на 8–10 мм. Не следует пользоваться ширинами щелей менее 0,1 мм, так как при этом станет значительным явление дифракции, которое неконтролируемым образом изменит спектральную чувствительность установки.

Согласно области, где находится спектр исследуемого люминофора, выбираем тип ФЭУ (ФЭУ-22, ФЭУ-51 или ФЭУ-17). Имеем в виду, что ФЭУ-17 самый чувствительный (малощумящий), но позволяет измерить спектр лишь до 580–600 нм. Фотоумножитель ФЭУ-22 охватывает всю спектральную область УМ-2, но он менее чувствительный (его шум значительный). Во-первых, проверяем, с каким ФЭУ имеем дело в данном кожухе, регистрируем в протоколе тип и индивидуальный номер ФЭУ. Светонепроницаемо установим кожух ФЭУ с ФЭУ перед выходной щелью монохроматора, закрываем свет через монохроматор и включаем питание ФЭУ (до этого установим рукоятку напряжения в положение минимального напряжения, а чувствительность фотометра на максимальное положение – входное сопротивление фотометра максимальное).

Установим ток через лампу сравнения на значение, указанное в паспорте лампы, ток измеряется точным амперметром с классом точности 0,1–0,2%.

Белый рассеивающий экран из MgO до этого нужно освежать при тщательных измерениях (покрыть в вытяжном шкафу свежим налетом дыма от магниевой проволоки).

Включаем цифровой вольтметр Ф203 (предел IOB), а также преобразователь напряжения Ф276 (для согласования величины и полярности выхода Ф203 с входом ЦПУ), ЦПУ и транскриптор Ф250 для ЦПУ. Включаем число разрядов с отметкой 3. Кнопка "авт" в верхнем (невкл.) положении. Кнопкой "пуск" включается регистрация данных от Ф203.

Так как цифровой вольтметр Ф203 по динамическому диапазону значительно превосходит стрелочный прибор, то иногда можно ограничиться одним пределом чувствительности при измерении фототока во всей необходимой спектральной области. До

Измерения спектра свечения

Монохроматор: УМ-2 56012 ширина щелей 25/25
 ФЭУ-17 № 480, $U=700-900$ В, $R_H - 1$ Гом и 100 Мом.
 фильтры: УФС-2, Si_2SO_4 (10 мм); СИ АIII $U=86,6$ В, $I=2,267$ А

Показ. лимба монохро- матора φ°	Энергия кванта, эВ	Фототок $i(\nu)$, обусловленный люминесценцией						
		I измерение		II измер.		III измер.		Среднее значение
2300		7,5	$\leftarrow (0=0)$	0,75				0,75
2250		10,5		1,05				1,085
...								...
2100		44,5	$(0=0)_{13,8}$	4,15				4,37
2050	2,104	70,5	$\leftarrow 24,5$	7,05				7,50
2000	2,133	13,9	37,5	11,0				11,97
1950	2,168	20,4	57,0	16,75				18,03
1900	2,200	29,0	79,5	23,35				26,08
1850	2,233	44,5	$(0=0)$	33,4				37,46
1800	2,262	61,5	27,7	49,4				55,0
1750	2,293	88,5	40,0	71,2				79,8
1700	2,324		56,0	99,6				110,4
1650	2,355	22,0	74,5	132,8				144,3
1600	2,386	28,0	$(0=0)_{39,9}$	168,5				179,2
...								...
1300	2,560	62,5	$(0=0)_{21,8}$	37,7				410,3
1250	2,586	74,5	26,0	44,8				496,0
1200	2,610	$0=0$	32,0	55,2				605,0
...								...
900	2,765		$0=0$	85,0	146,4			1619,0
800	2,813	$\leftarrow (0=0)$	94,0	161,8				1806,7
700	2,860		94,5	157,5				1764
600	2,909		$0=0$	77,0	132,5			1490,7
500	2,951	$\leftarrow (0=0)$	53,0	91,3				101,9
400	2,998	85,5	30,5	52,5				583,3
300	3,039	39,0	13,9	24,0				269,3
200	3,077	14,0	$\rightarrow 47,5$	86,5				95,2
100	3,118	85,5	$\leftarrow 13,5$	24,6				26,9
0	3,151	19,0		5,47				6,73

Таблица 7

люминофора

фототок $i_0(\nu)$ обусловленный СИ лампой					$V_0^{(n)}$	$\frac{V_0^{(n)}}{i_0(\nu)}$	$V_f(\nu) =$
I измерение		II измер.		III измер.	Сред- нее знач	$\frac{\text{квант}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эВ} \cdot \text{см}^2} = \frac{1}{\Gamma(\nu)}$	$i_f(\nu) \frac{1}{\Gamma(\nu)}$ $\frac{\text{квант}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{эВ} \cdot \text{см}^2}$
39,0	0	124			91,2		
55,0		175			128,5		
∴		∴			∴		
	(0=0)	43,0	444		355,5		
		58,0	598		513,7	2,530	
	0=0	76,5	793		712,5	2,090	
27,5		24,0	908		847	2,39	
29,5		25,8	974		910	2,03	53,0
31,0		27,25	1025		956	1,75	60,5
31,5		27,5	1070		987,5	1,53	84,2
32,0		28,0	1087		1005	1,34	106,8
32,0	(0=0)		1087		1005	1,24	137
34,5			1070		987,5	1,145	163,8
30,5			1005		952	1,095	196,3
∴		∴			∴	∴	∴
64,25		642,5			620	0,955	394
59,25		592,5			573,7	0,934	463
54,5		545			530	0,930	562
∴		∴			∴	∴	∴
31,5	(0=0)	315			305	0,967	1565
25,5		255			247,5	0,990	1789
21,5		212			205	1,03	1820
17,0		174			169	1,065	1587
		42,5	170		136	1,14	1162
		33,5	110		107,5	1,255	732
(107,0)		25,75	85		82,9	1,39	374
80,5		19,5	64		63,1	1,605	152,7
59,0		14,5	47		46,4	1,89	50,9
40,5		32			32	2,39	16,4

 $V_0^{(n)}$ - спектральная яркость светоизмерительной лампы, $V_f(\nu)$ - спектральная яркость люминофора, $\Gamma(\nu)$ - спектральная чувствительность фотометра.

снятия полной серии фототоков от длины волны необходимо найти положение барабана длин волн УМ-2 (так же как при измерениях фототоков исследуемого образца), при котором выходной сигнал фотометра максимален, и регулировать изменением чувствительности установки (изменением входного сопротивления; напряжения питания ФЭУ; регулированием ширины щелей) показания выходного прибора до 80-90% от полной шкалы. Максимальное напряжение на пределе IOB вольтметра Ф203 представляется числом 9,99. Таким образом, точность регистрации при уменьшении сигнала с изменением длины волны измеряемого светового потока до 10% от полной шкалы достигает еще величины 1%. Такую величину погрешности можно считать нормальной (удовлетворительной) в случае измерения спектров свечения.

При регистрации фототока от люминофора необходимо повторить цикл юстировки зеркальной системы. Зеркальную систему поворачиваем на 90° (в горизонтальное положение). Образец установим на столик образца (его можно отдельно смещать вверх-вниз). Включаем источник возбуждения - ртутную лампу СДВ-120 или ДРШ-250 (для этого иногда необходимо пользоваться генератором высоковольтной искры). Сфокусируем электроды лампы на образец. Установим необходимые фильтры для выделения только УФ облучения из спектра ртутной лампы (фильтры не должны пропускать свет в спектральной области измеряемого источника - люминофора) и сфокусируем светящееся пятно лампы на люминофор (он начинает интенсивно светиться). Установим в выходную щель УМ-2 маленькую лампочку и спроецируем в зелено-оранжевых цветах ее свет на центр образца (процедура аналогична той, по которой мы установили белый экран). В то же место направим и свет ртутной лампы (можно регулировать положение лампы по высоте, и вдоль рельса УМ-2, а также регулировать угол зеркала).

Опять поставим ФЭУ перед выходной щелью УМ-2 и включаем его питание (до этого установим рукоятки регулировки напряжения в положение минимального напряжения, а чувствительность - в положение максимального сопротивления входа фотометра; щели установим в пределах 0,11-0,3 мм, высоту - на 8-10 мм; закрываем затвор УМ-2 у входной щели, а вначале установим ширину входной щели на отметку 0,05 мм).

Теперь найдем положение барабана УМ-2, при котором фототок от образца, возбужденный УФ светом, максимален. Установим барабан УМ-2 в желто-зеленую область спектра, откроем затвор УМ-2 и при помощи увеличения ширины щели (до 0,25 мм), повышением напряжения питания ФЭУ (для ФЭУ-17 не выше 1200-1300 В, а для ФЭУ-22 не выше 1600-1800 В), добьемся показания выходного стрелочного прибора до 1/4-1/3 от полной шкалы. Поворачиванием барабана УМ-2 в ту сторону, в которой фототок ФЭУ начинает расти, найдем положение, при котором фототок ФЭУ максимален (при этом, наверняка, придется уменьшить чувствительность фотометра, если выходной прибор начинает зашкаливаться). В положении этого максимума фототока регулируем при помощи ширины щелей, чувствительностью и напряжением фототок до 0,8-0,9 (80-90%) от полной шкалы регистрирующего прибора. Снять спектр люминесценции с щелями уже чем 0,2 мм можно только тогда, когда фототок не "шумит", т.е. последовательные отсчеты выходного прибора фотометра при фиксированных условиях, соответствующих измерению спектра люминесценции, равны между собой (стрелка не колеблется больше допустимого).

При выбранных и установленных ширинах и высоте щелей необходимо проверить, не пропускают ли фильтры перед УФ источником свет из области спектра люминесценции люминофора, и не мешает ли измерениям какой-либо другой посторонний свет. Для проверки этого снимаем образец со своего места и поставим на его место чистую, только что матированную наждаком (чтобы свет рассеивался во все стороны) алюминиевую пластинку и в точно таких же условиях (напряжение ФЭУ, ширины щелей УМ-2 и т.д.), при которых измеряем спектр свечения, регистрируем "холостые" отсчеты - три отсчета Ф203 с открытым затвором УМ-2, три - при закрытом затворе, т.е. фототоки ФЭУ в зависимости от угла барабана УМ-2. При обнаружении значительного фототока (выше того, который допустим условиями точности измерения, например, выше 1% от фототока при той же длине волны) необходимо установить его причину. Требуется выяснить, будет ли его причиной слишком высокий уровень рассеянного света обсеждения лаборатории (плохая экранировка образца - экраном сделан черная бумага, закрытая под столик об-

разца) или проникающий через фильтры свет источника возбуждения. Если при установлении перед возбуждающим светом затвора из черной бумаги размером $40 \times 40 \text{ мм}^2$ в положении фильтров, этот паразитный свет не устраняется, то причиной является свет освещения лаборатории. Если он устраняется, то причиной будет пропущенный фильтрами УФС и жидкими фильтрами свет или даже свет люминесценции линз и других элементов системы.

После завершения экспериментальной части задания следует вычислить спектр светоизмерительной лампы $B_0(\lambda)$ (см. стр. 73 и формулу (50)) и заполнить соответствующий столбец в таблице протокола (см. образец протокола - таблицу 7 на стр. 122). После этого можно вычислить (см. стр. 69 и формулу (48)) измеряемые спектры люминесценции кристаллофосфоров. Полученные спектры представим на графиках в виде нормированных в максимуме (200 мм на графике) кривых. Масштаб оси абсциссы выбираем так, что 0,1 эВ соответствует 10 мм на графике.

Если по оси абсциссы нанесены энергия испущенных источником квантов в линейном масштабе, то в таких координатах яркость $B(\nu)$ выражается через $B(\lambda)$ следующим образом:

$$B^1(\nu) = \lambda^2 B(\lambda), \quad (49)$$

а если яркость представляется как число испущенных в единичном интервале частот квантов $B^2(\nu)$, то

$$B^2(\nu) = \lambda^3 B(\lambda) \quad (49a)$$

(Вывод последних соотношений представим читателю).

7. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОФОСФОРОВ

7.1. Спектр возбуждения люминесценции

Важное место среди спектральных характеристик люминофоров занимает спектр возбуждения, представляющий собой зависимость интенсивности люминесценции от длины волны или частоты возбуждающего излучения при одной и той же его интенсивности (т.е. при одном и том же числе падающих (поглощенных) в единицу времени на люминофор квантов возбуждающего света или при одной и той же плотности потока возбуждающего излучения).

Естественно, что люминесценция возбуждается только таким излучением, которое способно поглощаться люминофором. Однако спектр возбуждения существенно отличается от спектра поглощения, так как доля поглощаемого излучения, преобразуемая в свет люминесценции, неодинакова в различных участках спектра. Активаторное поглощение (коэффициент поглощения) обычно значительно меньше поглощения в фундаментальной полосе, вследствие малой концентрации активаторных центров (в активаторной полосе поглощения происходят переходы электронов с локальных активаторных уровней в зону проводимости; в фундаментальной полосе переходы осуществляются с валентной зоны в зону проводимости). В то же время люминесценция в этой полосе возбуждается весьма эффективно, что используют для выяснения природы активаторных полос поглощения. В тех случаях, когда люминесценция представляет собой чисто внутрицентровой процесс, падающее на фосфор излучение, поглощаемое основной решеткой, может вообще оказаться неактивным. Отметим, что при внутрицентровой люминесценции электронные переходы поглощения и излучения происходят в пределах самого центра люминесценции. Часто такими центрами, например, будут ионы редкоземельных элементов в качестве примесей замещения или внедрения в кристаллах типа сульфида цинка. Свободные электроны и дырки "плохо" взаимодействуют с такими центрами - они

не захватываются на такие центры. Такие люминофоры, как правило, плохо возбуждаются катодными, рентгеновскими и ядерными излучениями. Следовательно, по спектрам возбуждения можно изучать процесс преобразования поглощенной энергии в люминесценцию.

В ряде случаев, в частности у цинксульфидных люминофоров, положение максимума в спектре возбуждения совпадает с положением края фундаментальной полосы поглощения. Это объясняется тем, что вначале по мере увеличения поглощения возбуждающего излучения при продвижении в коротковолновую область интенсивность люминесценции возрастает. Но когда коэффициент поглощения достигает больших величин, глубина проникновения возбуждающего излучения становится ничтожной, так что возбуждающее излучение действует лишь на тонкий поверхностный слой, содержащий обычно большое число дефектов, где может происходить безызлучательная рекомбинация электронов и дырок.

Отметим здесь, что определение спектра возбуждения, приведенное по книге Гурвича [14, стр. 56], оставляет многие ее стороны открытыми и не является достаточно строгим.

В четко определенном смысле спектр возбуждения — это зависимость квантового (или энергетического) выхода люминесценции от длины волны (при этом необходимо иметь в виду, что выход кроме длины волны может зависеть также от интенсивности возбуждающего излучения, поэтому в определении понятия спектра возбуждения добавлены слова "при одной и той же интенсивности его").

Квантовый выход есть отношение числа фотонов в излучении люминесценции, к числу фотонов, поглощенных люминесцирующим веществом, т.е.

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{\text{изл.}}}{N_{\text{погл.}}} \quad (62)$$

где $N_{\text{изл.}}$ и $N_{\text{погл.}}$ соответствующие числа квантов.

Следовательно, при корректных измерениях нужно учесть зависимость доли отраженного исследуемым образцом возбужда-

шего излучения от длины волны и формула (62) преобразуется к виду

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{\text{изл.}}}{N_{\text{пад.}}(1-\gamma(\lambda))} \quad (63)$$

где $N_{\text{пад}}$ - число падающих на образец квантов возбуждающего излучения, а $\gamma(\lambda)$ - коэффициент отражения при длине волны возбуждающего излучения.

Если предположить, что интенсивность люминесценции пропорциональна интенсивности возбуждающего излучения (т.е., если квантовый выход не зависел бы от интенсивности возбуждающего излучения), то отношение интенсивности люминесценции к интенсивности возбуждения даст спектр квантового выхода с точностью до зависимости множителя $(1 - \gamma(\lambda))$ от длины волн*.

$$\eta(\lambda)(1-\gamma(\lambda)) = \frac{N_{\text{изл.}}}{N_{\text{пад.}}} \quad (64)$$

Во многих люминесцирующих веществах вид спектра люминесценции не зависит от длины волны возбуждающего излучения, а также от интенсивности последнего. Это происходит в случае люминофоров, в которых люминесценция обусловлена одним типом центров свечения и спектр люминесценции является элементарным. Во многих кристаллофосфорах, в том числе и в цинксульфидных, имеем дело с составным спектром свечения, т.е. люминесценция возникает как свечение нескольких разных по природе центров свечения. При этом вклад свечений того или иного центра в общий спектр люминесценции зависит от условия

* В наших экспериментах будет определено относительное спектральное распределение $N_{\text{пад.}}$ и, следовательно, и спектр $\eta(\lambda)$ будет относительным, а не абсолютным. Абсолютные измерения всегда значительно более сложны и требуют наличия приемника излучения с известной абсолютной чувствительностью. При помощи такого приемника излучения с известной абсолютной чувствительностью можно определить абсолютные количества квантов в падающем на образец потоке возбуждающего излучения.

возбуждения (от длины волны и от интенсивности возбуждающего излучения). В случае таких образцов для получения относительного спектрального распределения спектра возбуждения необходимо определить зависимость полного количества числа квантов (в относительных единицах) в спектре люминесценции от длины волны возбуждающего излучения). В этом случае можно измерить площадь под спектрами люминесценции (спектры должны быть представлены в числах квантов на единичный интервал абсциссы) при каждой длине волны возбуждения.

Мы этого пока не сделаем и измерим просто зависимость интенсивности люминесценции в определенном спектральном интервале спектра свечения (выделенным монохроматором УМ-2) от длины волны возбуждающего излучения. Но для разных спектральных областей спектра свечения полученные спектры возбуждения могут быть различными по виду.

Мы также не учитываем зависимости множителя $(1 - \chi(\lambda))$ от длины волны, т.е. пренебрегаем отражениями.

Для того чтобы привести интенсивность возбуждающего излучения (выделенного монохроматором от излучения соответствующего источника - лампы накаливания или водородной лампы, которая первоначально разная при разных длинах волны) к одной и той же величине, необходимо, во-первых, знать зависимость интенсивности возбуждающего излучения от длины волны за выходной щелью монохроматора на месте образца и, во-вторых, нужно при помощи поляроидного ослабителя, оптического клина, регулирования ширины щелей монохроматора или какого-либо другого метода уменьшить интенсивность в каждой "точке" измерения во столько раз, во сколько раз интенсивность в данной точке измерения больше, чем интенсивность в той точке спектра, где она первоначально была наименьшей. Этой процедурой можно добиться одинаковой интенсивности падающих на образец возбуждающих потоков при разных длинах волны.

Знать зависимость интенсивности возбуждения от длины волны необходимо и при использовании формулы (64), где предполагается, что интенсивность люминесценции пропорциональна интенсивности возбуждения при каждой длине волны возбуждающего излучения.

Таким образом, перед нами задача - определить интенсив-

ность падающего на образец излучения в зависимости от длины волны. Мы знаем, что спектральная энергетическая чувствительность только тепловых приемников (болометры, термоэлементы, термостолбики и др.) может быть постоянной в широкой спектральной области, но, к сожалению, их применение в качестве рабочих приемников света при наших измерениях в УФ области, а также в фиолетовой области спектра затруднено из-за 1) их очень малой чувствительности и 2) очень малых интенсивностей выделенных монохроматором световых потоков.

Однако результаты исследования спектральной зависимости квантового выхода люминесценции разных органических веществ сами приводят к интересному методу измерения спектрального распределения УФ и фиолетового излучений.

Зависимость выхода люминесценции от длины волны возбуждающего излучения впервые исследовал С.И. Вавилов [27]. Для водного и спиртного растворов флюоресцина он установил, что энергетический выход люминесценции растет пропорционально длине волны возбуждающего излучения вплоть до области, где лежит спектр люминесценции. Здесь начинается быстрое падение выхода. Так как спектр люминесценции, как правило, в таких веществах не зависит от длины волны возбуждающего излучения, то полученный результат означает, что до области излучения люминесценции квантовый выход люминесценции постоянен, т.е. не зависит от длины волны возбуждающего излучения. То же постоянство квантового выхода было установлено рядом авторов для других люминесцирующих веществ. Ныне оно носит характер закона, применяемого к очень многим люминесцирующим веществам, хотя возможны отклонения от него, вызванные различными причинами.

Для нас интерес к люминофорам с постоянным квантовым выходом возникает в связи с тем, что люминофоры с постоянным квантовым выходом могут быть использованы в комбинации с фотоэлектронным умножителем как такой приемник света, спектральная чувствительность которого прямо пропорциональна длине волны, т.е. по числам квантов чувствительность не зависит от длины волны.

При применении "комбинированного" нейтрального приемника, состоящего из специального люминофора и ФЭУ, требуется, одна-

ко, выполнение следующего условия. Нужно, чтобы либо поглощалась вся падающая на люминесцирующее вещество энергия (все падающие кванты), либо учитывалась только поглощаемая ее доля.

Такой "комбинированный" приемник излучения и будет использован нами при измерении спектров возбуждения люминофоров. При этом мы не учитываем разницу в спектрах отражения исследуемого кристаллофосфора и "эталонного" люминофора в составе "комбинированного" приемника излучения.

Практически измерение относительного спектра возбуждения сводится к сравнению спектрального хода фототоков, возникающих, во-первых, от люминесценции исследуемого образца ($i_x(\lambda)$) и, во-вторых, от люминесценции эталонного люминофора с постоянным квантовым выходом ($i_z(\lambda)$) от длины волны возбуждающего излучения (спектр последних фототоков пропорционален числу падающих на образец фотонов возбуждающего излучения, а первых - интенсивности люминесценции исследуемого люминофора) и, следовательно

$$\eta(\lambda) = \frac{N_{\text{изл.}}}{N_{\text{наг.}}(1-\gamma_x(\lambda))} = \frac{c_1 i_x(\lambda)}{c_2 i_z(\lambda) \frac{(1-\gamma_x(\lambda))}{(1-\gamma_z(\lambda))}}, \quad (65)$$

где $i_x(\lambda) = \frac{1}{c_1} N_{\text{изл.}}$, а $i_z(\lambda) = \frac{1}{c_2} N_{\text{наг.}}(1-\gamma_z(\lambda))$

и c_1 и c_2 - независимые от длины волны возбуждающего излучения множители, а $\gamma_z(\lambda)$ - коэффициент отражения эталонного образца в зависимости от длины волны возбуждения.

При наших измерениях зависимостью множителя $\frac{(1-\gamma_x(\lambda))}{(1-\gamma_z(\lambda))}$ от длины волны приходится пренебречь и считать, что относительное спектральное распределение квантового выхода пропорционально отношениям фототоков $i_x(\lambda)$ и $i_z(\lambda)$, т.е.

$$\bar{\eta}(\lambda) = C \frac{i_x(\lambda)}{i_z(\lambda)}. \quad (66)$$

В качестве эталонного люминофора можно использовать целый ряд люминесцирующих веществ, имеющих постоянство квантового выхода в широком спектральном интервале. Такими веществами будут, например, люмоген, родамин и др. График зависимости квантового выхода люмогена от длины волны возбуждающего света представлен на рис. 40.

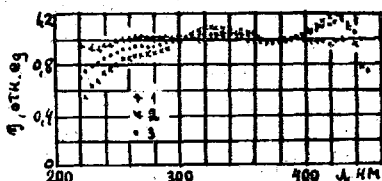


Рис. 40. Кривые относительного квантового выхода трех образцов светло-желтого люмогена из различных партий.

7.2. Задание, экспериментальная установка и методика эксперимента

7.2.1. Описание задания

Задание: Определить спектры возбуждения люминесценции нескольких кристаллофосфоров. Представить эти спектры на графике — энергия квантов возбуждающего излучения в электронвольтах и относительный квантовый выход люминесценции.

Аппаратура. Кварцевый монохроматор СФ-4 для выделения возбуждающего излучения; монохроматор УМ-2 для выделения люминесцентного излучения в определенной области длин волн (выбирается экспериментатором); ФЭУ для измерения интенсивности света; источники света возбуждающего (УФ) излучения (водородная лампа, вольфрамовая лампа накаливания с галогенным наполнением (КГМ-24-150); криостат сухого воздуха с держателем образцов, линзами и зеркалами для направления возбуждающего облучения на образец и люминесцентного свечения

на входную щель монохроматора УМ-2; источники питания ФЭУ и ламп возбуждающего излучения; ламповый вольтметр для регистрации фототока ФЭУ.

Схема установки для измерения спектра возбуждения люминесценции представлена на рис. 38 в.

7.2.2. Экспериментальная установка и методика измерения спектра возбуждения люминесценции кристаллофосфоров

Для получения монохроматического излучения, возбуждающего люминесценцию, необходимы, во-первых, подходящий источник "света", обладающий в УФ области сплошным спектром с достаточной спектральной плотностью излучения (геометрические размеры активной поверхности такого источника должны быть соизмеримы с геометрическими размерами щели монохроматора — порядка $10 \times 1 \text{ мм}^2$) и, во-вторых, кварцевый монохроматор.

Качество источников излучения для УФ области ограничивает и выбор подходящих приемников излучения. Прежде всего это обусловлено малой лучистой яркостью источников излучения, обычно применяемых для измерения в УФ области. Это затрудняет использование неселективных приемников света как эталонов (болометры, термоэлементы и т.д.).

Для ближайшего участка ультрафиолетового (УФ) спектра до длины волны примерно 300 нм используется лампа накаливания с увиолевым окном — источник, обладающий наибольшей стабильностью, а также удовлетворительными в этом участке значениями яркости. С дальнейшим уменьшением длины волны лучистая яркость очень быстро падает, поэтому использование кварцевых окон дает незначительный выигрыш. В данном случае высокая температура нити накала лампы особенно необходима. Поэтому ленточная лампа на большой ток или более маломощная галогенная лампа накаливания с кварцевой колбой (наполненной галогенным наполнением для увеличения срока службы вольфрамовой нити) являются наилучшими типами ламп. Температура нити накала лампы последнего типа ввиду галогенного наполнения значительно выше, чем у обыкновенных ламп накаливания, и так как кварцевая колба пропускает полностью УФ свет, то в его спектре относительная доля близкого УФ и синего света по от-

ношению к красной области спектра значительно больше, чем у обыкновенных ламп накаливания.

Начиная с 340 нм и короче используется водородная лампа. Главным ее достоинством является сплошной спектр, интенсивность которого растет с уменьшением длины волны до области линий, лежащих между 160 и 170 нм. Это особенно важно, если учесть растущее с уменьшением длины волны поглощение монохроматора, а в случае призмного прибора — и дисперсию. Не менее существенно и то, что водородная лампа отличается высокой по сравнению с другими газоразрядными источниками стабильностью. Для работы до длин волн 160 нм достаточно прозрачны окна из плавленого кварца. При длинах волн больше 350 нм водородные лампы неудобны из-за линий, накладывающихся на сплошной фон и снижающих точность измерений. Кроме того, здесь их яркость меньше, чем яркость ламп накаливания.

Получается, что в УФ области приходится иметь дело с существенно меньшими значениями лучистой яркости, чем, например, при работе с лампой накаливания в видимой области. Это обстоятельство усугубляется большими потерями УФ излучения в оптической схеме, в частности, при работе с двойным монохроматором. Но двойная монохроматизация особенно нужна в УФ области, где энергия излучения резко меняется с длиной волны (особенно в случае лампы накаливания). Так как лучистая яркость ламп накаливания в видимой, красной и инфракрасной (ИК) областях значительно больше яркости в УФ области, то рассеянные в монохроматоре эти длинноволновые излучения, выходящие из монохроматора, могут иметь сравнимую с полезным УФ излучением интенсивность. Это паразитное излучение (выходящее из монохроматора против нашей воли) прибавляется к исследуемому люминесцентному излучению образца и искажает полученные результаты. В области длин волн короче 380–360 нм рассеянный свет приводит к таким грубым погрешностям, что работа с лампой накаливания без дополнительной монохроматизации невозможна.

Если нет двойного монохроматора, то с целью большей монохроматизации выходящего из кварцевого монохроматора УФ излучения можно поставить за его выходной щелью стекло Вуда, которое пропускает необходимые нам УФ излучения, но не про-

пускает видимый и ИК свет. Это, например, стекло марки УФС-1. Поскольку это стекло, как и почти все стекла марки УФС, пропускает в некоторой мере близкое ИК излучение с длиной волны большей 650 нм (особенно много и в широком диапазоне длин волн пропускает стекло УФС-1)*, то в зависимости от области выделяемого УФ излучения и от спектральной чувствительности ФЭУ нужно пользоваться этими стеклами в комбинации с жидкими фильтрами из CuSO_4 , NiSO_4 или CoSO_4 (см. рис. 36, 37).

В нашей установке монохроматором будет кварцевый монохроматор спектрофотометра СФ-4. В качестве источника возбуждающего света используем лампу накаливания типа КГМ-24 - 150 с галогенным наполнением кварцевой колбы. Питается эта лампа напряжением 24 В при помощи автотрансформатора. Используем для измерения спектра возбуждения и кварцевую ртутную лампу ПРК, из спектра которой выделяем отдельные УФ линии, настраивая монохроматор на эти линии, или водородную лампу (для области менее 320 нм), которая питается при помощи специального блока питания.

Исследуемые образцы и эталонный люминофор находятся в специальном криостате сухого воздуха на медном диске (медный диск можно охлаждать жидким азотом и, кроме того, его можно поворачивать и он в принципе позволяет последовательно исследовать четыре разных образца).

Свет источника возбуждающего света - лампы накаливания ЛН (или водородной лампы или ПРК) при помощи зеркального конденсора направляется на входную щель монохроматора СФ-4. Выходящее из нижней половины общей щели монохроматора излучение при помощи кварцевой линзы и алюминиевых зеркал фокусируется и направляется на исследуемый образец (кристаллофосфор или эталонный люминофор) на медном диске криостата.

Рассеянное в монохроматоре излучение можно устранить при помощи стеклянных (УФС-1, УФС-2, УФС-3 и др.) и жидких фильтров (CuSO_4 , NiSO_4 или CoSO_4) за выходной щелью монохроматора.

При помощи такой же симметрично расположенной системы зеркал и линзы люминесцентное свечение направляется на вход-

* См. рис. 36.

ную щель второго монохроматора (УМ-2), которая пропускает интересующее нас люминесцентное свечение, но не пропускает возбуждающий УФ или синий свет. Отметим, что для наблюдения фотолюминесценции существенно, чтобы возбуждающий свет, рассеянный или отраженный люминесцирующим веществом, не накладывался на свет люминесценции*.

При измерении люминесценции часто мешающим фактором является паразитная люминесценция самих линз и материалов аппаратуры. Стеклообразные и кварцевые линзы под действием УФ облучения сами люминесцируют. Поэтому отдельно нужно убедиться в том, что измеряемый нами свет — это люминесценция образца (или эталонного люминофора), а не паразитное свечение или просто посторонний рассеянный свет. Для этого нужно в положении образца поставить свежематированную при помощи наждачной бумаги алюминиевую пластинку (только металлы, не покрытые окисью или загрязнениями, не люминесцируют; почти все другие предметы в некоторой мере люминесцируют под действием УФ облучения).

Выделенное монохроматором УМ-2 люминесцентное излучение образца падает на фотоэлектронный умножитель ФЭУ-29. Фототок ФЭУ измеряется ламповым вольтметром. Система является фотометром, чувствительность которого можно регулировать переключением нагрузочных сопротивлений ФЭУ (они одновременно являются входными сопротивлениями лампового вольтметра). Величину фототока можно регулировать изменением напряжения питания ФЭУ и изменением ширины щелей УМ-2 (или СФ-4).

В режиме измерения спектра возбуждения люминесценции барабан монохроматора УМ-2 следует настроить на длину волны, соответствующую максимуму фототока от люминесценции люмино-

* Самым простым способом устранения возбуждающего света является метод Стокса, т.е. метод скрещенных фильтров. Он заключается в том, что источник света помещается в ящик с окошком, в которое вставлено цветное стекло. Цветное стекло пропускает лучи только той части спектра, которая необходима для возбуждения (в нашей аппаратуре роль этого фильтра играет кварцевый монохроматор СФ-4). Люминесценция наблюдается через второй светофильтр, не пропускающий первичный свет (в нашем случае монохроматор УМ-2).

фора*.

Подготовку прибора и снятие спектров возбуждения рекомендуется проводить в следующем порядке.

Подготовка прибора к работе

1) Подать на источник возбуждающего излучения соответствующее напряжение питания (24 В, 6,8 А) при помощи автотрансформатора.

2) Сфокусировать (проверить фокусировку) УФ источник излучения на щель СФ-4. Для этого необходимо наблюдать сбоку при помощи вспомогательного зеркала или линзы через выходную щель СФ-4 освещенность апертурного отверстия - оно ограничено оправой кварцевой призмы - и убедиться в том, что апертурное отверстие равномерно освещено в монохроматическом свете (настроить СФ-4 для этого на видимую область спектра). Если это не так, то при помощи смещения источника и поворотом зеркала конденсора осветителя добиваемся яркой равномерной освещенности апертурного отверстия. Так как конденсор осветителя и остальная оптика в СФ-4 зеркальная, и хроматическая аберрация, следовательно, в СФ-4 отсутствует, то таким же образом как и видимый свет сфокусируется и невидимое УФ излучение.

3) Поставить люминофор(ы) и люмоген и родамин на медный диск криостата сухого воздуха.

4) Проверить регулировку оптической системы криостата вместе с монохроматорами СФ-4 и УМ-2. При этом:

а) светлая полоска люминесценции образца, вызванная возбуждающим светом из СФ-4, должна иметь ширину, равную ширине щели СФ-4 (быть узкой и резкой). Изменением расстояния образца от щели СФ-4 (при помощи смещения криостата) можно добиться резкого изображения;

б) при помощи вспомогательного источника света - лампы

* Иногда интересуются, как видоизменяется спектр возбуждения в зависимости от длины волны люминесценции. В таком случае измеряется семейство спектров возбуждения, где параметром служит длина волны люминесценции. В нашей системе варьировать длину волны наблюдаемого люминесцентного излучения можно при помощи УМ-2.

накаливания с прямой вертикальной нитью или СВД-120, сфокусированного при помощи вспомогательного конденсора на выходную щель монохроматора УМ-2 (временно удаляется ФЭУ-29), вызывается в красных или желтых цветах изображение щели УМ-2 на плоскости образца. Обе цветные полоски должны совпадать и быть резкими. Если это так, то возбужденная при помощи СФ-4 люминесценция образца в максимальной мере направляется через УМ-2 на фотокатод ФЭУ-29. При этом во время измерения входная щель УМ-2 должна быть шире, чем щель СФ-4*.

5) Удалить необходимые при встировке вспомогательные элементы и приступить к выполнению задания.

Для этого поставим ФЭУ за выходной щелью УМ-2 (светонепроницаемо!!), закроем затвор УМ-2, включим питание ФЭУ, поставим переключатель нагрузочных сопротивлений ФЭУ (в блоке лампового вольтметра) на положение максимальной чувствительности (максимальное значение нагрузочного сопротивления) и убедимся, что ламповый вольтметр вместе с ФЭУ работает. Стрелка выходного прибора должна совершать маленькие беспорядочные колебания, которые при увеличении напряжения питания ФЭУ растут одновременно с темновым током ФЭУ. Максимально допустимое напряжение питания для ФЭУ-29 - 1400 В, для ФЭУ-22 оно - 1900, для ФЭУ-17 - 1400 В. В рабочем режиме напряжение питания (и чувствительность лампового вольтметра) повышать только до величины, при которой шумовой сигнал еще не будет мешать измерениям. Это значит, что шумовые колебания выходного сигнала (без света) были бы меньше 1/3 от деления шкалы при шкале с 100 делениями. Этим достигается оптимальная чувствительность фотометра, так как дальнейшее увеличение чувствительности повышением напряжения питания ФЭУ или увеличением величины нагрузочного сопротивления ФЭУ не даст никакого выигрыша из-за почти пропорционального уве-

* При помощи поворота зеркал можно скорректировать направление возбуждающего и люминесцентного световых потоков. Для встировки изображения щели СФ-4 на резкость в плоскости образца необходимо регулировать расстояние криостата от щели СФ-4. Потом при фиксированном положении криостата, чтобы получить там такое же резкое изображение выходной щели УМ-2, необходимо изменить расстояние самого УМ-2 от криостата.

личения шумового сигнала с ростом чувствительности (с ростом полезного сигнала). При более низких значениях напряжения питания ФЭУ нельзя точно измерить слабые световые потоки из-за малых показаний выходного прибора фотометра.

Проблемы, связанные с шумами, отпадают при измерении сильных световых потоков, значительно превышающих по величине пороговое значение.

Открываем затвор УМ-2 и настроим барабан длин волн обоих монохроматоров в такое положение, при котором фототок от люминофора максимален*. Установим ширину щели СФ-4 на 0,3-0,6 мм и ширину входной щели УМ-2, как уже было сказано, больше этого. Регулированием ширины выходной щели УМ-2 добиваемся, чтобы показание выходного прибора фотометра было 9/10 от полной шкалы при чувствительности фотометра в 10 раз меньший, чем его чувствительность в ранее установленном оптимальном режиме.

Измеряем фототоки от исследуемого кристаллофосфора с интервалами 2,5 или 5 нм в той области длин волн СФ-4, в пределах которой фототоки не станут ниже 1/4 от полной шкалы выходного прибора. При измерениях фототоков регистрируются показания выходного прибора при закрытом затворе УМ-2^{***} (назовем это условно "темновым током ФЭУ"), а затем показание при открытом затворе (фототок является разностью этих показаний). Если "темновой ток" при разных длинах волн отличается только незначительно, т.е. он не дрейфует, то допустимо регистрировать его через каждые 5-10 промеров.

Для измерения в смежных областях, где фототоки стали ниже 1/4 от полной шкалы выходного прибора, нужно увеличить чувствительность фотометра шаг за шагом каждый раз примерно

* При измерениях необходимо следить, чтобы излучение, выходящее из монохроматора СФ-4, не пропусклось монохроматором УМ-2, так как тогда ФЭУ на выходе УМ-2 регистрировал бы не свет люминесценции исследуемого кристаллофосфора, а главным образом непосредственно само возбуждающее излучение.

*** Темновые отсчеты, полученные при закрытом затворе УМ-2, не должны отличаться от отсчетов, полученных при закрытом затворе СФ-4.

в 3 раза и с этой чувствительностью измерить фототоки начиная с тех длин волн, при которых показание выходного прибора первоначально стало ниже $1/3$ от полной шкалы (важно, чтобы в 2-3 точках промеры с разными чувствительностями фотометра перекрывались). С этой новой чувствительностью фотометра необходимо регистрировать фототоки как в длинноволновой, так и в коротковолновой стороне от максимума фототока. В области длин волн, где показания выходного прибора опять станут ниже $1/4$ от полной шкалы, повторяем цикл перестраивания чувствительности и продолжаем до тех пор, пока из-за больших шумов дальнейшее измерение (расширение спектральной области) станет невозможным.

Заменяем исследуемый кристаллофосфор эталонным люминофором с постоянным квантовым выходом и повторяем процедуру измерения фототока от длины волны (квантовый выход люмогена и родамина могут быть значительно больше, чем у исследуемого кристаллофосфора, но в зависимости от положения максимума полосы люминесценции, фототоки могут быть как больше, так и меньше, чем при измерениях исследуемого кристаллофосфора).

В качестве эталонного люминофора используем по очереди как люмоген, так и родамин.

Если в результате измерения выяснится, что интересующий нас спектр возбуждения простирается короче 320-340 нм, то необходимо использовать в качестве источника возбуждения водородную лампу.

Имеем в виду, что значения "фототоков", измеренных при различных чувствительностях фотометра, необходимо привести к одной чувствительности. В этом нам помогут измерения, выполненные при одной и той же длине волны с разными чувствительностями. Отношения фототоков (с вычетом темновых значений показания фотометра) являются коэффициентами перехода от данного предела чувствительности к следующему.

Отношение приведенных значений фототоков в зависимости от длины волны, полученных от исследуемого кристаллофосфора, к значениям аналогичных приведенных значений фототоков, полученных от эталонного люминофора, и является искомым нами относительным спектром возбуждения люминесценции.

Вычислим отношения фототоков в зависимости от длины воз-

буждающего излучения от разных эталонных люминофоров. Полученные значения этого отношения в зависимости от длины волны наносим на график. Если этот график будет горизонтальной непрерывной линией, то эталонные люминофоры действительно имеют независимый от длины волны квантовый выход, и полученный спектр отношения фототоков от исследуемого фосфора и эталонного образца представляет собой спектр возбуждения люминесценции кристаллофосфора - спектр относительного квантового выхода от длины волны возбуждающего излучения с точностью до отличия коэффициентов отражения исследуемого и эталонного образцов.

Литература

1. Шоль Ж. и др. Приемники инфракрасного излучения. - М., 1969.
2. Марков М.Н. Приемники инфракрасного излучения. - М., 1969.
3. Круз П., Макглоулин Л., Макквистан Р. Основы инфракрасной техники. - М., 1964.
4. Чечик Н.О. и др. Электронные умножители. - М., 1957.
5. Соболева Н.А. и др. Фотозлектронные умножители. - М., 1965.
6. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. Одноэлектронные фотоприемники. - М., 1979.
7. Капнельсон Б.В. и др. Электровакуумные и ионные приборы. - М., 1976.
8. Эпштейн М.И. Спектральные измерения в электровакуумной технике. - М., 1970.
9. Кийс В.И., Ньым У.Х., Паэ А.Я., Реэбен В.А. Автоматический спектрограф на базе монохроматора УМ-2 // Тр. ИФА ЭССР. - 1961. - № 17. - С. 120-124.
10. Кийс В.И., Ньым У.Х., Паэ А.Я., Реэбен В.А. Автоматический спектрограф на базе монохроматора УМ-2 // ПТЭ. - 1960. - № 4. - С. 145-146.

11. Кийс В.И., Ньмм У.Х. Усовершенствованный автоматический спектрофотометр на базе монохроматора УМ-2 // ПТЭ. - 1969. - № 2. - С. 179-181.
12. Ньмм У.Х., Нейман Л.О., Тийрик А.К. Автоматический спектрофотометр с регистрацией данных на перфоленте // ПТЭ. - 1980. - № 5. - С. 187-190.
13. Фок М.В. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. - М., 1964.
14. Гурвич А.М. Введение в физическую химию кристаллофосфоров. - М., 1971.
15. Кюри Д. Люминесценция кристаллов. - М., 1961.
16. Пингсгейм П., Фогель М. Люминесценция жидких и твердых тел и ее практическое применение. - М., 1948.
17. Ребане К.-С.К. Люминесценция 1. - Тарту, 1965; Люминесценция 2. - Тарту, 1966; Люминесценция 3. - Тарту, 1969.
18. Шишловский А.А. Прикладная физическая оптика. - М., 1961.
19. Борбат А.М. и др. Оптические измерения. - Киев, 1967.
20. Мальшев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. - М., 1979.
21. Топорец А.А. Монохроматоры. - М., 1955.
22. Эберт Г. Краткий справочник по физике. - М., 1963.
23. Паэ А.Я., Раммо И.Х. О прозрачности монохроматора УМ-2: Рукопись на кафедре эксп. физики ТГУ. 1965.
24. Справочная книга по светотехнике / Отв. ред. В.С. Кулебакин. - М.: Изд-во АН СССР, 1956. - Т. I: Световые приборы и источники света.
25. De Vos J. A new Determination of the Emissitivity of Tungsten Ribbon // Physica. - 1954. - Vol. 20. - P. 690.
26. Ньмм У.Х., Плеханов В.Г., Раммо И.Х. Экспериментальное определение квантового выхода люминесценции некоторых фосфоров типа $ZnS-Cu$ // ЖПС. - 1970. - Т. 12. - Вып. I. - С. 153-155.
27. Вавилов С.И. Выход флуоресценции растворов красителей в зависимости от длины волны возбуждающего света // Собр. соч. - М.: АН СССР, 1954. - Т. I. - С. 222. - Wawilow S.J. Die Fluoreszenzausbeute von Farbstofflösungen als Funktion der Wellenlängedes anregung den Lichtes // Zeitsch. für Physik. - 1927. - Bd. 42. - S. 311 - 318.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	3
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	
I. Приемники света	6
I.1. Тепловые приемники света	6
I.1.1. Термопара	7
I.1.2. Болметры	9
I.2. Фотонные приемники (фотоэлектронные или фото- электрические приемники)	10
I.2.1. Приемники, базирующиеся на внешнем фото- эффекте	11
I.2.1.1. Фотоэмиссионные элементы (вакуумные фотоэлементы)	12
I.2.1.2. Фотоумножители	14
I.2.1.2.1. Темновой ток	15
I.2.2. Приемники с внутренним фотоэффектом	16
I.2.3. Приемники с $p-n$ -переходом	17
I.2.4. Фотоэлектромагнитные приемники	18
I.3. Основные характеристики приемников света	18
I.3.1. Чувствительность	18
I.3.1.1. Спектральная чувствительность	18
I.3.1.1.1. Относительная спектральная чувствительность	19
I.3.1.2. Интегральная чувствительность	20
I.3.1.3. Утомление и старение фотокатода	21
I.3.2. Световая характеристика	22
I.3.2.1. ФЭУ	23
I.3.2.2. Фотосопротивления	24
I.3.2.3. Вентильные фотоэлементы (приемники на базе фотовольтаического эффекта) ..	24
I.3.2.4. Тепловые приемники	24

I.3.4. Порог чувствительности и обнаружительная способность	25
I.3.4.1. Шум и полоса пропускания	27
I.3.4.2. Виды шумов	30
I.3.4.2.1. Радиационный шум	31
I.3.4.2.2. Температурный шум	32
I.3.4.2.3. Тепловой или джонсоновский шум	33
I.3.4.2.4. Генерационно-рекомбинационный шум .	35
I.3.4.2.5. Дробовой эффект фотокатода и электронных ламп	35
I.3.4.2.6. Шум со спектром I/λ	36
I.3.4.3. Кратко о шумах	37
I.4. Монтаж приемников и согласование с усилите- лем	38
I.4.1. Согласование фотоэлемента и ФЭУ с уси- лителем фототока	44
I.4.2. Требования к аппаратуре	47
I.4.3. Синхронное детектирование	48
I.4.4. О методе счета фотонов	50
2. Измерение спектров излучения	51
2.1. Фотометры (фотоэлектронные умножители)	51
2.2. Связь между спектром излучения и фототоком ФЭУ	66
2.3. О спектре сравнения	71
2.4. О методике измерения	75
3. Люминесценция	77
3.1. Типы люминесценции	78
3.2. Фотолюминесценция кристаллофосфоров	79
3.2.1. Описание рекомбинационной люминесценции при помощи зонной схемы полупроводников .	79
3.2.2. Модель потенциальных кривых	84
4. Источники света для возбуждения фотолюминесценции .	90
5. Фильтры	95

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

6. Измерение спектров свечения люминесценции кристаллофосфоров типа ZnS	101
6.1. Описание задания	101
6.2. Методика измерения и экспериментальная аппаратура	102
6.2.1. Описание аппаратуры	102
6.2.2. Проверка монохроматоров	105
6.2.3. Градуировка монохроматора УМ-2	106
6.2.4. Градуировка монохроматора при помощи "Найри-К"	115
6.2.5. Измерение спектра люминесценции (калибровка фотометра)	118
7. Измерение спектров возбуждения люминесценции кристаллофосфоров	127
7.1. Спектр возбуждения люминесценции	127
7.2. Задание, экспериментальная установка и методика эксперимента	133
7.2.1. Описание задания	133
7.2.2. Экспериментальная установка и методика измерения спектра возбуждения люминесценции кристаллофосфоров	134
Литература	142

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ СВЕЧЕНИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЯ
ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЕГМОНОЗОРОВ.

Руководства к практикуму по физике полупроводников
и твердого тела.

Составитель Уно Н. И. М.

На русском языке.

Тартуский государственный университет.

СССР, 202400, г. Тарту, ул. Эликооли, 18.

Ответственный редактор Л. Нейман.

Корректор И. Пауска.

Подписано к печати 5.03.1987.

Формат 60x84/16.

Бумага ротаторная.

Машинный набор. Ротапринт.

Условно-печатных листов 8,60.

Учетно-издательских листов 8,30. Печатных листов 9,25.

Тираж 200.

Заказ № 295.

Цена 25 коп.

Типография ТГУ, СССР, 202400, г. Тарту, ул. Тийги, 78.