

br/86
268



**Методы и аппаратура
для исследований
люминесценции**

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Рига 1985

Министерство высшего и среднего специального образования
Латвийской ССР
Латвийский ордена Трудового Красного Знамени
государственный университет им. Петра Стучки
Научно-исследовательский институт физики твердого тела

МЕТОДЫ И АППАРАТУРА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

Латвийский государственный университет им. П.Стучки
Рига 1985

208

УДК 535.37

МЕТОДЫ И АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Методы и аппаратура для исследований люминесценции: Сборник научных трудов / Отв.ред. Я.Янсонс. - Рига: ЛГУ им. П.Стучки, 1985. - 151 с.

В сборник включено 7 статей, в которых рассматриваются актуальные методические и технические вопросы практического создания измерительных средств для обеспечения экспериментальных исследований люминесцентных свойств материалов. Основная информация касается проблем измерения предельно слабых и быстродействующих лучистых потоков методикой счета фотонов и технического построения фотонно-счетных систем, их составных узлов. Дается описание универсальной системы автоматического терморегулирования исследуемых образцов в кристаллах и анализируется пригодность существующих термодатчиков для измерения гелиевых температур. Предлагаются высокостабильные и экономичные блоки питания для источников оптического излучения и фотоэлектронных умножителей. Описана методика совмещенного исследования спектров отражения катодолюминесценции с высоким разрешением в ВУВ-области спектра.

В статьях обобщен опыт разработок последних лет для обеспечения развития экспериментальной базы научно-исследовательских работ, проводимых в НИИ физики твердого тела ЛГУ им. П.Стучки.

Сборник предназначен для научных, инженерно-технических работников и студентов, занимающихся экспериментальными опытами и приборостроением в области оптических исследований материалов.

РЕДКОЛЛЕГИЯ

О.Аболиньш, Я.Страуменс, Э.Тарденак, Я.Янсонс (отв. редактор).

Печатается по решению Издательского совета ЛГУ им. П.Стучки

М 20403-105у 16.85.1704060000
M812(II)-85

© Латвийский государственный университет им. П.Стучки, 1985

4126

BYU ZINĀTISKĀ BIBLIOTĒKA
153 - 1 - 86

ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ДЛЯ СЧЕТА ФОТОНОВ

Я.Л.Янсонс

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Дается анализ статистических свойств неопределенности измерения слабых лучистых потоков. Рассматриваются принцип действия и особенности одноэлектронного режима работы фотоэлектронных умножителей при детекции слабых лучистых потоков. Выявляются главные факторы, обуславливающие эффективность регистрации фотонов методикой счета одноэлектронных импульсов фотоумножителей. Предлагаются для практического применения определенные характеристики одноэлектронного режима работы фотоумножителей, что имеет значение при количественной оценке пригодности фотоумножителя для счета фотонов.

В в е д е н и е

Экспериментальные исследования люминесценции и других оптических явлений требуют проводить измерения в широких пределах изменения интенсивности лучистых потоков. При переходе в область "предельных" измерений, когда величина регистрируемого лучистого потока становится соизмеримас его квантовыми флуктуациями и с суммарным эквивалентом теплового и другого рода шумов измерительных цепей, возникают серьезные проблемы практической реализации измерений с удовлетворительной точностью. Сравнительно давно выяснилось, что наиболее достоверной методикой, позволяющей производить предельные измерения оптических потоков с явным учетом квантовых флуктуаций и значительным подавлением шумов, является статистический счет отдельных фотонов во времени с применением фотоэлектронного умножителя (ф.э.у.) в качестве приемного преобразователя. Но до сих пор мето-

дика счета фотонов еще не развита до уровня стандартизации, а промышленность не выпускает соответствующие измерительные приборы. Поэтому устройства счета фотонов пока разрабатываются в научных учреждениях индивидуально. Их внедрение ограничено и, естественно, не имеет надежного методического обеспечения.

В литературных источниках описаны довольно разнообразные устройства экспериментальных образцов счетчиков фотонов, предлагаются частные рекомендации на использование некоторых типов ф.э.у. в одноэлектронном режиме работы и широко обсуждаются их шумовые свойства. Эта информация не несет обобщающий характер, она иногда даже противоречива. Фактически еще не существует единого мнения, нет руководящих материалов по применению ф.э.у. в режиме счета фотонов. Поэтому разработчикам измерительной аппаратуры и пользователям, начинающим работать в области измерения пороговых оптических явлений, трудно разобраться в реальных возможностях методики счета фотонов. Нехватка надежной информации особо остро ощущается, когда необходимо на практике проводить измерения: при настройке аппаратуры для одноэлектронного режима работы ф.э.у. и при анализе достоверности процесса измерения.

При освоении методики счета фотонов с применением ф.э.у. следует обращать внимание на такие основные вопросы как статическая неопределенность измерения слабых лучистых потоков, принцип действия ф.э.у. в процессе детекции единичных фотонов, селекция одноэлектронных импульсов на выходе ф.э.у., определение характеристик одноэлектронного режима работы ф.э.у.

В настоящей статье рассмотрен наш подход к изучению этих вопросов, безусловно, не претендуя на полноту изложения материала. Главная цель публикации - дать общее представление о возможностях применения методики счета фотонов и высказать практические рекомендации по использованию ф.э.у. в одноэлектронном режиме.

I. Статистическая неопределенность измерения слабых лучистых потоков

I.I. Дискретность и стохастическая природа оптического излучения

Измерения любой оптико-физической величины всегда непосредственно или косвенно связаны с регистрацией лучистого потока. По определению лучистый поток Φ количественно, в единицах мощности характеризует интенсивность излучения, проходящего через определенную площадь поверхности пространства: $\Phi = E / \Delta t$, где E - энергия излучения в интервале времени Δt . Согласно квантовым представлениям излучения монохроматический поток

$$\Phi = h \nu n / \Delta t = \epsilon N, \quad (I.1)$$

где h - постоянная Планка, ν - частота излучения, n - число фотонов, N - частота следования фотонов, ϵ - энергия фотона. Для полихроматического излучения полный лучистый поток определяется интегрированием

$$\Phi = \int_0^{\infty} \epsilon N'(\epsilon) d\epsilon, \quad (I.2)$$

где $N'(\epsilon)$ - распределение плотности частоты следования фотонов по энергиям.

Спонтанная независимость актов испускания, распространения и поглощения фотонов, а также тепловой статистический хаос элементарных излучателей создают стохастические флуктуации лучистого потока. Дисперсия энергии излучения в объеме пространства теоретически была предсказана Эйнштейном и экспериментально убедительно показана Вавиловым [1]. Для теплового равновесного излучения дисперсия представляется уравнением

$$\overline{(\Delta E)^2} = h \nu E (1 + \delta_B), \quad (I.3)$$

где $\delta_B = (\exp(h\nu / kT) - 1)^{-1}$ - параметр вырождения для статистики Бозе - Эйнштейна, k - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура равновесного излучения.

При условии $h\nu \gg kT$, что выполняется для видимых фотонов в температурном диапазоне $T < 10^4$ К, параметр $\delta_B \ll 1$ и в уравнении (I.3.) им можно пренебречь:

$$\overline{(\Delta E)^2} = \varepsilon E.$$

Из последнего уравнения следует, что при постоянстве перенесенной энергии в единицу времени квантовые флуктуации возрастают для потоков, состоящих из фотонов с большими энергиями, так как структура излучения становится более дискретной. Произведи переход на среднее число фотонов \bar{n} , составляющее энергию излучения E , получим выражение для среднеквадратической дисперсии числа фотонов и стандартного отклонения от ожидаемого среднего числа, соответственно:

$$\overline{(\Delta n)^2} = \bar{n} = \bar{N} \Delta t; \quad \Delta n = \sqrt{\bar{n}} = \sqrt{\bar{N} \Delta t}. \quad (I.4.)$$

Роль квантовых флуктуаций более наглядное представление имеет, если показать стандартное отклонение относительно среднего значения лучистого потока. В данном случае, когда поток фотонов стохастический, но стационарный в смысле средней интенсивности и спектрального состава, относительная неопределенность регистрации величины потока излучения выразится как

$$r = \Delta \bar{\Phi} / \bar{\Phi} = 1 / \sqrt{\bar{N} \Delta t}. \quad (I.5)$$

Это выражение представляет очень важный вывод для методики измерений предельных оптических излучений: неопределенность измерения оптического явления зависит от длительности времени регистрации излучения, притом точность определения интенсивности излучения возрастает пропорционально лишь квадратическому увеличению длительности регистрации. Это значит, что для повышения точности в r_1 / r_2 раз необходимо увеличить время регистрации (интегрирования) сигнала как

$$\Delta t_2 / \Delta t_1 = (r_1 / r_2)^2. \quad (I.6)$$

I.2. Основная модель - пуассоновский поток

Квантовые флуктуации потока имеют более сложные и специфические свойства в случаях, когда оптическое излучение нельзя считать равновесным и стационарным [2]. Их экспериментальное исследование позволяет решать обратную задачу - найти статистику поля излучения. Так как слабые оптические потоки в основном образуются при эмиссии или, наоборот, при ослаблении потока поглощением вследствие спонтанных событий, то целесообразно как исходную принимать пуассоновскую статистику, присущую всем дискретным независимым случайным событиям. Отклонения от этой статистики можно подразумевать как возмущения "начального хаоса".

Стационарный поток независимых случайных событий (пуассоновский поток) подчиняется распределению Пуассона

$$P(n, \bar{n}) = (\bar{n})^n \exp(-\bar{n}) / n!, \quad (I.7)$$

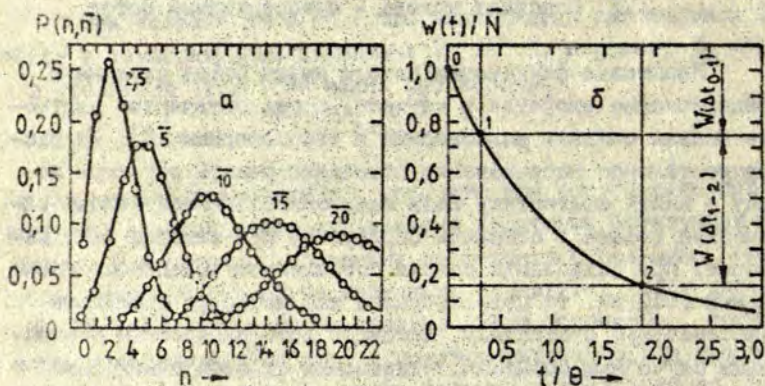
где $P(n, \bar{n})$ - вероятность реализации в частном испытании n событий, если в среднем реализуется \bar{n} событий. Для стационарного пуассоновского потока фотонов это означает, что через определенную площадь поверхности, например, апертуру фотоприемника в интервалах времени $\Delta t_i = \text{const}$ проходит каждый i -й раз n_i фотонов при средней реализации числа фотонов по определению

$$\bar{n} = \sum_{i=1}^{m-\infty} n_i / m,$$

где m - порядковый номер последнего испытания, а вероятность повторения одинакового числа n_i дается распределением Пуассона. Следовательно

$$\bar{n} = \sum_{n_i=0}^{\infty} P(n_i, \bar{n}) n_i.$$

Пуассоновское распределение асимметрично относительно среднего \bar{n} . Всегда имеется какая-то вероятность нулевого исхода испытания, которая быстрее уменьшается при



Р и с. 1. Характеристики стохастической природы стационарного пуассоновского потока фотонов.

а - распределение вероятности $P(n, \bar{n})$ прохода через апертуру фотоприемника в одинаковые интервалы времени определенного числа n фотонов, если среднее число \bar{n} равно, соответственно, 2,5; 5; 10; 15; и 20; б - распределение плотности вероятности $w(t)$ временных периодов t между моментами прохода последовательности отдельных фотонов, нормированное к 1, при среднем периоде $\theta = 1/N$, где N - средняя частота следования фотонов, $W(\Delta t_1, 2)$ - интегральная вероятность прохода в промежутке от t_1 до t_2 .

возрастании среднего значения (см. рис. 1, а). При этом увеличивается абсолютная дисперсия, но стандартное отклонение относительно среднего значения уменьшается:

$$(\overline{\Delta n})^2 = \bar{n} \quad ; \quad \overline{\Delta n} / \bar{n} = 1 / \sqrt{\bar{n}} \quad . \quad (1.8)$$

Для больших средних значений \bar{n} распределение Пуассона становится более симметричным и может быть аппроксимировано нормальным распределением Гаусса:

$$P(n, \bar{n}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{n}}} \exp \left[-\frac{(n - \bar{n})^2}{2\bar{n}} \right] .$$

Не менее важная характеристика пуассоновского потока есть статистическое распределение временных интервалов между двумя последовательными событиями. Для стационарного потока это распределение представляет собой экспоненциально убывающую функцию (см. рис. I, 6), которая в нормированной форме имеет вид

$$w(t) = \exp(-t/\theta) / \theta = \bar{N} \exp(-\bar{N}t)$$

при условии, что

$$\theta = \int_0^{\infty} t w(t) dt,$$

где $w(t)$ - плотность вероятности реализации промежутка t между событиями, приведенное к временному интервалу в одну единицу длительности, θ - средний интервал времени (период), $\bar{N} = 1/\theta$ - средняя частота.

Вероятность реализации следующего события (в данном случае обнаружение фотона) в промежутке от t_1 до t_2 относительно предшествующего получается интегрированием

$$W(\Delta t_{1-2}, \theta) = \bar{N} \int_{t_1}^{t_2} \exp(-t/\theta) dt = \exp(-t_1/\theta) - \exp(-t_2/\theta). \quad (I.9)$$

Распределения вероятности числа прихода фотонов во время интегрирования $P(n, \bar{n})$ и вероятности появления следующего после предшествующего фотона в определенном промежутке времени $W(\Delta t, \theta)$ являются базовыми выражениями для количественного анализа достоверности процесса регистрации и измерения слабых лучистых потоков счетными методами.

I.3. Вероятность обнаружения и измерение предельного излучения

Определим наименьшее время измерения лучистого потока Δt , необходимое для достаточно надежного его обнаружения с доверительной вероятностью 99%. В идеальном случае, когда фоновое излучение и собственные шумы приемника излу-

чения отсутствуют, достаточно, чтобы вероятность необнаружения не превысила величину 0,01. Из выражений (1.7) получаем соотношение $0,01 \leq \exp(-\bar{n})$, согласно которому минимальное среднее число подлежащих регистрации фотонов в лучистом потоке за время Δt должно составлять 4,6. Учитывая (1.1), находим, что

$$\Delta t \geq 4,6 / \eta \bar{N} = 4,6 \varepsilon / \eta \Phi,$$

где η - коэффициент эффективности регистрации (квантовая эффективность) приемника излучения.

Если принять реальное значение для эффективности регистрации $\eta = 0,1$ (как для человеческого глаза, адаптированного на темноту), то за $\Delta t = 1$ с можно надежно обнаружить поток абсолютной интенсивностью около 50 фотон/с, что для зеленого света составляет $1,8 \cdot 10^{-17}$ Вт лучистого потока. Однако возможные отклонения от среднего в среднеквадратическом представлении, согласно (1.5), будут составлять около 50%.

Предположим теперь, что требуется измерить данный лучистый поток при таких же условиях с относительной погрешностью 1%. Согласно (1.6), необходимо увеличить время измерения больше чем 2000 раз (1). Это можно сделать двумя способами: 1) удлинить период одного измерения до необходимой длительности (в данном случае с округлением до 2000 с) или 2) проводить m измерений, каждого длительностью $2000/m$ с с последующим расчетом среднего значения из m отсчетов. Второй способ трудоемкий, но дает дополнительную информацию - статистику отсчетов. При достаточно большом количестве отсчетов m можно вычислить дисперсию и другие статистические параметры. Это позволяет определить фактическую достоверность результата измерений и оценить стабильность измерительного процесса. Последнее особенно важно для практики, так как при больших относительных флуктуациях отсчетов по непосредственным показаниям измерительных приборов реально невозможно судить о правильном проведении процесса измерений. Поэтому для стационарных потоков в качестве основного критерия достоверности отсчетов и правильности функциониро-

вания измерительной аппаратуры служит степень соответствия дисперсии отсчетов среднему значению результата измерений (см. формулу (1.8)). Это, безусловно, есть необходимое условие, но не является достаточным.

1.4. Влияние присутствия стохастического фона

В реальных случаях, когда при регистрации слабого оптического сигнала присутствуют фоновое излучение или другие стохастические помехи, которые фотоприемник воспринимает как оптическое излучение и от которых не удается избавиться, анализ погрешностей и прогнозирование необходимого времени измерения для достижения требуемой достоверности результата зависит в основном от характера помех. Рассмотрим приближение, когда суммарные фоновые помехи и измеряемый лучистый поток (сигнал) можно представить как стационарные пуассоновские потоки, при этом сигнал можно "включать" и "выключать". Следовательно, тогда возможно измерить средние значения: во-первых, при выключенном сигнале для суммарного светового эквивалента потока помех \bar{N}_n , соответственно, частоту следования помех \bar{N}_n , и, во-вторых, при включенном сигнале для суммы сигнала и помех \bar{N}_{c+n} - соответственно \bar{N}_{c+n} . Для упрощения анализа допустимо, что квантовая эффективность регистрации $\eta = 1$.

Если бы эти величины были бы детерминированы, то процедура выделения сигнала из помех заключалась бы лишь только в нахождении разности $\bar{N}_c = \bar{N}_{c+n} - \bar{N}_n$ и в определении погрешности измерения разности как

$$\overline{\Delta N}_n = \sqrt{(\overline{\Delta N}_{c+n})^2 + (\overline{\Delta N}_n)^2}, \quad (1.10)$$

которую вносит измерительные средства. Тогда точность можно было бы повысить улучшением чувствительности и снижением погрешности измерительных средств - фотоприемника и причастных устройств. Однако процессу усовершенствования

измерительных средств есть предел, при котором основную погрешность измерений вносит неопределенность стохастической природы сигнала и сопутствующих помех.

По этому поводу следует заметить, что в экспериментальной практике нередко игнорируют дискретную и стохастическую природу оптических сигналов и делают попытку повысить точность измерений слабых оптических потоков при помощи разных сложных приемов повышения чувствительности радиоэлектронных устройств, измеряющих слабые выходные токи фотоприемников, не обращая внимания на главную причину неточности измерений — недостаточное время интегрирования для того, чтобы определить средние значения стохастических сигналов с необходимой точностью.

В данном случае дисперсия каждой непосредственно измеряемой величины \bar{N}_n и $\bar{N}_{c,n}$, согласно (I.4 и I.8), равняется их среднему ожидаемому значению. Если длительность временных интервалов интегрирования обеих величин выбрать одинаковую и равную Δt , то стандартную погрешность разности (I.10) следует представить как

$$\Delta \bar{N}_n = \Delta \bar{n}_n / \Delta t = \sqrt{\bar{n}_c + 2\bar{n}_n} / \Delta t = \sqrt{(\bar{N}_c + 2\bar{N}_n) / \Delta t} .$$

Точность результата измерения характеризует обратная величина относительной погрешности, которую при предельных измерениях принято называть отношением сигнал/шум. В данном случае это отношение равняется

$$K_{c/w} = \bar{N}_c / \Delta \bar{N}_n = \bar{N}_c \sqrt{\Delta t} / \sqrt{\bar{N}_c + 2\bar{N}_n} \quad (I.11)$$

Если ввести коэффициент отношения средних величин помехи относительно сигнала как $\chi = \bar{N}_n / \bar{N}_c$, то для $K_{c/w}$ получится более наглядная форма

$$K_{c/w} = \sqrt{\bar{N}_c \Delta t} / (1 + 2\chi) .$$

Из этого выражения следует, что общее время, необходимое для выделения сигнала из помех с достоверностью, заданной значением $K_{с/ш}$, будет равно

$$t = 2 \Delta t = 2 K_{с/ш}^2 (1 + 2\chi) / \bar{N}_c \quad (I.12)$$

Без допущения идеализации, что $\eta = 1$, вместо \bar{N}_c следует ставить величину регистрируемой части потока излучения:

$$\bar{N}_{с1} = \eta \bar{N}_c$$

Полученные выражения показывают, насколько относительный уровень помех χ влияет на точность и на затрачиваемое время для интегрирования измеряемых величин. Например, точность, равноценная случаю без помех ($\chi = 0$), получается, если увеличить общее время измерения в $2 \cdot (1 + 2\chi)$ раз. Так, при уровне помех, равному сигналу $\chi = 1$, время должно быть увеличено в 6 раз: при $\chi = 10$ в 42 раза и т.д.

Разумеется, что измерение слабых сигналов на большом фоне помех является длительной процедурой и во многих случаях на практике неосуществимой задачей в смысле получения надежных результатов, так как реальные процессы во времени меняются и длительно их невозможно поддерживать или просто считать стационарными. Поэтому как первоначально решаемую проблему при разработке методики и технических средств измерения слабых лучистых потоков следует считать задачу снижения уровня помех в измерительном канале на этапе до узла интегрирования сигнала.

1.5. Обнаружение и измерение нестационарных излучений

Задачи, связанные с измерением слабых нестационарных лучистых потоков, можно разделить на две основные группы:

1) обнаружение актов излучения во времени и измерение светосуммы в каждом акте,

2) измерение кинетики излучения, т.е. нахождение закона изменения интенсивности излучения во времени.

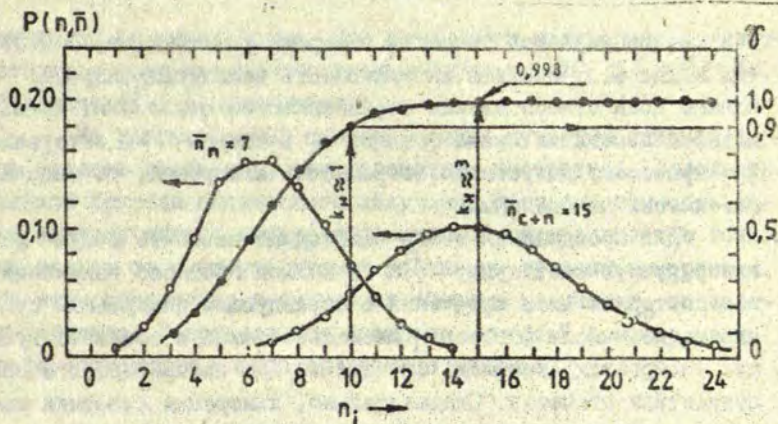
1.5.1. Задачи первой группы характерны тем, что общая энергия акта излучения сосредоточена в относительно узком промежутке времени, длительность Δt_0 которого более или менее известна, как, например, при светолокации или в радиоспектрометрии ионизирующего излучения посредством сцинтилляционной конверсии. Интервалы времени интегрирования сигнала Δt выбираются соизмеримыми с Δt_0 . Средняя мощность лучистого потока в акте излучения может быть значительна, хотя светосумма — среднее число фотонов сигнала \bar{n}_c , оказывается небольшой из-за малости Δt_0 .

Точность измерений в основном опять будет зависеть от статистических флуктуаций сигнала и помех. Если сигнал и помехи представляет собой независимые случайные события и средняя частота помех \bar{N}_n стационарна, то отношение $K_{с/ш} = \bar{n}_c / \sqrt{\bar{n}_c + \bar{N}_n \Delta t}$. Очевидно, что при длительности акта излучения $\Delta t < 1 / \bar{N}_n$ влияние стационарных помех небольшое. Однако при больших перепадах мощности излучения в реальных измерительных каналах возникают динамические помехи, которые каким-то образом коррелированы с сигналом. Учесть их возможно только по результатам специальных кинетических исследований последствий конкретных измерительных средств.

Часто возникает проблема выбора критерия достоверности обнаружения актов излучения в присутствии помех. В общем случае для этого необходимо ввести величину порога обнаружения как

$$n_0 = \bar{n}_n + k_n \Delta \bar{n}_n,$$

где \bar{n}_n — средняя величина суммарных помех во временном интервале интегрирования Δt , $\Delta \bar{n}_n$ — среднеквадратическое отклонение для распределения статистики действующих помех, k_n — коэффициент надежности. При этом можно полагать, что если в процессе регистрации текущий отсчет n_i превышает величину выбранного порога обнаружения n_0 , то вероятность достоверности обнаружения акта излучения будет не меньше



Р и с. 2. Вероятность достоверности обнаружения сигнала γ в зависимости от коэффициента надежности k_H при средней величине стационарных пуассоновских помех $\bar{n}_n = 7$ во время интегрирования сигнала.

той, которую задает для данного распределения плотности вероятности помех $P(n_n, \bar{n}_n)$ примененный коэффициент надежности k_H (см. рис. 2). Выражение для вероятности достоверности обнаружения сигнала может быть записано в виде

$$\gamma \geq \sum_{n_n=0}^{n_0} P(n_n, \bar{n}_n), \text{ если } n_i \geq n_0.$$

1.5.2. Задачи второй группы измерения слабых нестационарных лучистых потоков представляют самые сложные проблемы. Особенно это относится к измерениям кинетики однократных или редких быстропротекающих излучений. Трудности, порой непреодолимые, возникают от того, что в одном акте процесса излучения светосумма ограничена. Кроме того, для измерения изменений потока необходимо всю временную длительность процесса излучения $t = t_m - t_0$ разделить на m небольших интервалов $\Delta t_i = t_i - t_{i-1}$ так, чтобы в каждом интервале интенсивность потока не изменялась больше, чем допустимо для

достижения желаемой точности измерения кинетики, т.е. чтобы там можно было считать интенсивность квазистационарной. Однако если относительные статистические отклонения из-за малости попадания числа фотонов n_i в каждом i -м интервале Δt_i превышают допустимую погрешность измерения, то задача фактически невыполнима.

Для преодоления этого необходимо повысить общую регистрируемую светосумму $\sum_i n_i$ в каждом процессе излучения или повторять акты излучения с последующим синхронным суммированием числа фотонов n_i последовательно в соответствующих интервалах (каналах) времени Δt_i до набора достаточной статистики отсчетов. Следовательно, измерения кинетики излучения малоинтенсивных потоков вообще сводятся к нахождению статистического распределения временных моментов t_i регистрации фотонов относительно момента начала процесса t_0 с временным разрешением Δt_i .

В кинетических измерениях, кроме проблем точности и достоверности регистрации слабых стохастических сигналов и их выделения из помех, добавляются дополнительные трудности, связанные с временной синхронизацией процесса регистрации и обеспечением одинаковой вероятности регистрации фотонов измерительным средством во всех временных каналах Δt_i накопления гистограммы. Погрешности при этом влекут за собой искажения гистограммы и, следовательно, всего результата измерения кинетики излучения.

1.6. "Определенная неопределенность" измерения слабых излучений

Разумеется, что при повышении временного разрешения Δt , согласно (1.5), соответственно понижается статистическая точность отсчетов, если интенсивность излучения остается прежней. То же самое происходит при повышении спектрального разрешения $\Delta \lambda$ для спектральных измерений лучистого потока, состоящего из полихроматического излучения с огра-

нической интенсивностью. При этом часть излучения, соответствующая пропусканию спектральной фильтрации $\Delta \xi = \xi_2 - \xi_1$, согласно (1.2), уменьшается.

Из рассмотренных свойств слабых лучистых потоков можно сделать обобщение, что вследствие дискретной и стохастической природы оптического излучения повисить точность измерения лучистого потока ограниченной интенсивностью возможно только за счет увеличения реального времени измерения. Но если ограничена и суммарная энергия излучения, то всегда остается "определенная неопределенность" в измерениях, характеризующих данное оптическое явление.

2. Принцип и особенности одноэлектронного режима работы фотоэлектронного умножителя

2.1. Основные свойства одноэлектронных фотоприемников

Для счета фотонов требуется применять приемные преобразователи излучения, способные с определенной и наиболее высокой вероятностью обнаруживать отдельные фотоны и на выходе вырабатывать короткие и отчетливые электрические сигналы с минимальной задержкой и дисперсией времени моментов обнаружения фотонов. Наиболее развитыми фотоприемниками, перекрывающими диапазон от 1 до 10 эВ, являются отпаянные вакуумные фотоэлектронные умножители (ф.э.у.) разных типов и конструкций [3-10]. Способность обнаружения единичных фотонов с ф.э.у. некоторых типов обусловлена такими их свойствами как 1) большой квантовый выход фотокатода, 2) высокая эффективность сбора фотоэлектронов, 3) значительное умножение фотоэлектронных пар динадной системой, особенно первыми каскадами, 4) быстроедействие процесса умножения и 5) низкий уровень собственных шумов.

Благодаря умножению единичных фотоэлектронов фотокатода умножающей системой, помещенной непосредственно в вакуумном объеме ф.э.у., в результате умножения возникающая

в диодной системе лавина вторичных электронов создает в анодной цепи короткие импульсы тока - одноэлектронные импульсы. При коэффициенте умножения порядка 10^6 и больше и длительности импульсов около 10^{-8} с амплитуда их достаточна, чтобы в нагрузке ф.э.у. ток одноэлектронных импульсов превышал шумовые флуктуации свободных носителей заряда. Это позволяет на выходе ф.э.у. явно обнаруживать единичные одноэлектронные импульсы радиэлектронными средствами и далее применить счетные методы обработки сигналов. Кроме того, важно, чтобы вероятность появления собственных шумовых импульсов ф.э.у., которые возникают вследствие разного рода паразитных эмиссий электронов в пространстве умножающего действия диодной системы, была достаточно низкой. Разумеется, что только приборы ф.э.у. с такими свойствами могут быть эффективно использованы для регистрации слабых потоков фотонов методом счета одноэлектронных импульсов. Поэтому для качественного различия приборов с подходящими характеристиками для одноэлектронного режима работы их называют одноэлектронными фотоприемниками [II].

Таким образом поток фотонов, падающий на фотокатод одноэлектронного ф.э.у., преобразуется на выходе в поток электрических сигналов в виде одноэлектронных импульсов. Непосредственно преобразуется только последовательность прихода фотонов на фотокатод во времени с вероятностью обнаружения $\eta < 1$, т.е. от пространственного потока излучения, характеризующегося направлением \vec{k} , поляризацией \vec{p} и спектральным составом $\vec{\epsilon}$, после преобразования получается одномерный поток событий во времени. Информацию об остальных характеристиках оптического потока возможно получить посредством косвенных действий, применяя перед фотоприемником фильтрующие средства.

Реальные детекторы фотонов, в том числе ф.э.у. всегда из-за собственной селективности преобразования. Их вероятность обнаружения - квантовая эффективность преобразования η , которая определяет среднее отношение числа сигнальных импульсов на выходе к числу приходящих фотонов через апертуру фотоприемника, зависит от характеристик излучения

Для нахождения абсолютной величины потока требуется знать численные значения функции эффективности регистрации $\eta(\bar{k}, \bar{p}, \bar{\xi})$. Но так как эта функция зависит от нескольких переменных исследуемого излучения и, кроме того, от индивидуальных свойств, воздействия внешних обстоятельств и режима эксплуатации конкретного прибора, то при произвольном изменении какой-либо из этих переменных без дополнительных данных об этих изменениях невозможно получить однозначные и достоверные результаты о величине абсолютного потока. Сложность решения данной проблемы объясняется относительно низкая точность измерений энергетических величин оптического излучения и фактическое отсутствие метрологического обеспечения в диапазоне предельных измерений.

2.2. Факторы, определяющие эффективность регистрации фотонов с ф.э.у.

Выделим главные факторы, влияющие на квантовую эффективность преобразования при использовании ф.э.у. в одноэлектронном режиме работы. В этом режиме все процессы, участвующие в преобразовании, непосредственно проявляют вероятностный характер. Поэтому величину эффективности регистрации фотонов в обобщенном виде можно представить как произведение частных вероятностей, характеризующих полезность действия основных процессов преобразования:

$$\eta = \eta_k \cdot \gamma_{фэ} \cdot (1 - P_0) \cdot (1 - R) \cdot \beta, \quad (2.1.)$$

где η_k - квантовая эффективность фотокатода, $\gamma_{фэ}$ - коэффициент сбора фотоэлектронов на вход умножающей системы, P_0 - вероятность нулевого исхода умножения, R - вероятность наложения во времени одноэлектронных импульсов и β - коэффициент амплитудной селекции одноэлектронных импульсов на выходе ф.э.у.

При измерении среднего выходного тока квантовая эффективность ф.э.у. определяется как

$$\eta_{\text{фэу}} = (J_{\text{а}} - J_{\text{ат}}) / e M_{\text{е}} \bar{N}_{\text{ф}} = \eta_{\text{к}} \gamma_{\text{фэ}} (1 - P_0), \quad (2.2)$$

где $J_{\text{а}}$ - выходной ток анода при среднем потоке фотонов $\bar{N}_{\text{ф}}$, $J_{\text{ат}}$ - темновой ток анода, e - заряд электрона, $M_{\text{е}}$ - коэффициент усиления умножающей системы. Поэтому при регистрации одноэлектронных импульсов, учитывая (2.2), получаем соотношение

$$\eta = \eta_{\text{фэу}} (1 - R) \beta, \quad (2.3)$$

показывающее, что фактически в этом режиме квантовая эффективность регистрации сигнала уменьшается из-за наложений и амплитудной селекции одноэлектронных импульсов.

Вероятность наложений R зависит от загрузки ф.э.у. При увеличении загрузки $R \rightarrow 1$, что ограничивает динамический диапазон счетной регистрации фотонов сверху, при уменьшении $R \rightarrow 0$ и становится несущественной величиной в районе нижнего предела регистрации. Влияние систематической погрешности регистрации от наложений импульсов подробнее рассмотрим в подразд. 2.8.

Амплитудная селекция одноэлектронных импульсов отсекает большую часть составляющих шумовых токов анода. Поэтому одноэлектронный режим значительно снижает предел регистрации сигнала. Несмотря на то, что иногда коэффициент амплитудной селекции необходимо уменьшать до $\beta = 0,5$ и больше, при этом возможно реализовать достаточно эффективную регистрацию предельно слабых потоков фотонов, от которых сигнал в токовом режиме работы ф.э.у. полностью "исчез" бы в флуктуациях шумовых токов анода. Таким образом, некоторое уменьшение квантовой эффективности при использовании методики регистрации одноэлектронных импульсов ф.э.у. для слабых потоков фотонов полностью компенсируется увеличением отношения сигнал/шум, а в случае измерения достаточно интенсивных потоков потери счета несущественны.

Более подробно рассмотрим принцип осуществления процессов, участвующих в образовании и при регистрации одноэлектронных импульсов ф.э.у.

2.3. Эффективность фотокатодного узла

Квантовая эффективность фотокатода η_k включает все существенные селективные свойства чувствительности ф.э.у. относительно характеристик детектируемого излучения (k, p, ξ), что обусловлено оптическими и фотозмиссионными свойствами примененных материалов, конструкцией и технологией изготовления фотокатодного узла прибора ф.э.у. [12,13]. Практически величина η_k в большой мере зависит от реализации согласования оптического контакта фотокатода с детектируемым излучением. Способы оптимизации оптического согласования целиком зависят от конкретной задачи приложения ф.э.у., поэтому рассмотрены не будут. Для упрощения в дальнейшем предположим, что для детектируемого излучения меняется только интенсивность потока, если изменения других параметров не будут специально оговорены.

В случае малоинтенсивного освещения фотокатода можно считать, что акты фотозмиссии происходят независимо друг от друга. Ввиду этого фотокатод преобразует пуассоновский поток фотонов в подобный стохастический поток фотоэлектронов, который имеет уменьшенную среднюю частоту следования событий пропорционально значению η_k как $\bar{N}_{\Phi\epsilon} = \eta_k \bar{N}_\Phi$. Лучшие современные фотокатоды при условии оптимального оптического согласования достигают $\eta_k = 30\%$.

Часть фотоэлектронов теряется из-за неполного сбора фотоэлектронов от рабочей части фотокатода на вход электронного умножителя. Фокусировка фотоэлектронов на первый диод обычно осуществляется ускоряющим электростатическим полем фокусирующих электродов катодной камеры. Так как электроны при вылете из фотокатода имеют стохастически распределенные направления и величины начальных скоростей и места вылета рассредоточены по площади поверхности катода, то практически невозможно обеспечить попадание всех фотоэлектронов на вход активной части электронного умножителя. Вероятность попадания характеризуется коэффициентом сбора: $\gamma_{\Phi\epsilon} = \bar{N}_\Delta / \bar{N}_{\Phi\epsilon}$, где \bar{N}_Δ - средняя частота попаданий.

2.4. Электронное умножение

Процесс умножения фотоэлектронов диодной системой по существу имеет решающее значение для того, чтобы на выходе ф.э.у. получились отчетливые по амплитуде и длительности одноэлектронные импульсы, пригодные для дальнейшей дискретной обработки счетным методом. Прохождение и усиление сигнала через умножающую систему происходит сугубо стохастически как цепная реакция последовательного развития актов умножения посредством вторичной эмиссии электронов при условии, что реальный выход каждого j -го акта на следующий каскад умножения в среднем имеет значение больше единицы: $\bar{m}_j = \beta_j \gamma_j > 1$, где β_j - коэффициент вторичной эмиссии и γ_j - коэффициент сбора на следующий каскад.

Так как процесс умножения единичного i -го электрона происходит последовательно по каскадам, но параллельно и почти одновременно на определенном k -м каскаде, то для прохождения каждого i -го сигнала до анода ф.э.у., кроме условия $\bar{m}_j > 1$, необходимо, чтобы на каком-либо из числа s каскадов суммарный выход параллельно происходящих актов умножения с учетом эффективности сбора не принял нулевое значение. Разумеется, что нулевой исход суммарного умножения на каскад вероятнее может произойти на первых каскадах, где среднее число параллельных актов умножения намного меньше, чем на последних. Чаще всего такой исход может случиться на первом диоде, на котором происходит только один акт вторичного умножения от первичного фотоэлектрона.

Если средний коэффициент умножения каскадов приблизительно одинаков $\bar{m}_k \approx \bar{m}_{k-1} = \bar{m}$ и достаточно большой ($\bar{m} > 3$) и акты умножения можно считать происходящими как независимые случайные события, то в первом приближении можно предполагать, что величина m подчиняется пуассоновскому распределению: $P(m, \bar{m}) = (\bar{m})^m \exp(-\bar{m}) / m!$. В таком случае основная доля флуктуаций умножения ф.э.у. происходит от статистики исхода умножения на первом диоде и вероятность нулевого исхода умножения будет

$$P_0 \approx P(0, \bar{m}) = \exp(-\bar{m}_1).$$

2.5. Неоднородность умножения

В реальном ф.э.у. механизм умножения действует сложнее, что обусловлено не только конструктивными особенностями умножающей системы определенного типа приборов, но также индивидуальными свойствами и режимом эксплуатации каждого прибора. Сложность заключается в том, что, во-первых, не все падающие на диод электроны вызывают истинно вторичную эмиссию электронов. Одна часть только отражается под произвольными углами без умножения и после упругого рассеяния имеет начальные скорости больше, чем для истинно вторичных электронов. Это ухудшает их сбор на следующий диод и рассредотачивает образование лавины в течение времени умножения. В итоге деформируются одноэлектронные импульсы тока и уменьшается их амплитуда. Во-вторых, часть электронов могут совершить пролеты очередного каскада и попасть на следующий или еще дальше. Большая вероятность пролетов возможна в приборах с жалюзийными диодами. В-третьих, диоды имеют неоднородные области поверхности в смысле средних значений коэффициента вторичной эмиссии и сбора на следующий каскад.

Действие таких нежелательных факторов увеличивает дисперсию величины умножения; вместе с тем возрастает вероятность нулевого исхода умножения. В результате понижается эффективность регистрации фотонов. Поэтому одним из основных критериев качества усилительных свойств сигнала приборов ф.э.у. при одноэлектронном режиме использования является величина относительной дисперсии распределения плотности вероятности коэффициента умножения $P(M, \bar{M})$. Чем точнее функция распределения $P(M, \bar{M})$ аппроксимируется пуассоновским распределением с максимально большим параметром \bar{m} и минимальной относительной дисперсией, тем, разумеется, лучше качество электронного умножителя данного прибора. Параметры распределения $P(M, \bar{M})$ отражаются через измерения распределений амплитуд одноэлектронных импульсов на выходе ф.э.у.

Следует отметить, что в токовом режиме работы ф.э.у. под коэффициентом усиления ф.э.у. подразумевается отношение анодного тока к фотокатодному току, которое фактически зависит от двух параметров: собственного коэффициента усиления M_e умножающей системы и коэффициента сбора $\chi_{ФЭ}$. Для устранения неоднозначности будем пользоваться величиной M_e .

2.6. Свойства одноэлектронных импульсов тока

Лавины вторичных электронов в конечной стадии умножения фотоэлектронов попадают на анод ф.э.у. и вызывают во входной цепи нагрузки короткие одноэлектронные импульсы тока $I_i(t)$ длительностью t_i . Средняя задержка распространения сигнала в ф.э.у. имеет величину порядка $5 \cdot 10^{-8}$ с, что обусловлено линейными размерами конструкции прибора, и, кроме того, зависит обратно пропорционально корню квадратному от напряжения питания электродов [14]. Заряд, перенесенный в одноэлектронном импульсе тока, пропорционален коэффициенту умножения M_i и определяется как

$$q_i = e M_i = \int_{t_i} I_i(t) dt.$$

Амплитудное значение одноэлектронного импульса тока I_{ai} зависит не только от коэффициента умножения M_i , но также от формы и длительности t_i каждого импульса. Временные параметры одноэлектронных импульсов тока отражают разброс моментов прихода электронов лавины на анод, что является следствием неидентичности траекторий и скоростей электронов в процессе умножения. Форма одноэлектронных импульсов тока асимметрична, колоколообразна. Фронт нарастания более крутой по сравнению со спадом, что объясняется большей вероятностью совершить перелеты электронов между диодами по траекториям с меньшей длиной [15].

Если нормировать одноэлектронные импульсы тока относительно их амплитудных значений I_{ai} , то относительные изменения тока во времени $I_n(t) = I_i(t) / I_{ai}$ более наглядно выявляют временные характеристики процесса умножения, так

как исключаются флуктуации амплитуд. Оказывается, что для определенного типа приборов параметры формы одноэлектронных импульсов тока - время нарастания t_{ϕ} , спада t_c и длительности на определенных уровнях относительно I_{oi} - в среднем мало зависят от флуктуаций и изменения среднего значения коэффициента умножения. При повышении напряжения питания ф.э.у., что приводит к увеличению среднего коэффициента умножения, длительность уменьшается, так как укорачивается среднее время прохождения электронной лавины через ф.э.у. Но на подаваемые изменения небольшие. Например, при изменении \bar{M}_e на два порядка величины длительность одноэлектронных импульсов изменяется примерно на 0,1 от начального значения.

Следовательно, амплитуда I_{oi} одноэлектронных импульсов тока в определенном приближении довольно точно пропорциональна величине умножения M_i . Поэтому коэффициент умножения может быть определен зависимостью

$$M_i = (I_{oi} / e) \int_{t_1}^{t_2} I_n(t) dt = I_{oi} \tau_3 / e,$$

где t_3 - эффективная длительность одноэлектронных импульсов тока. Эта величина по физическому смыслу обозначает длительность П-образного импульса тока с амплитудой I_{oi} , переносящего заряд q ; такой же величины как реальный импульс $I_n(t)$. Эффективная длительность t_3 является обобщенным параметром электронного умножителя прибора при определенном режиме эксплуатации, который элементарно устанавливает связь между коэффициентом усиления умножающей системы ф.э.у. и средней амплитудой одноэлектронных импульсов тока: $M_e = I_e \tau_3 / e$. Величина t_3 приблизительно равна длительности импульсов на полувысоте.

Длительность t_3 как характеристика ф.э.у. имеет двойное значение: определяет временное разрешение прибора и величину средней амплитуды одноэлектронных импульсов при определенном коэффициенте усиления умножителя. Таким образом, чем короче одноэлектронные импульсы тока и чем меньше относительная дисперсия коэффициента умножения, тем отчет-

ливее на выходе ф.э.у. как по амплитуде, так и во времени формируются электрические сигналы, отражающие последовательность детекции фотонов лучистого потока.

2.7. Влияние параметров нагрузки ф.э.у.

Использование счетных методов для дальнейшей обработки единичных сигналов ф.э.у. заключается в том, что производится регистрация моментов изменения падения напряжения на выходной нагрузке, вызванных действием одиночных одноэлектронных импульсов тока. Фотон считается обнаруженным, если соответствующий выходной импульс тока ф.э.у. имеет амплитуду в пределах диапазона дисперсии одноэлектронных импульсов. При этом срабатывает специальное радиоэлектронное устройство - амплитудный селектор одноэлектронных импульсов, который вырабатывает нормированный импульс, соответствующий логической единице для импульсно-цифровых устройств, применяемых в аппаратуре последующей обработки информации.

В принципе нагрузка ф.э.у. служит для преобразования импульсов тока в какой-то мере эквивалентные импульсы напряжения. Поэтому выбор параметров нагрузки влияет на свойства преобразования всего тракта регистрации фотонов.

Каждая электрическая цепь имеет определенную постоянную времени интегрирования заряда протекающего тока τ . При пренебрежимо малом значении индуктивностей можно считать, что постоянная времени нагрузки ф.э.у. определяется как $\tau_n = R_n C_n$, где C_n - суммарная емкость, а R_n - активное сопротивление выходной цепи нагрузки. Для анализа последствий интегрирования целесообразно рассмотреть две крайние возможности: 1) постоянная времени нагрузки намного меньше длительности импульса t_i тока $\tau_n \ll t_i$ и 2) наоборот - $\tau_n \gg t_i$ [16].

В первом случае интегрирование заряда практически не происходит и изменение падения напряжения на нагрузке прямо пропорционально протекающему току импульса ф.э.у.:

$U_i(t) = I_i(t) R_H$. Значит импульс напряжения повторяет форму импульса тока. От допустимой величины R_H зависит величина амплитуды напряжения.

Во втором случае происходит полный сбор заряда q_1 , перенесенного импульсом тока на емкость C_H . В течение действия $I_i(t)$ емкость C_H изменит потенциал на величину $U_{a1} = e M_i / C_H$, после чего происходит относительно медленный его разряд с постоянной времени τ_H . Форма импульса напряжения имеет крутой фронт нарастания длительностью t_i и экспоненциальный спад $U_i(t) - U_{a1} \exp(-t/\tau_H)$. Общая длительность импульсов напряжения на уровне $0,1U_{a1}$ значительно больше по сравнению с импульсом тока: $t_{a1} = t_i + 2,3\tau_H$.

Следовательно, в зависимости от типа нагрузки средняя амплитуда одноэлектронных импульсов тока I_e преобразуется в среднюю амплитуду напряжения U_e и зависит от коэффициента усиления умножителя как

$$U_e = \begin{cases} 1) & I_e R_H = e M_e R_H / t_3, \text{ для } \tau_H < t_3; \\ 2) & I_e t_3 / C_H = e M_e / C_H, \text{ для } \tau_H \gg t_3. \end{cases} \quad (2.2)$$

В обоих случаях амплитуды импульсов преобразуются пропорционально, но форма и длительность сохраняется только при $\tau_H \ll t_3$. Однако случай полного сбора заряда дает выигрыш по величине амплитуды напряжения.

В промежуточных случаях, когда $\tau_H \approx t_3$, для количественной оценки амплитуды и длительности импульсов напряжения необходимо учесть точную форму импульсов тока [16.17],

2.8. Вероятность наложения одноэлектронных импульсов

Стохастичность периодов следования фотонов и конечная длительность одноэлектронных импульсов тока приводит к тому, что некоторая часть сигнальных импульсов сливаются во время умножения фотоэлектронов в диодной системе ф.э.у. или, в случае интегрирующей нагрузки, перекрываются в цепи нагрузки и не разрешаются как отдельные импульсы напряжения на входе селектора одноэлектронных импульсов. Кроме того, селектор и последующая система счетной регистрации

имеют собственное временное разрешение импульсов t_m , так называемое "мертвое" время, в течение которого еще не завершено восстановление переходных процессов действия радиоэлектронных устройств и нет готовности к обработке следующего сигнала после предшествующего. Появление очередного одноэлектронного импульса в течение t_m приводит к ошибочным последствиям регистрации сигнала, зависящим от конкретных особенностей применяемых устройств регистрации.

В общем случае можно предположить, что при определенной вероятности возникновения импульса тока в период времени t_R - полного восстановления готовности всей системы регистрации фотонов, включая ф.э.у., результат регистрации соответственно искажается или при большой вероятности наложений становится несостоятельным. Поэтому вероятность наложений по возможности надо снизить и всегда учитывать.

В характерном случае при регистрации интенсивности медленно меняющихся потоков фотонов посредством измерения средней частоты следования одноэлектронных импульсов, наложения их в течение времени t_R уменьшает результаты отсчетов. Если приходящий импульс в период t_R существенно не увеличивает длительность t_R , а только не регистрируется, то вероятность наложения, согласно выражению I.9. определяется как

$$R = W(t_R, \theta_1) = 1 - \exp(-t_R / \theta_1),$$

где $\theta_1 = \theta \eta_{\text{ф.э.у}}$ - средний период появления одноэлектронных импульсов тока, θ - средний период следования фотонов в входную апертуру ф.э.у..

Систематическая погрешность линейности преобразования за счет наложений зависит от соотношения t_R / θ_1 или $t_R N_1$, где N_1 - средняя частота следования импульсов. Счетчиком регистрируется средняя частота $\bar{N}_2 = \bar{N}_1 - \Delta \bar{N}_1 = \bar{N}_1 \exp(-t_R \bar{N}_1)$ где $\Delta \bar{N}_1$ - число несосчитанных импульсов в единицу времени от истинной средней частоты N_1 . Так как N_1 является неизвестной величиной, которую необходимо измерить, то практический смысл имеет обратная зависимость $\bar{N}_1 = f(N_2)$. Эту зависимость в явном виде возможно вывести только приближенно, разложением экс-

по экспоненциальной функции в степенной ряд. Тогда в приближении первого порядка

$$N_1 = N_2 / (1 - t_R \bar{N}_2)$$

и относительная погрешность измерения за счет наложений равна

$$\Gamma_R = \frac{1}{(1 / t_R \bar{N}_2) - 1} \approx t_R \bar{N}_2.$$

2.9. Амплитудная селекция и временная локализация одноэлектронных импульсов ф.э.у.

Именно возможность фильтрации одноэлектронных импульсов по амплитудам и по времени появления на выходе ф.э.у. выгодно отличает счетную методику от традиционных методов, базирующихся на измерении среднего выходного тока ф.э.у. Преимущества селекции следующие.

Во-первых, отсекаются все шумовые токи и их импульсные флуктуации, появляющиеся на выходе или возникающие в выходной цепи ф.э.у., которые не соответствуют амплитудному диапазону дисперсии одноэлектронных импульсов. При измерении среднего тока все компоненты шумовых токов интегрируются вместе с сигналом.

Во-вторых, при каждом зарегистрированном импульсе к отсчету измерения прибавляется одна дискретная единица информации - 1 бит. В токовом режиме регистрации каждый раз прибавляется значение заряда импульса, имеющее из-за дисперсии коэффициента умножения соответственно больше флуктуации относительно среднего значения. Кроме того, величина среднего заряда одноэлектронных импульсов, как правило, экспоненциально зависит от изменений напряжения питания ф.э.у.. Поэтому суммарная неопределенность и нестабильность при аналоговой обработке измерительной информации ф.э.у. значительно больше по сравнению со счетной.

В-третьих, каждый зарегистрированный фотон может быть локализован во времени с наибольшей возможной точностью, которую в принципе определлет только разброс общего времени развития и распространения одноэлектронного сигнала через ф.э.у. Для современных приборов этот разброс имеет величину порядка 10^{-9} с и меньше. Это позволяет внедрить в экспериментальную практику корреляционные методы для исследования статистики излучения, которых без быстродействующей счетной регистрации фотонов не представляется возможным осуществить [9, 16].

Следовательно, амплитудная селекция и временная привязка одноэлектронных импульсов является основной технической решаемой задачей в аспекте радиоэлектронной части оборудования для построения фотонно-счетной системы, от качества реализации которой в большой степени зависит эффективность регистрации и временное разрешение методики счета фотонов в целом. Безусловно, первостепенное значение имеют одноэлектронные характеристики применяемого первичного преобразователя, т.е. ф.э.у., а радиоэлектронные средства регистрации одноэлектронных импульсов позволяют только оптимально их использовать для реализации конкретной задачи измерения параметров оптического излучения.

Амплитудная селекция заключается в том, что из всех импульсов на нагрузке ф.э.у., характеризующихся средней частотой следования \bar{N}_u и распределением по амплитудам с плотностью вероятности $P(U_u, \bar{U}_u)$, отсекаются амплитудной дискриминацией те импульсы, которые не соответствуют по амплитудам наиболее вероятному диапазону дисперсии сигнальных одноэлектронных импульсов. Реальный ф.э.у. имеет широкий амплитудный спектр как сигнальных, так и шумовых импульсов. Некоторая часть из шумовых импульсов соответствует одноэлектронным, например, из-за термо- и автоэлектронной эмиссии шумовых электронов в пространстве входной апертуры электронного умножителя. Поэтому амплитудные распределения сигнальных импульсов $P_c(U_c, \bar{U}_c)$ и импульсов суммарных помех $P_n(U_n, \bar{U}_n)$ могут значительно перекрываться, особенно в районе малых

амплитуд. Поэтому главной задачей амплитудной селекции сигнальных импульсов является оптимизация амплитудной фильтрации, чтобы получить максимальное отношение сигнал/помеха $K_{с/п}$. (Будем пользоваться термином "помеха" вместо "шум", когда для ясности частного анализа из всей совокупности действующих шумов необходимо подчеркнуть, что мы не учитываем действие "фотонного шума" - собственной статистической неопределенности оптического сигнала.)

Применяя ф.э.у. в узком динамическом диапазоне изменения интенсивности лучистого потока можно ограничиться статическим рассмотрением характеристик помех, игнорируя динамику взаимодействия сигнала на шумовые свойства приборов, что, естественно, является лишь определенным приближением. Тогда на выходе селектора, имеющего диапазон амплитудного пропускания, соответственно, от нижнего порога $U_{дн}$ до верхнего $U_{дв}$, без учета просчетов из-за мертвого времени t_m , проходят импульсы в виде нормированных со

средней частотой следования как
$$\bar{N}_{вн} = \bar{N}_{вс} + N_{вп} = \bar{N}_c \int_{U_{дн}}^{U_{дв}} P_c(U_c, \bar{U}_c) dU_c + \bar{N}_n \int_{U_{дн}}^{U_{дв}} P_n(U_n, \bar{U}_n) dU_n.$$
 Если функции распределений P_c и P_n различаются между собой, то их интегральные значения в окне дискриминации $\Delta U_0 = U_{дв} - U_{дн}$ имеют различные величины - $\beta_c(\Delta U_0)$ и, соответственно, $\beta_n(\Delta U_0)$, что позволяет осуществить оптимизацию амплитудной селекции относительно величины $K_{с/п}$. Подбором $U_{дн}$ и $U_{дв}$ можно найти максимум отношения β_c/β_n и, соответственно

$$\bar{N}_{вс} / \bar{N}_{вп} = (\beta_c / \beta_n) (\bar{N}_c / \bar{N}_n).$$

Но при этом уменьшается общее число подлежащих регистрации сигнальных одноэлектронных импульсов пропорционально величине β_c , которая представляет собой коэффициент амплитудной селекции (см. выражение (2.1)).

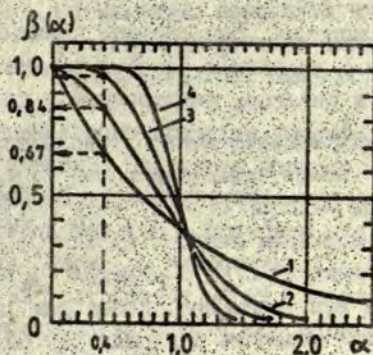
Для большинства приборов ф.э.у. амплитудное распределение собственных шумовых импульсов ($\bar{N}_ш$) смещено в сторону меньших амплитуд по сравнению со средней амплитудой одноэлектронных импульсов U_e . В таком случае, когда тре-

буется лишь снизить уровень шумов ф.э.у., есть смысл использовать только нижний порог дискриминации $U_{\text{дн}}$ и целесообразно задать величину этого порога значением отношения $\alpha = U_{\text{дн}} / U_e$, что исключает влияние изменений суммарного коэффициента усиления на этапе до амплитудной селекции импульсов. При этом коэффициент амплитудной селекции одноэлектронных импульсов $\beta = \beta_c(\alpha)$ и средняя частота регистрации импульсов помех $\bar{N}_{\text{вп}} = \bar{N}_n \beta_n(\alpha)$ имеют только один аргумент α - нормированный уровень порога амплитудной дискриминации, отсчитываемый относительно реперной величины U_e в долях ее численного значения.

Зависимости $\beta(\alpha)$ и $\bar{N}_n(\alpha)$ являются непосредственными характеристиками определенного ф.э.у. и в принципе не должны зависеть от технических параметров применяемой аппаратуры регистрации. Функция $\beta(\alpha)$ фактически отражает величину дисперсии коэффициента умножения ф.э.у., т.е. интегральную вероятность распределения одноэлектронных импульсов по амплитудам (интегральное амплитудное распределение импульсов):

$$\beta(\alpha) = \int_{\alpha}^{\infty} P(\alpha \cdot U_e, U_e) d\alpha.$$

Для ф.э.у. с хорошим амплитудным разрешением одноэлектронных импульсов с достаточно большим параметром \bar{n} (см. подразделы 2.4. и 2.5.), коэффициент $\beta(\alpha = 1)$ численно довольно точно должен быть равен 0,5. При уменьшении порога дискриминации $\beta(\alpha \rightarrow 0) \rightarrow 1$, притом это происходит быстрее для тех приборов, которые имеют меньшую относительную дисперсию коэффициента умножения. Численные значения величины $\beta(\alpha)$ при определенных фиксированных значениях α достаточно подробно и однозначно выявляют умножающие свойства и амплитудное разрешение одноэлектронных импульсов ф.э.у. Кроме того, $\beta(\alpha)$ непосредственно показывает эффективность регистрации одноэлектронных импульсов. На рис.3 показаны вычисленные интегральные амплитудные распределения экспоненциального (кривая 1) и пуассоновского (кривые 2-4) видов. При порогах дискриминации ниже U_e (например, при $\alpha = 0,4$)



Р и с. 3. Интегральные амплитудные распределения одноэлектронных импульсов для экспоненциального распределения (кривая 1) и для пуассоновских распределений с $\bar{m} = 4$ (кривая 2), 10 (кривая 3) и 30 (кривая 4).

для распределений с меньшей дисперсией эффективность регистрации возрастает, а при $\alpha > 1$ быстро снижается. Разность $\Delta\beta = \beta(\alpha_1 < 1) - \beta(\alpha_2 > 1)$ при двух фиксированных значениях нормированного порога (предположим $\alpha_1 = 0,5$ и $\alpha_2 = 1,5$) вполне однозначно показывает амплитудное разрешение соответствующего ф.э.у. и позволяет для потребностей счетного метода количественно и непосредственно характеризовать его одноэлектронные свойства.

Кроме этого, имеет практический смысл определять шумовые свойства ф.э.у. численными значениями средней частоты шумовых импульсов ф.э.у. на определенных нормированных порогах дискриминации $\bar{N}_ш(\alpha_1)$, где α_1 имеет, например, следующие значения: $\alpha_1 = 0,1; 0,2; 0,5; 1; 2; 5; 10$. Показания при больших порогах ($\alpha \geq 2$) нужны для выявления присутствия многоэлектронных компонент импульсов помех, возникающих вследствие разных паразитных процессов в ф.э.у. Эти показания позволяют судить о необходимости использования сверх-

него порога дискриминации. Безусловно, значения $N_{\text{ш}}(\alpha_i)$ должны быть заданы с указанием условий режима эксплуатации прибора (напряжения питания, температуры и др.).

Известной проблемой является определение точного значения репера U_e - средней амплитуды одноэлектронных импульсов на определенную нагрузку ф.э.у. Особенно большие трудности имеются для приборов с большой дисперсией коэффициента умножения. Для измерений U_e можно применять сравнительно простой способ [19] и устройство [20], пригодные для любого амплитудного распределения импульсов (см. [21]).

Точность временной локализации одноэлектронных импульсов на выходе ф.э.у. зависит от длительности времени нарастания t_{ϕ} и импульсов тока ф.э.у. и быстрогодействия селектора. При использовании малоинерционной нагрузки ($\tau_{\text{и}} \leq 1/3 t_{\phi}$) и фиксированного уровня порога дискриминации $\alpha = U_{\phi} / U_e$ разброс времени срабатывания быстродействующего селектора в основном определяется величиной t_{ϕ} , которая зависит от типа применяемого ф.э.у. и обычно не превышает 5 нс. Для исключения этого разброса срабатывания селектора, обусловленного временем нарастания стохастических по амплитуде импульсов до фиксированного напряжения $U_{\phi} = \alpha U_e$, применяется способ относительного следящего уровня порога срабатывания дискриминатора [22]. При этом каждый раз формируется $U_{\phi i} = \alpha U_i$, если для текущего импульса амплитуда $U_i \geq \alpha U_e$. Такой способ практически исключает вариацию срабатывания селектора из-за флуктуаций коэффициента умножения ф.э.у. и вместе с тем улучшает точность локализации фотонов во времени. Остается разброс за счет неидентичности общего времени прохождения сигнала через ф.э.у., что возможно снизить в некоторых пределах подбором режима питания электродов, ограничением площади фотокатода или применением специальных временных ф.э.у. Реально с ф.э.у. можно достигнуть разрешение около 10^{-10} с.

2.10. Оптимизация пороговой чувствительности регистрации фотонов амплитудной селекции одноэлектронных импульсов

Чувствительность счета фотонов ухудшает главным образом флуктуации числа импульсов помех. В таком представлении $K_{c/n} = \bar{N}_c \Delta t / \sqrt{\bar{N}_n \Delta t}$. Хорошие одноэлектронные ф.э.у. характерны тем, что их шумовые импульсы имеют небольшую среднюю частоту следования $\bar{N}_ш(\alpha)$ в диапазоне дисперсии одноэлектронных импульсов (например, при $\alpha = 0,2-2$) и проявляют ничтожные корреляции с сигналом и друг с другом. В идеальном случае шумовые импульсы ф.э.у. представляют собой стационарный пуассоновский поток с дисперсией их числа $(\Delta n_ш)^2 = \bar{N}_ш \Delta t$. Данная зависимость является важным параметром для характеристики шумовых свойств ф.э.у. и практически необходимыми критерием: при отборе приборов, пригодных для применения в предельных измерениях.

Следовательно, полезность действий амплитудной селекции можно выразить как

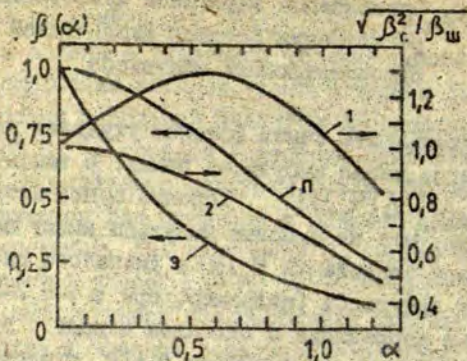
$$K_{c/n}^{вх} = \bar{N}_c \beta_c(\alpha) \Delta t / \sqrt{\bar{N}_ш \beta_ш(\alpha) \Delta t} = \\ = K_{c/n}^{вх} \sqrt{\beta_c^2(\alpha) / \beta_ш(\alpha)},$$

где $K_{c/n}^{вх}$ и $K_{c/n}^{вых}$ - коэффициенты отношения сигнал/помехи на входе и на выходе селектора, соответственно. Поэтому для оптимизации чувствительности регистрации фотонов нужно выставить порог амплитудной дискриминации селектора на уровне α_0 , при котором величина отношения $\beta_c^2(\alpha) / \beta_ш(\alpha)$ достигает максимального значения, предполагая, что другие помехи, кроме шумовых импульсов ф.э.у., отсутствуют. Тогда пороговая средняя частота регистрации одноэлектронных импульсов при критерии $K_{c/n}^{вх}(\alpha_0) = 1$ будет равна

$$\bar{N}_{c \min} = \sqrt{\bar{N}_ш(\alpha_0) \Delta t} / \beta_c(\alpha_0),$$

что соответствует пороговому лучистому потоку

$$\Phi_{\min} = \xi \bar{N}_{c \min} / \eta_{фэу}.$$



Р и с. 4. Зависимости отношения сигнал/помехи от порога дискриминации: 1 - интегральные амплитудные распределения сигнала и шумов различаются (кривые 2 и 3, соответственно); 2 - распределения сигнала и шумов совпадают (кривая 1).

Вероятность наложений можно пренебречь ввиду малой интенсивности потока импульсов.

Для наглядности действия амплитудной селекции на рис.4 показаны два характерных случая. 1) Спектры сигнальных и шумовых импульсов ф.э.у. различаются. Нормированные интегральные амплитудные распределения импульсов для сигнала имеют пуассоновский вид (кривая 2) с параметром $\bar{m} = 4$, а для шумов - экспоненциальный вид (3) со средней амплитудой при $\alpha = 0,5$. Тогда после амплитудной селекции зависимость коэффициента отношения сигнал/помехи от порога амплитудной дискриминации (кривая 1) имеет максимум при $\alpha_0 = 0,6$, где $\beta_c = 0,7$ и $\beta_w = 0,3$. Если повышать коэффициент амплитудной селекции ($\beta_c \rightarrow 1$), то из-за более быстрого повышения относительного числа шумовых импульсов величина $K_{с/п}^{вн}$ снизится. 2) В этом случае шумовые импульсы имеют одноэле-

тронную природу, например, возникают из-за термоэмиссии от фотокатода. Тогда распределения сигнальных и шумовых импульсов совпадают (кривая П). Амплитудная селекция в принципе не может повысить отношение сигнал/шум (кривая 2). Поэтому порог дискриминации α_0 нужно выставить на минимальном уровне ($\alpha = 0, 1-0, 3$), но так, чтобы селектор достаточно надежно подавлял малоамплитудные шумовые токи выходных цепей ф.э.у. и возможные случайные паразитные наводки помех.

З а к л ю ч е н и е

Согласно рассмотренным основам методики счета фотонов можно обобщить, что для достоверного применения ф.э.у. в фотонно-счетных системах требуется знать такие данные:

- 1) $\eta_{\text{ф.э.у.}}$ - собственную квантовую эффективность ф.э.у.;
- 2) R - вероятность наложений, зависящую в пределах от эффективной длительности одноэлектронных импульсов тока t_3 ;
- 3) M_e - коэффициент усиления умножительной системы ф.э.у., обусловленный допустимым напряжением питания электродов ф.э.у. U_k и определяющий вместе с величиной t_3 среднюю амплитуду одноэлектронных импульсов U_e на определенную нагрузку;
- 4) $\beta(\alpha, U_k)$ - интегральное амплитудное распределение одноэлектронных импульсов, характеризующее свойства электронного умножителя и определяющее в счетном режиме коэффициент амплитудной селекции β ;
- 5) $N_{\text{ш}}(\alpha_i, U_k)$ - значения шумовых импульсов ф.э.у. при определенных нормированных порогах амплитудной дискриминации α_i и в заданных внешних условиях эксплуатации прибора (температура и пр.);
- 6) $D = \Delta n^2 / \bar{n}$ - степень отклонения от характеристики пуассоновского потока.

Параметры, кроме первого, можно измерять п-ч помощи тех устройств, которые обычно используются для построения быстрых фотонно-счетных систем. Разумеется, в каждом конкретном случае приложения ф.э.у. могут потребоваться

еще дополнительные параметры, например, для кинетических измерений длительность нарастания одноэлектронных импульсов t_d , вероятность появления динамических шумовых импульсов и др., но приведенные основные параметры в значительной мере облегчают сопоставление главных одноэлектронных характеристик при отборе подходящих одноэлектронных фотоумножителей и установить для них оптимальный режим эксплуатации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов С.И. Микроструктура света. М., 1950. 196 с.
2. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981. 640 с.
3. Чечик Н.О., Файнштейн С.М., Лифшиц Т.М. Электронные умножители. М., 1957. 575 с.
4. Соболева Н.А., Берковский А.Г., Чечик Н.О., Елисеев Р.Е. Фотоэлектронные приборы. М., 1965. 592 с.
5. Перцев А.Н., Писаревский А.Н. Одноэлектронные характеристики ФЭУ и их применение. М., 1971. 78 с.
6. Анисимова И.И., Глуховской Б.М. Фотоэлектронные умножители. М., 1974. 64 с.
7. Соболева Н.А., Меламид А.Е. Фотоэлектронные приборы. М., 1974. 376 с.
8. Берковский А.Г., Гаванин В.А., Задель И.Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М., 1976. 344 с.
9. Артемьев В.В. Фотоэлектрические счетчики фотонов. - Оптико-мех.пром-сть, 1974, № I, с.62-68.
10. RCA Photomultiplier Manual. Technical Series PT-61. 1970, 9, p.192.
11. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. Одноэлектронные фотоприемники. М., 1979. 192 с.
12. Сомер А. Фотоэмиссионные материалы. М., 1973. 176 с.
13. Кондрашов В.Е. Оптика фотокатодов. М., 1976. 208 с.

14. Ковалев В.В., Субботин Ф.М., Шубников Е.И. Времена пролета электронов в ФЭУ. - Приборы и техн.эксперимента, 1972, № 1, с.158-159.

15. Шубников Е.И., Субботин Ф.М. О форме одноэлектронного импульса ФЭУ. - Приборы и техн.эксперимента, 1973, № 1, с.179-181.

16. Горн Л.С., Крашенинников И.С., Хазанов Б.И. Электроника в спектрометрии ядерных излучений. М., 1963. 292 с.

17. Вилитис О.Е., Гайлис А.К. Оценка прохождения одноэлектронного импульса тока анода ФЭУ через его выходную цепь. - Изв.АН ЛатвССР. Сер.физ.и техн.наук, 1985, № 4, с.24-33.

18. Heade M.L. Instrumentation Aspects of Photon Counting Applied to Photometry. - J.Phys.E: Sci.Instrum., 1981, vol.14, p.909-918.

19. А.с. 945926 (СССР). Способ измерения коэффициента усиления электронного умножителя / Абрамов Е.М., Кутенин Ю.Д., Янсонс Я.Л. и др. - Бюлл.изобрет., 1982, № 27, с.246.

20. А.с. 953684 (СССР). Устройство автоматического измерения коэффициента усиления электронного умножителя / Абрамов Е.М., Кутенин Ю.Д., Янсонс Я.Л. и др. - Бюлл.изобрет., 1982, № 31, с.270.

21. Янсонс Я.Л. Автоматическое измерение средней амплитуды импульсов фотоэлектронных умножителей. - В кн.: Автоматизация научных исследований. Рига, 1982, с.85-99.

22. Бекетов С.В., Потапов А.В., Чернявский А.Ф. Методы измерения временных положений импульсов детекторов излучений. - Приборы и техн.эксперимента, 1976, № 4, с.7-30.

Статья поступила 11 ноября 1985 года

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ СЕЛЕКТОР ОДНОЭЛЕКТРОННЫХ ИМПУЛЬСОВ
ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

Я.Э.Тиберге, Я.Л.Янсонс

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Рассматриваются принцип работы и техническое построение универсального селектора одноэлектронных импульсов, имеющего два канала амплитудной дискриминации, а также общие требования к нему. Сообщается о преимуществах этого устройства по сравнению с более простыми вариантами аналогов. Селектор позволяет измерять одноэлектронные характеристики фотоумножителей. Предназначен для применения в различных фотонно-счетных системах с локальным или дистанционным управлением.

В в е д е н и е

Электронная аппаратура фотонно-счетных систем (фотоэлектрических счетчиков фотонов) [1], непосредственно влияющая на процесс регистрации измерительной информации, включает устройства трех основных видов:

- 1) одноэлектронных фотоприемников,
- 2) преобразователей стохастических амплитуд одноэлектронных импульсов в импульсы одинакового веса (нормированные импульсы),
- 3) счетных систем для регистрации нормированных импульсов.

Устройства первых двух видов вместе создают фотопреобразователи, преобразующие поток фотонов в поток электрических нормированных импульсов, отражающий последовательность регистрации фотонов во времени. В качестве одноэлектронных фотоприемников для широкого спектрального диапазона возможно использовать специально отобранные приборы из

типов серийных фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), имеющие способность амплитудного разрешения одиночных фотоэлектронных импульсов и минимальную скорость счета шумовых импульсов [2].

Одноэлектронный режим работы ф.э.у. осуществляется выполнением следующих функций:

1) стохастические импульсы выходного тока ф.э.у. преобразуются в пропорциональные импульсы напряжения,

2) производится отбор импульсов по амплитудам, соответствующим наиболее вероятному диапазону дисперсии одноэлектронных импульсов для данного ф.э.у. в определенных условиях его эксплуатации,

3) для каждого отобранного импульса ф.э.у. формируется нормированный (с одинаковой амплитудой и длительностью) импульс, притом с максимально точной привязкой по времени относительно импульса ф.э.у. Устройство, реализующее такое преобразование, фактически производит амплитудную селекцию и нормализацию одноэлектронных импульсов ф.э.у. и улучшает в общем исходе фотопреобразования отношение сигнал/шум, так как амплитудной дискриминацией отсекается значительная часть шумовых токов ф.э.у. * Таким образом ф.э.у. вместе с СОИ образуют фотопреобразователи для фотонно-счетных систем.

Счетные системы для регистрации нормированных импульсов СОИ реализуют конкретные измерения, для которых счетчики фотонов как средства измерения специально приспособлены. Такие системы измеряют физические параметры характеризующие поток нормированных импульсов фотопреобразователей, например, среднюю частоту или период, разницу или отношение двух средних частот, статистические распределения фотоотчетов во времени и пр. В простейшем случае, т.е. для измерения интенсивности слабых квазистационарных лучистых потоков в качестве счетных систем используются универсальные счетные

* Для сокращенного обозначения этого устройства используем название - селектор одноэлектронных импульсов, или СОИ.

частотомеры и тому подобные устройства, измеряющие среднюю частоту следования выходных импульсов фотопреобразователей в определенное время интегрирования сигнала. В более сложных случаях, в таких как регистрация кинетики быстроменяющихся потоков пользуются многоканальными счетными системами, реализующими статистическое накопление фотоотчетов в последовательные временные интервалы, или другими средствами [1,3]. *

Способ дальнейшей регистрации выходных нормированных импульсов фотопреобразования в принципе не влияет на функции, выполняемые ССИ. Поток нормированных импульсов может быть параллельно зарегистрирован несколькими счетными системами, измеряющими одновременно различные параметры потока. Для практического обеспечения независимости фотопреобразования от последующего способа регистрации нужно осуществить требуемую точность и быстродействие преобразования при всех предусмотренных видах измерений и необходимо взаимосогласовать нормированные импульсы ССИ так, чтобы их надежно регистрировали все применяемые счетные системы регистрации. Таким образом ССИ может быть построен как отдельный и функционально завершенный блок. Такое построение особенно выгодно для исследовательской аппаратуры, когда блочная структура экспериментального оборудования позволяет гибко менять конфигурацию измерительной системы.

В НИИ физики твердого тела ДГУ им. П.Стучки после начального освоения методики счета фотонов [4,5] разработаны и широко внедрены в экспериментальную практику несколько вариантов быстродействующих ССИ [6]. Базируясь на этот опыт, рассмотрим общие требования, принцип работы и техническое построение универсального селектора одноэлектронных импульсов ф.э.у., рассчитанного для фотонно-счетных систем с временным разрешением 10 нс.

* См. наст. сб. Тарденак Э.Э. Системы счета фотонов для регистрации изменений интенсивности слабых и быстроменяющихся потоков.

Общие требования

Погрешности измерения характеристик фотонного потока счетчиками фотонов (не рассматривая статистическую неопределенность счета) зависят от степени адекватности фотопреобразования, осуществляемого ф.э.у. и СОИ, а также от собственной точности работы счетной системы регистрации нормированных импульсов СОИ. Погрешности счетных систем относительно легко выявить и определить, так как для измерительных средств электрических сигналов достаточной мощности существует хорошо развитое метрологическое обеспечение. В противоположной ситуации находится фотометрия в диапазоне предельных измерений, когда регистрируются отдельные кванты лучистого потока. Метрологическое обеспечение в этом диапазоне еще не создано. Ввиду этого при разработке и использовании аппаратуры для счета фотонов главное внимание приходится уделять проблеме осуществления и проверки достоверности фотопреобразования.

Пределы надежного и подлинного применения методики счета фотонов в значительной мере, обусловлены одноэлектронными характеристиками используемых ф.э.у. и качеством их согласования с техническими параметрами СОИ. При согласовании важными являются такие характеристики ф.э.у., как

- 1) временные параметры одноэлектронных импульсов тока в анодной цепи — время нарастания t_r и длительность по основанию $t_{0,1}$;
- 2) коэффициент усиления электронного умножителя M_e ;
- 3) амплитудное распределение импульсов (АРИ) сигнала и шума;

4) стабильность эффективности счета относительно вариаций порога дискриминации и напряжения питания ф.э.у.

Временные параметры одноэлектронных импульсов определяют собственное быстродействие ф.э.у. и верхнюю границу динамического диапазона детекции во времени как отдельные события. Для СОИ эти параметры обуславливают минимальное временное разрешение парных импульсов и номинальную

достижимую точность временной привязки выходных импульсов. Коэффициент усиления M_e и длительность одноэлектронных импульсов определяют среднюю амплитуду одноэлектронных импульсов тока в выходной цепи ф.э.у. и, следовательно, среднюю величину регистрируемого сигнала, а ширина АРИ сигнала - необходимые пределы амплитудного диапазона регистрации. Максимальное отношение сигнал/шум регистрации достигается оптимизацией порогов амплитудной селекции одноэлектронных импульсов по сопоставлению АРИ сигнала и шума. От характеристик стабильности эффективности счета зависят требования на точность поддержания уровней порогов дискриминации и питания электродов ф.э.у.

На ф.э.у. пока еще не установлены стандартизированные параметры, непосредственно характеризующие их одноэлектронный режим работы. Относительно этого режима свойства приборов практически не нормируются. Поэтому даже для однотипных ф.э.у. характерен большой разброс одноэлектронных параметров, в значительной степени зависящих также от способа включения и условий эксплуатации [2]. Отсутствие единой стандартизированной методики измерения приводит к неоднозначности их определения.

Для обеспечения достоверности применения ф.э.у. для счета фотонов необходимо предусмотреть возможность предварительного измерения и регулярного контроля в ходе эксплуатации их главных одноэлектронных характеристик - временных параметров одноэлектронных импульсов и АРИ сигнала и шума. Важно, безусловно, также определить и контролировать квантовую эффективность фотопреобразования, притом во всем спектральном и динамическом диапазоне изменения сигнала. Однако без аттестованных эталонов излучения и установленной методики проведения измерений в данном диапазоне лучистых потоков возможно достаточно правдоподобно производить только относительные измерения и проверки.

Целесообразно измерения одноэлектронных характеристик проводить при помощи того же оборудования, которое используется в фотонно-счетных системах для фотодетектирова-

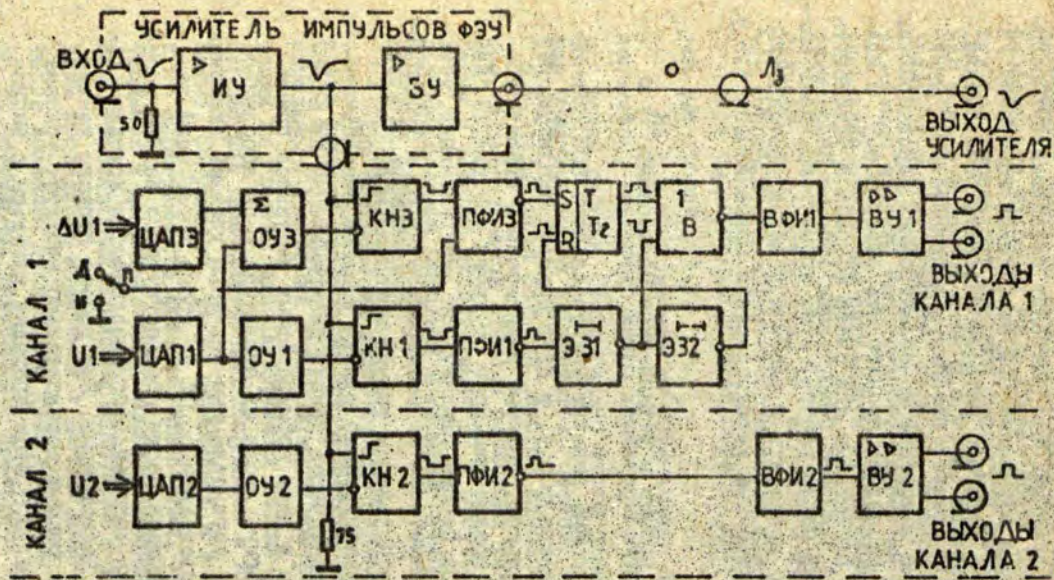
нии исследуемых излучений. Это устранит относительную неоднозначность, которая возникает при проведении измерений в разных условиях без строгого метрологического обеспечения. Ввиду этого на СОО следует возложить дополнительные функции, обеспечивающие измерение одноэлектронных характеристик ф.э.у. Такой СОО позволяет производить отбор ф.э.у. с наиболее подходящими свойствами для счета фотонов и установить для них оптимальный режим работы. Это, кроме того, дает возможность регулярно проверять в рабочих условиях фотодетектирования одноэлектронные характеристики применяемого ф.э.у.

Принцип работы и техническое построение

Достаточно полный вариант универсального СОО состоит из усилителя импульсов ф.э.у. и двух каналов амплитудной дискриминации импульсов, которые подключены к выходу усилителя и работают независимо друг от друга (см. рис. I). Первый канал имеет два режима амплитудной дискриминации, устанавливаемые переключателем П: интегральный - И, и дифференциальный - Д. Второй канал - только интегральный.

При интегральном режиме работы входные стохастические импульсы проходят через каналы дискриминации на соответствующие выходы в виде нормированных импульсов примененной двоичной логики, если их амплитуда U по абсолютной величине превышает установленные значения уровней дискриминации U_1 или, соответственно, U_2 и, кроме того, если период появления импульса после предшествующего больше мертвого времени t_m , за которое восстанавливается исходное состояние устройств регистрации. При работе первого канала в дифференциальном режиме дополнительно вводится условие $|U| < |U_1 + \Delta U_1|$, т.е. при этом проходят импульсы с амплитудами, попадающими в окно дискриминации ΔU_1 .

Оба канала имеют линейное и достаточно широкое регулирование порогов амплитудной дискриминации, что необходимо для измерений АРИ, и одинаковые параметры амплитудного и временного разрешения импульсов.



Р и с. 1. Структурная схема универсального селектора одноэлектронных импульсов ф.э.у.

ИУ - импульсный усилитель; БУ - буферный усилитель; ЦАП - цифро-аналоговый преобразователь; ОУ - операционный усилитель; КН - компараторы напряжения; ПФИ - предварительный формирователь импульсов; Тг - триггер; В - вентиль антисовпадения; ЭЗ - элемент задержки; ВФИ - выходной формирователь импульсов; ВУ - выходной усилитель-разветвитель; Л₃ - линия задержки.

Наличие второго канала расширяет возможности измерения амплитудных характеристик стохастических потоков импульсов. Во-первых, это позволяет снимать интегральные и дифференциальные АРИ, нормированные относительно общего числа импульсов, отражающие амплитудный спектр импульсов точнее, чем снятые последовательно одним каналом в одинаковые интервалы времени. Исключаются погрешности, обусловленные флуктуациями и дрейфом средней частоты общего потока импульсов. Следовательно, при снятии сигнальных АРИ не требуется применять специально стабилизированный источник подсветки ф.э.у., а можно использовать нестационарное излучение, что позволяет оперативно контролировать одноэлектронный режим ф.э.у. в процессе фотодетектирования исследуемого излучения. При этом более истинно отражается режим работы ф.э.у.

Нормированные АРИ снимаются измерением отношений средних частот следования импульсов первого канала ко второму при разворачивании уровня дискриминации первого канала и постоянном пороге дискриминации второго канала, установленном на начальном уровне исследуемого диапазона амплитуд импульсов. Отсчеты измерений представляются непосредственно в виде нормированных вероятностей в соответствующих точках АРИ.

Во-вторых, два канала амплитудной дискриминации дают возможность несложным способом автоматизировать измерения средней амплитуды одноэлектронных импульсов - реперного параметра одноэлектронного режима работы ф.э.у., относительно которого следует выставлять уровни порогов дискриминации СОВ при настройке и стабилизации оптимального режима регистрации фотонов [7].

С целью обеспечения возможности автоматизации управления и повышения точности отсчетов применена цифровая установка напряжений порогов дискриминации. Для этого используются три цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП) и согласующие масштаб операционные усилители (ОУ). Кроме того, ОУЗ осуществляет суммирование $U_1 + \Delta U_1$. Это позволяет для дифференциального режима первого канала установить уровень

верхнего порога относительно нижнего U_1 и сохраняет постоянство установленной ширины окна дискриминации ΔU_1 при изменении нижнего порога U_1 , что важно для реализации измерений дифференциальных АРИ.

При дистанционной установке порогов дискриминации коды управления ЦАП передаются по магистрали автоматического управления, при ручной — от программных переключателей. В более простом варианте без дистанционного управления напряжение порогов дискриминации можно установить, применяя многооборотные потенциометры, как это уже реализовано [7].

В качестве устройств амплитудного отбора импульсов применяются компараторы напряжения КН1 и КН3 для первого канала, а КН2 — для второго. На их опорные входы подаются соответствующие напряжения порогов дискриминации. Если на сигнал 1 вход КН поступает отрицательный импульс с амплитудой, превышающей по абсолютной величине напряжение порога дискриминации, то на выходе образуется отрицательный импульс с шириной, равной длительности времени превышения. Импульсы ф.э.у. имеют конечные времена нарастания и среза. Поэтому при изменении уровня порога относительно амплитуды импульса (или наоборот) меняется момент срабатывания и ширина выходного импульса КН.

Временная привязка сигнала осуществляется относительно переднего фронта срабатывания КН. Для этого служат предварительные формирователи импульсов (ПИ), при отрицательном перепаде входного уровня вырабатывающие короткий импульс. Следовательно, разброс моментов обнаружения сигнала находится в пределах интервала времени нарастания входного импульса КН.

Дифференциальный режим работы первого канала реализуется схемой антисовпадения, состоящей из триггера Тг, вентиля В и элементов задержки ЭЗ1 и ЭЗ2. Задержка распространения сигнала через ЭЗ1 выбрана больше суммарного времени максимального запаздывания срабатывания КН3 относительно КН1 и задержки переключения триггера, а через ЭЗ2 — длительностью импульса ПИ.

Если на вход компараторов поступает импульс с амплитудой, превышающей верхний порог, срабатывает КН1 и КН3. Выходной импульс ПКИЗ переключает триггер в состояние, запрещающее прохождение через вентиль В задержанного импульса от ПКИ1 на выход канала. После окончания действия импульса на вход вентиля дополнительно задержанный импульс от ЭЗ2 переключает триггер в исходное состояние, снимающее запрет прохождения. Если амплитуда входного импульса превышает только уровень нижнего порога, то КН3 не срабатывает и сигнал от КН1 проходит на выход канала.

В интегральном режиме работы первого канала блокируется выработка импульсов ПКИЗ, триггер остается постоянно в исходном состоянии и импульсы от ПКИ1 с определенной постоянной задержкой проходят на выход канала.

Такой принцип работы схемы антисовпадения отличается от предложенной в [6] тем, что позволяет осуществить привязку выходных импульсов СОВ относительно переднего фронта импульсов ф.э.у., обеспечивая более высокую точность временного обнаружения сигнала. Однако необходимо учесть ограничение, что для больших ΔU_1 относительно U_1 схема антисовпадения функционирует правильно при условии, если задержка ЭЗ1 выбрана больше максимальной длительности нарастания входных импульсов.

Интегральный дискриминатор второго канала реализован парой КН2 и ПКИ2. В случае необходимости выравнивания времени прохождения сигнала через обоих каналов на выходы СОВ, то во втором канале после ПКИ2 можно включить элемент задержки, реализующий запаздывание, эквивалентное в схеме антисовпадения.

Выходные импульсы обоих каналов дополнительно формируются по длительности t_{Δ} и мертвому времени t_m выходными формирователями импульсов (ВИ). Параметры t_{Δ} и t_m должны быть согласованы с соответствующими характеристиками подключаемых к СОВ устройств счетной регистрации импульсов. Величину t_m для обоих каналов необходимо выбрать одинаковую, но не меньшую, чем величина максимального мертвого

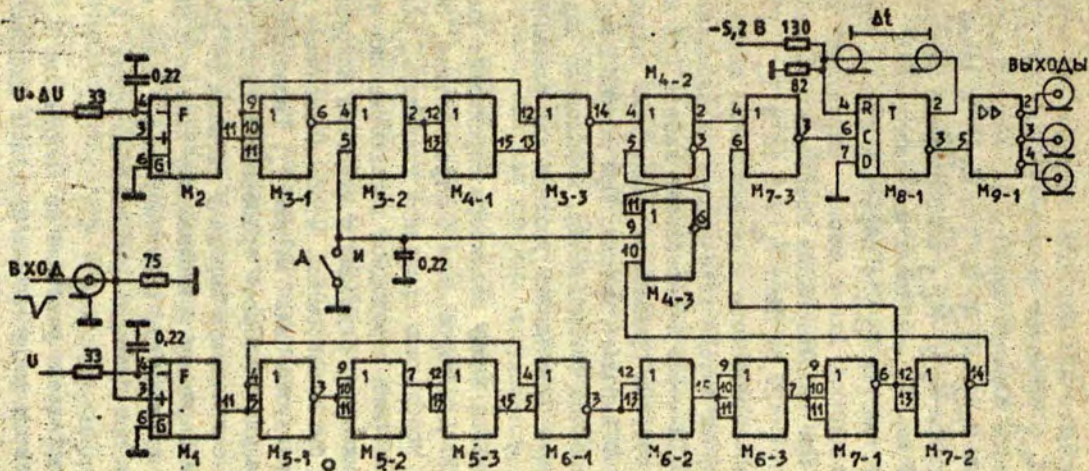
времени, которое имеют подключенные и параллельно работающие счетные регистраторы. Иначе не обеспечивается одинаковая вероятность регистрации стохастических во времени импульсов, что особенно существенно проявляется при повышенных нагрузках счета.

На практике нередко возникает необходимость регистрации потока импульсов ССИ одновременно несколькими счетными регистраторами. Поэтому на выходах каналов предусмотрены выходные усилители (ВУ), разветвляющие и согласующие передачу импульсов на параллельные выводы.

Амплитудный диапазон дискриминации и быстродействие ССИ в значительной мере определяется свойствами применяемых компараторов напряжения. В настоящее время наиболее подходящими являются интегральные компараторы К597СА1, имеющие следующие основные параметры: надежно используемый диапазон входных амплитуд от 10 мВ до 3 В, реальный порог чувствительности без стробирования не больше 1 мВ, длительность входного сигнала не меньше 3 нс, типовая задержка распространения 5 нс. Уровни выходного перепада напряжения непосредственно совместимы с логическими уровнями цифровых интегральных схем эмиттерно-связанной транзисторной логики (ЭСТЛ), например, схем серии К100 и К300. Поэтому целесообразно их использовать в последующих узлах логики формирования выходных импульсов ССИ и в быстродействующих узлах счетных систем дальнейшей обработки сигнала ССИ.

Временные параметры данного компаратора обеспечивают необходимое быстродействие для анализа и селекции импульсов ф.э.у. с нарастанием $t_{\phi} \geq 3$ нс и длительностью $t_{01} \geq 10$ нс. Для приборов с более короткими одноэлектронными импульсами заметно увеличивается баллистическая ошибка фиксации амплитуды, занижающая показания действительной величины.

Примененная схемотехника построения амплитудного дискриминатора импульсов показана на рис.2. Приведена принципиальная схема первого канала без узлов, вырабатывающих напряжения порогов дискриминации, не представляющие существенной сложности.



Р и с. 2. Принципиальная схема дифференциального дискриминатора.
 Резисторы нагрузки выходов микросхем не показаны. Микросхемы: M_1 , M_2 - К597СА1,
 M_3 - M_7 - К500ЛМ105М, M_8 - К500ТМ231, M_9 - К100ЛЕ-II.

Микросхемы М1 и М2 служат соответственно компараторами нижнего КН1 и верхнего КН3 порогов. Укоротители переподов М5, М6-1 и М3, М4-1 образуют соответственно ПМ1 и ПМ3, вырабатывающие импульсы шириной около 3 нс. Последовательно включенные вентили М6-2, М6-3, М7-1 и М7-2, а также время переключения триггера М4-2, М4-3 обеспечивают задержки ЭЗ1 - 5 нс и ЭЗ2 - 3 нс. М7-3-вентили антисовпадения. В качестве ВМ1 служит триггер М8-1 с обратной связью через коаксиальную линию задержки. Длина линии определяет длительность t_{Δ} и t_{Π} . При использовании коаксиального кабеля с импедансом 50 Ом, $l = 25$ см дает $t_{\Delta} = 5$ нс и $t_{\Pi} = 10$ нс. Повышение нагрузочной способности и разветвления осуществляет М9-1. В данном случае выходы рассчитаны на передачу импульсов с уровнями ЭСТД через коаксиальные кабели при питании выходов М9-1 со стороны приемников делителями напряжения, согласованными на импеданс кабеля. При необходимости других уровней или способа согласования, необходимо подключить соответствующие переходники уровней или элементы согласования.

Чувствительность по входу селектора определяет импульсный усилитель ИУ. Для сохранения быстродействия, обусловленного ф.э.у., необходимо применять усилитель, обеспечивающий время нарастания переходной характеристики не хуже $1/3t_{\phi}$. Вход усилителя, служащий в качестве нагрузки анода ф.э.у., должен быть низкоомным, чтобы постоянная времени интегрирования нагрузка была меньше t_{ϕ} . Целесообразно выбрать 50 Ом, что удовлетворяет требованиям по быстродействию и позволяет согласовать передачу сигнала от удаленного ф.э.у. по стандартному коаксиальному кабелю с импедансом 50 Ом. Это, кроме того, облегчает подключение измерительно генератора при проверке работоспособности и калибровке СОВ.

Оптимальный коэффициент усиления по напряжению K_U определяется соотношением между нижним пределом входных амплитуд, надежно регистрируемых КН (в данном случае 10 мВ), и реальной величиной максимальной амплитуды собственных шу-

мовых флуктуаций входных цепей ИУ в частотной полосе пропускания. Практически трудно снизить уровень шумов меньше 50 мкВ амплитудного значения. Поэтому нет смысла коэффициент усиления выбрать больше 100. Следовательно, минимальный порог дискриминации импульсов, приведенный к выводу СОО, составляет 0,1 мВ. Для ф.э.у. с $t_{0,5} = 10$ нс на нагрузке 50 Ом это соответствует минимальному умножению электронов порядка 10^5 .

Верхний предел линейного диапазона усиления ИУ должен быть согласован с максимальным значением $U_1 + \Delta U_1$. Если выбрать регулирование в пределах двух десятичных разрядов с квантом установки порогов дискриминации 10 мВ, то ИУ по выходу должен обеспечить линейность до 2 В.

Реальные АРИ включают многоэлектронные компоненты шумов, многократно превышающие диапазон дисперсии амплитуд ОИ. Поэтому важной характеристикой ИУ является время восстановления нормального режима усиления после амплитудной перегрузки. Так как природа импульсов ф.э.у. вероятностная как по амплитуде, так и по времени возникновения, то длительное восстановление ИУ искажает линейность и временное разрешение импульсов.

Для измерения временных параметров импульсов ф.э.у. и для оперативного контроля правильности функционирования СОО (выявления ложных срабатываний от разного рода помех, например, при плохом согласовании ф.э.у. с входом СОО) целесообразно предусмотреть отдельный выход ИУ для подключения широкополосного осциллографа без нарушения регистрации сигнала. Развязка основного выхода ИУ от непостоянной внешней нагрузки осуществляется буферным усилителем БУ. Длительность и форму одноэлектронных импульсов можно устойчиво осциллографировать при синхронизации развертки от выхода СОО и компенсируя запаздывание сигнала в канале дискриминации линией задержки на выходе БУ.

В качестве ИУ хорошо зарекомендовала схема усилителя со связями по постоянному току за счет каскадного включения каскадов, применяя транзисторов с дополнительной симметрией [8]. Полная принципиальная схема усилителя приведена на рис.3.

ИУ состоит из четырех каскадов, каждый представляющий собой двойку транзисторов с обратной связью по току через резистор $R_{ос}$. Коэффициент усиления каскада определяется отношением $R_{ос}$ к величине сопротивления входного резистора межкаскадной связи. Усиление каждого каскада выбирается в пределах 3-4 для обеспечения общего $K_U = 100$. Небольшое усиление каскадов позволяет получить общее время нарастания сигнала на выходе ИУ не хуже 1,5 нс в амплитудном диапазоне линейности до 2 В и сравнительно быстрое восстановление после перегрузки. Например, после действия импульса с 10-ным превышением предела линейности восстановление не превосходит 40 нс.

Дрейф нулевого уровня выходного напряжения ИУ при температуре 20 ± 5 °С находится в пределах ± 5 мВ. Подстроечным резистором R_0 можно изменять постоянный уровень выходного напряжения, что позволяет сместить начальный уровень отсчета амплитудной дискриминации на определенную величину, при которой, например, полностью отсекаются возможные собственные шумы измерительных цепей. В качестве БУ служит повторитель на T_9, T_{10} .

Усилитель импульсов построен в виде отдельного узла и размещается в посеребренной медной коробке размерами 30x50x175 мм, служащей экраном и выравнивающей температуру в объеме. Применен навесный монтаж. В качестве спорных точек используются контакты проходных и опорных конденсаторов. Амплитудные дискриминаторы размещены на монтажной плате размером 60x175 мм. Общая конструкция ССИ включает узлы выработки и управления напряжений порогов дискриминации, органы управления, вторичные источники питания и разъемы вводов и выводов. ССИ оформлен в виде автономного блока размером 240x240x140 мм и питается от сети 220 В.

Рассмотренная аппаратура ССИ имеет следующие сводные характеристики:

- входное сопротивление усилителя - 50 Ом,
- коэффициент усиления по напряжению - 100,
- время нарастания и среза переходной характеристики не больше 1,5 нс,

- диапазон линейности для импульсов от 5 до 100 не относительно входа усилителя не меньше 20 мВ,
- время восстановления после 10-ной перегрузке не больше 40 нс,
- собственные шумы не больше 50 мкВ амплитудного значения,
- уровни порогов дискриминации устанавливаемые в пределах 100 позиций с квантом по отношению к входу - 0,1 мВ,
- чувствительность по амплитуде - 10 мкВ,
- временное разрешение импульсов - 10 нс.

СОИ позволяет измерять интегральные и дифференциальные амплитудные распределения импульсов с возможностью нормирования относительно общего числа импульсов, так как имеет два независимых канала амплитудной дискриминации. При помощи широкополосного осциллографа предусмотрена возможность определять параметры импульсов ф.э.у. и проверять правильность регистрации импульсов без нарушения режима фотодетектирования.

З а к л ю ч е н и е

Рассмотренный быстродействующий двухканальный селектор одноэлектронных импульсов ф.э.у., несмотря на относительную сложность построения по сравнению с более простыми вариантами аналогов, имеет ряд важных преимуществ. Во-первых, предусмотрены различные возможности измерения и контроля характеристик процесса фотодетектирования для выявления степени достоверности регистрации сигнала. Во-вторых, он позволяет реализовать дистанционное управление при автоматизации измерения амплитудных характеристик импульсов ф.э.у. В-третьих, автономность конструкции обеспечивает гибкость изменения конфигурации измерительной системы.

Данные качества особенно заметно проявляются при использовании селектора в экспериментальных фотонно-счетных системах поискового и комплексного исследования слабых нестационарных излучений в широком спектральном диапазоне, когда приходится часто менять типы ф.э.у. для оптимизации спектральных и динамических свойств фотообразования, что требует оперативность контроля одноэлектронного режима работы ф.э.у.

Селекторы этого варианта в течение последних 5 лет применялись при создании нескольких установок для автоматического измерения одноэлектронных параметров ф.э.у. и при построении многоцелевых фотонно-счетных систем для спектральных и кинетических исследований люминесценции и других слабых излучений. Практика вполне подтвердила универсальность данной конструкции ССИ для временного разрешения до 10 нс. Разработка следующего варианта селектора ведется в направлении более точной локализации момента детекции фотона во времени, важной для перехода в субнаносекундный диапазон при кинетических исследованиях излучения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Артемьев В.В. Фотоэлектрические счетчики фотонов. - "Оптико-мех.пром-сть", 1974, № I, с.62-68.
2. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н., Резников И.В. Одноэлектронные фотоприемники. М., 1979. 192 с.
3. Тарденакс Э.Э., Миллерс Д.К. Аппаратура для исследования кинетики послесвечения в микро- и миллисекундных диапазонах времени. - В кн.: Импульсная фотометрия. Л., 1978, вып.6, с.127-130.
4. Лимеж Г.К. Счетчик фотонов. - В кн.: Кибернетизация научного эксперимента. Рига, 1972, вып.4, с.216-235.
5. Янсонс Я.Л. Метод и некоторые результаты исследования амплитудных распределений одноэлектронных импульсов ФЭУ. - В кн.: Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов. Рига, 1973, с.137-144.
6. Тиберг Я.Э., Паулаускас В.Н. Селектор одноэлектронных импульсов для системы счета фотонов. - Приборы и техн. эксперимента, 1980, № 5, с.183-186.
7. Янсонс Я.Л. Автоматическое измерений средней амплитуды импульсов фотоэлектронных умножителей. - В кн.: Автоматизация научных исследований. Рига, 1982, с.85-99.
8. Акимов Д.К., Дражев М.Н., Колпаков И.Ф., Рыкалин В.Н. Быстродействующая электроника для регистрации ядерных частиц. М., 1970. 416 с.

СИСТЕМЫ СЧЕТА ФОТОНОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СЛАБЫХ И БЫСТРОМЕНЯЮЩИХСЯ ПОТОКОВ

Э.Э.Тарденак

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Рассматриваются вопросы схемотехники измерительных систем на базе приборного интерфейса по ГОСТу 25.003-80, использующих фотоэлектронный умножитель в режиме счета одноэлектронных импульсов для регистрации интенсивности световых потоков в двух режимах: 1) медленных изменений (с постоянной времени T с и больше) в широком диапазоне интенсивностей и 2) быстроменяющихся кинетик (с постоянными времени в микро- и миллисекундном диапазоне).

В в е д е н и е

Метод счета фотонов является распространенным способом регистрации слабых световых потоков в том случае, если в качестве приемника света используется фотоэлектронный умножитель (ф.э.у.). Многочисленные публикации в научно-технической литературе позволяют утверждать и обратное: использование ф.э.у. в дискретном режиме (режим регистрации одноэлектронных импульсов) в любом случае по сравнению с токовым режимом дает выигрыш, обеспечивая лучшее отношение сигнал/шум и временное разрешение, стабильность результатов. Сообщается также [1] о применении лавинных фотодиодов и некоторых других датчиков в режиме счета фотонов.

Мы будем говорить о десятилетнем опыте разработки систем счета фотонов в НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки. Основное внимание при этом будет уделено схемотехническому аспекту проблемы построения счетных систем.

Разработка велась в двух направлениях. Создавались приборы для исследования относительно постоянных световых потоков в широком динамическом диапазоне. Назначение этих приборов - регистрация функциональной зависимости оптических параметров образцов от длины волны, от внешних воздействий полей, температуры. Они характеризуются временами из-

мерений от десятков миллисекунд до сотен секунд. Другая группа приборов была разработана для регистрации быстропротекающих процессов, таких как кинетика высвечивания. В исследованиях такого характера измеряется и регистрируется интенсивность излучения как функция времени. При этом основные усилия разработчиков были направлены на повышение разрешающей способности измерительной аппаратуры по времени.

Классическая схема счета фотонов

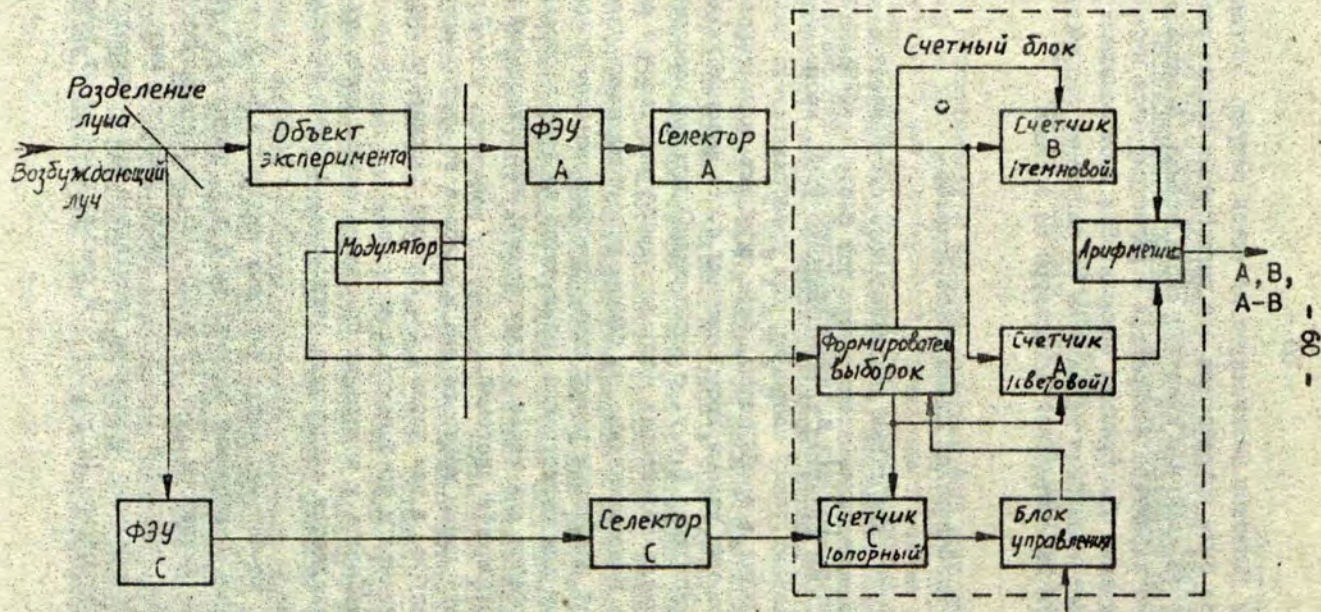
Классическая схема двухканального счета фотонов с синхронным вычетом темновых импульсов ф.э.у. приведена на рис. I [2]. Она содержит все необходимые узлы, кроме некоторых сервисных, таких например, как преобразователь цифровой информации в графическую, блок цифровых индикаторов.

Основными узлами любой системы счета фотонов является один или несколько ф.э.у. с источниками питания, соответствующее число селекторов одноэлектронных импульсов и счетный блок с непоказанными, но обычно присутствующими узлами цифровой индикации результата, преобразователем в аналоговую форму для регистрации результатов на графопостроителе и интерфейса для связи с электронной вычислительной машиной, управляющей системой.

Работа схемы общеизвестна и описана во многих источниках литературы, в том числе [2]. Поэтому рассмотрим лишь типичные варианты и требования к ее узлам.

Способность к измерению предельно слабых световых потоков определяется следующими факторами, которые вкратце рассмотрим.

Это, во-первых, число темновых импульсов ф.э.у. в единицу времени. Отобранные экземпляры ф.э.у. видимого и ультрафиолетового диапазона (ФЭУ-79 и ФЭУ-106) характеризуются числом темновых импульсов 10-100 с^{-1} . Число темновых импульсов ФЭУ-83 инфракрасного диапазона составляет при температуре 20 °С соответственно 10^5 - 10^6 с^{-1} и сильно зависит от темпе-



Р и с. 1. Пример использования классической схемы счета фотонов с синхронной детекцией в измерении оптически возбуждаемой люминесценции.

ратуры фотокатода, что приводит к необходимости искусственного охлаждения и стабилизации температуры фотокатода. Напряжение питания ф.э.у. выбирается с целью оптимизации отношения сигнал/шум, хотя с увеличением напряжения питания число темновых импульсов в единицу времени также увеличивается.

Вторым определяющим условием является режим дискриминации импульсов в селекторе. Как известно, селектор выполняет три основные функции обработки выходных импульсов ф.э.у.: усиление, дискриминацию и формирование стандартного выходного импульса. Обычно для ФЭУ-79 и ФЭУ-106 применяются усилители с коэффициентом усиления $K_u = 100$, для ФЭУ-83 коэффициент усиления $K_u = 200$. Влияние шумовых импульсов малой амплитуды, генерируемых диодной системой, устраняют интегральные дискриминаторы, пропускающие на выход импульсы, амплитуда которых превышает заданную. Дифференциальный дискриминатор пропускает импульсы, амплитуда которых находится в пределах выше нижнего и ниже верхнего заданного уровней, тем самым препятствуя прохождению также многоэлектронных импульсов [3]. В общем случае отношение сигнал/шум является функцией напряжения питания ф.э.у. и уровня дискриминации одноэлектронных импульсов.

В случае применения ф.э.у. с большим числом темновых импульсов в единицу времени определяющим фактором становится режим синхронного вычета темновых импульсов, который осуществляется путем 100%-ной модуляции входного сигнала и синхронного счета в двух счетчиках (см.рис.1) или в реверсивном счетчике. Недостатком варианта с реверсивным счетчиком является отсутствие контроля скорости счета темновых импульсов. В любом случае для регистрации синхронного вычета требуется сложная электронная схема, обеспечивающая равенство суммарного времени формирования темновых и световых выборок.

Необходимость измерения больших интенсивностей выдвигает повышенные требования к быстродействию элементов входных цепей. Разрабатывая селектор одноэлектронных импульсов [3] и входные каскады счетчиков, мы исходили из условия,

что эти цепи не должны ограничивать общее быстродействие системы. Эта задача решалась относительно просто применением быстродействующих усилителей и компараторов КБ97СА1 в селекторах одноэлектронных импульсов и микросхем серии КБ00 в счетном блоке. Поэтому максимальная возможная скорость счета в наших приборах определяется длительностью одноэлектронного импульса ф.э.у. Как известно, при заданной длительности одноэлектронного импульса ф.э.у. увеличение средней частоты импульсов вследствие перекрытия их приводит к нелинейности характеристики свет-частота ф.э.у.

В НИИ физики твердого тела используемые ФЭУ-79 и ФЭУ-106 обладают одноэлектронными импульсами длительностью около 10 нс на полувысоте. Общее мертвое время системы ф.э.у. - селектор имеет приблизительно такую же величину. Отклонение характеристики свет-частота от линейной при средней частоте одноэлектронных импульсов 1 МГц в этом случае не превышает 3%.

При малой и средней интенсивности основной вклад в погрешность измерения вносит статистический характер распределения счетных импульсов: среднеквадратичное отклонение результата пропорционально квадратному корню числа сосчитанных импульсов. Последнее требование, а также схемотехнические особенности определили число счетных декад, равное 8. (Так как большинство разработанных приборов ориентировано на независимое от ЭВМ применение, счет импульсов организован в двоично-десятичном коде, удобном для индикации и интерпретации оператором.)

В качестве базовой использовалась функциональная схема (см.рис.1) с отдельными счетчиками А и В для подсчета импульсов соответственно в световой и темновой выборках. Отказ от применения реверсивного счета мотивировался выше. Функциональная схема (см.рис.1) позволяет реализовать следующие режимы счета одноэлектронных импульсов.

1. Режим синхронного вычета темновых импульсов мы рассмотрели. Наряду с преимуществом - наибольшей чувствительностью он обладает также значительными недостатками:

для регистрации измеряемой интенсивности используется только 30-40% времени, остальное время занимает счет темновых импульсов или пауз между выборками, в которых происходит коммутация оптического канала.

2. Если измеряемые интенсивности таковы, что число световых импульсов намного превышает число темновых импульсов ф.э.у., применение синхронного вычета не нужно. Трех- и четырехкратный выигрыш во времени измерения можно получить, если из системы исключить модулятор, т.е. работать в режиме непрерывного счета. Последний реализуется переключением формирователя выборок в режим формирования одной выборки, по длительности равной времени измерения и открывающей счет только в счетчике А.

3. Счетчик С, как показано на рис. I, используемый в опорном канале, позволяет нормировать результат в счетчиках А и В относительно колебаний интенсивности возбуждающего света. Функциональная схема в этом случае строится так, чтобы счетчик С вырабатывал сигнал прекращения счета для блока управления после накопления 10^n (обычно $n = 4-8$) импульсов. В режиме синхронного вычета счет в счетчике С происходит в световых выборках.

4. Вместо селектора С часто включают кварцевый генератор (мы пользуемся частотой 1 МГц, реже 10 МГц). Это позволяет получить режим измерения в заданном интервале времени. Такой режим очень просто реализуется в сочетании с режимом непрерывного счета по п. 2: по команде "ПУСК" начинается счет в счетчике С и формирование выборки, после отсчета соответствующего числа периодов кварцевой частоты сигнал счетчика С через блок управления прекращает формирование выборки. В режиме синхронного вычета взаимодействие счетчика С и формирователя выборок усложняется, в этом случае счетчик С считает периоды кварцевой частоты только в световых выборках. Некоторые трудности второго порядка, связанные с взаимодействием счетчика С и формирователя выборок, будут рассмотрены далее.

5. Режим измерения по п.4 дает среднеквадратичную погрешность, зависящую от числа осчитанных импульсов. Если в течение серии измерений эту погрешность целесообразно сохранить постоянной (и заданной), взаимосвязи элементов функциональной схемы можно изменить так, что сигнал окончания вырабатывает не счетчик С, а счетчик А. Мерой исследуемой интенсивности тогда служит результат в счетчике С (время измерения). Последний режим без трудностей сочетается с режимом по п.2, в случае же синхронного вычета приходится брать во внимание число не учтенных в последней выборке темновых импульсов.

Реализация перечисленных режимов не требует сложных коммутаций узлов системы счета фотонов.

Схемотехника узлов классической схемы счета фотонов

Переходим к рассмотрению схемотехники отдельных узлов счетчиков фотонов, учитывая, что конструкция селекторов уже описана [3].

Счетчики А, В и С по параметрам являются идентичными. Целесообразно иметь их конструктивно взаимозаменяемыми. Как уже указывалось, первую декаду мы строим на элементах серии К500, остальные декады - это микросхемы К155ИЕ2. Общее число декад 8. Считывание информации со всех трех счетчиков производится на общую четырехпроводную магистраль, через четыре мультиплексора К155КП7, т.е. считывание выбранного счетчика происходит подекадно, в той последовательности декад, какую требует используемое арифметическое устройство. Так как выход использованных мультиплексоров не допускает их непосредственного объединения в магистраль, к выходам подключены магистральные формирователи (ИС типа К155ЛА8, К155ЛП10 или тому подобные), второй вход или вход разрешения которых использован для выбора счетчика. Пятый мультиплексор К155КП7 в схеме счетчика

служит для выделения сигнала окончания счета в случае использования данного счетчика в качестве управляющего для реализации, например, режимов 4 и 5. В зависимости от заданного времени измерения или накапливаемого результата в счетчике А к выходу мультиплексора подключается та или иная декада соответствующего счетчика.

Во избежание грубых, но труднообнаруживаемых ошибок в работе счетчиков следует учесть, что с использованием двоично-десятичного счетчика на элементах серии К500 возможная минимальная длительность выходного импульса этой декады составляет 20 нс (относительно маловероятный случай, когда 8-й, 9-й и 10-й импульсы на входе декады следуют с предельным интервалом 10 нс), что недостаточно для надежного срабатывания счетчиков К155НЕ2. Обычно используемый выход - расширение импульса путем включения комбинационной логики на ЭСЛ микросхеме до преобразователя логических уровней ЭСЛ в уровни ТТЛ.

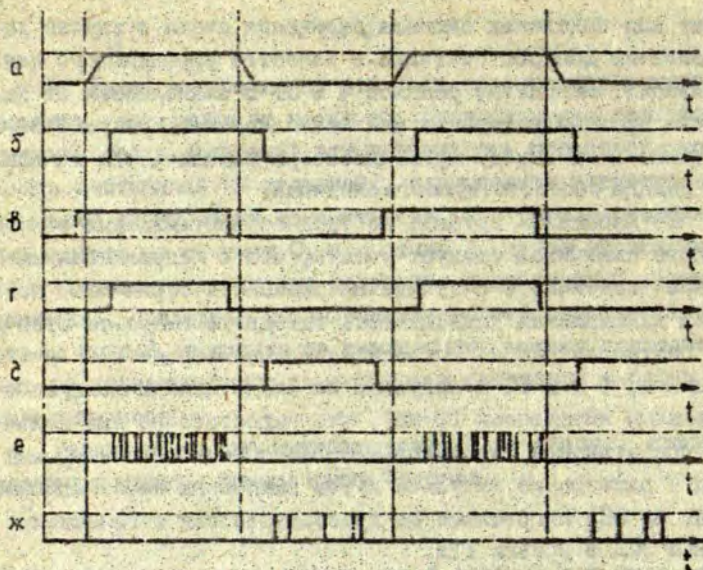
К формируемым в режиме синхронного вычета выборкам предъявляются следующие требования. Если длительность i -ой световой выборки равна T_{ci} , а длительность i -ой темновой выборки равна T_{Ti} , для суммарных длительностей всех световых и темновых выборок должно выполняться равенство

$$\sum_{i=0}^n T_{Ti} = \sum_{i=0}^n T_{ci} = T,$$

где T - общее время накопления результата.

Формирование выборок (см. рис. 2) происходит только при полностью открытом и соответственно полностью закрытом оптическом канале, т.е. выборки Γ и Δ не захватывают пологие участки меандра a .

Для синхронизации формирователя выборок с модулятором на последнем устанавливаются один или два синхродатчика. Разработаны соответственно две функциональные схемы формирователей синхроимпульсов. В первой используется один синхродатчик, устанавливаемый так, что переход из состояния "0" в состояние "1" происходит, когда канал полностью открылся, а обратный переход - при полном закрытии канала (рис. 2, б).



Р и с. 2. Формирование выборок и счет одноэлектронных импульсов в двух счетчиках.

а - сгибающая входного светового сигнала; б и в - синхросигналы с двух синхродатчиков; г - световая выборка; д - темновая выборка; е - счетные импульсы на входе счетчика А; ж - счетные импульсы на входе счетчика В.

Основным узлом формирователя являются реверсивный счетчик, на счетный вход которого поступает импульсы кварцевого генератора 1 МГц. Переход синхросигнала от "0" к "1" (рис.2,б) означает начало формирования световой выборки. В то же время начинается счет импульсов в прямом направлении. Когда в счетчике накоплено число импульсов, определяющее заданную длительность выборки, счет и формирование выборки прекращается. Формирование темновой выборки начинается переходом сигнала синхродатчика от "1" к "0". Одновременно начинается обратный счет в счетчике. Когда счет в счетчике достигает 0, формирование выборки прекращается.

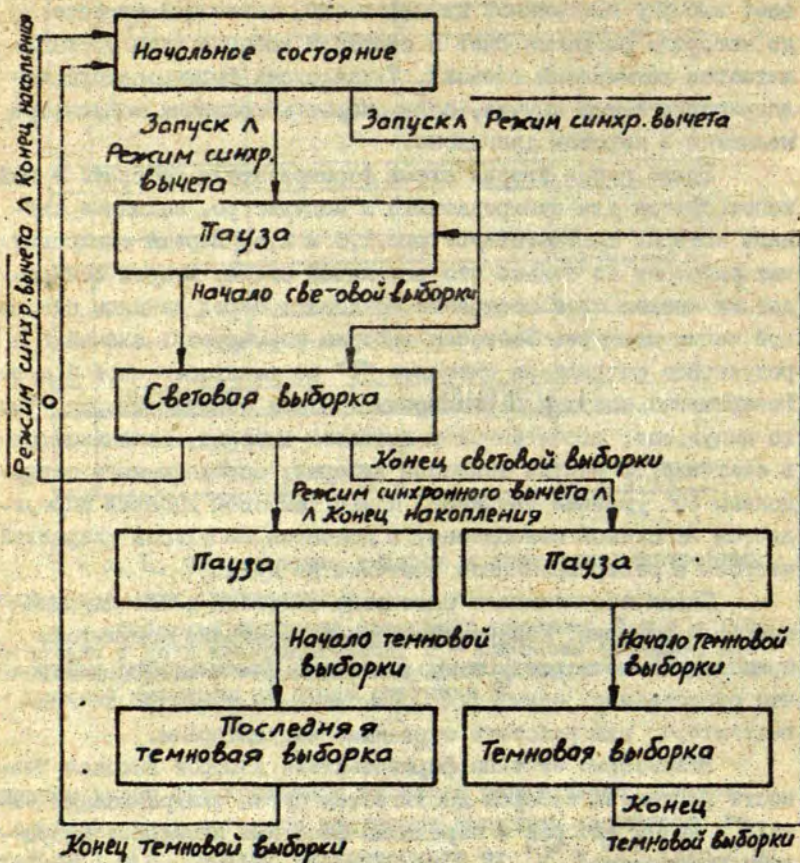
Следовательно, формирователь первого типа обеспечивает выборку постоянной длительности, зависящей от кода, до которого разрешен счет в световой выборке (код устанавливается логической схемой). Такая схема формирователя малоприменима в том случае, если скорость вращения модулятора меняется в широком диапазоне.

Более гибка вторая схема формирователя выборок. В ней используются два синхродатчика в модуляторе, выходные сигналы которых соответствуют рис. 2, б и 2, в. Первый синхродатчик работает по только что описанной схеме. Второму синхродатчику перед началом наклона части меандра. Световая выборка формируется схемой И в результате совпадения сигналов "И" от синхродатчиков б и в. Реверсивный счетчик в это время считает от нуля вперед. Число импульсов, сосчитанных в световой выборке, запоминается в счетчике до начала темновой выборки, определяемого совпадением "0" уровней датчиков. Конец темновой выборки определяется по схеме совпадения, а досчетом импульсов кварцевой частоты в реверсированном счетчике до нуля.

Схема обеспечивает равенство световой и последующей темновой выборки. Изменение скорости вращения модулятора приводит к соответствующему изменению длительности выборок, что существенно, если необходимо менять скорость вращения модулятора или работать с разными модуляторами.

Независимо от типа формирователя выборок высокая точность равенства выборок достигается путем синхронизации начала и конца выборок с передними фронтами импульсов кварцевого генератора.

Кроме того, заданное общее время накопления T только в редких случаях может быть набрано за целое число выборок (контроль общего времени осуществляется по световым выборкам). Это означает, что последняя световая выборка вырабатывается сокращенной. Блок управления вместе с формирователем выборок должен выполнять такой алгоритм, который после сигнала окончания времени накопления еще формирует темную выборку, равную по длительности последней световой выборке.



Р и с. 3. Схема состояний блока управления счетчиком фотонов.

С целью повышения точности формирования временных интервалов блок управления строится по схеме синхронного автомата. В качестве тактовой используется частота кварцевого генератора. При построении схем блока управления и формирователя выборок следует обратить внимание на правильную фазировку тактовых импульсов, так как подключение тактовой частоты в противофазе вызывает сокращение или удлинение выборки на полупериод тактовой частоты. На рис. 3 приведена схема состояний блока управления. Сигнал перехода "КОНЕЦ НАКОПЛЕНИЯ" вырабатывается либо счетчиком С опорного канала (см. рис. 1), либо счетчиком А - в зависимости от выбранного режима работы.

Арифметическое устройство, реализующее цифровой вычет темновых импульсов, относится к узлам счетчика фотонов, претерпевших в зависимости от развития элементной базы наиболее сильные изменения.

Классическим можно считать устройство, состоящее из четырехразрядного входного триггерного регистра, подключенного к общей магистрали счетчиков, четырехразрядного вычитателя [6] на интегральных сумматорах KI551МЗ и пятиразрядного выходного триггерного регистра. Вычисления происходят декаднопоследовательно, начиная с младшей десятичной декады. Вычет декады происходит в четыре такта: 1) на общую магистраль поступают 4 бита декады темнового счетчика; 2) эти биты заносятся во входной регистр; 3) на общую магистраль поступают 4 бита соответствующей декады светового счетчика с небольшой задержкой, определяемой быстродействием микросхем, результат вычисления - 4 бита и заем с выходов сумматоров поступает на информационные входы выходного регистра; 4) результат заносится в выходной регистр. К выходному регистру подключена схема динамической индикации результата. Возможны два режима индикации: следящий, с непрерывной сменой информации по мере счета импульсов, и дискретный, со сменой информации только в конце заданного времени накопления. Оба режима отличаются частотой опроса состояния

счетчиков. В первом случае считывание декад происходит с частотой динамической индикации, во втором - один раз в конце цикла накопления.

Чтобы индцировать содержимое любого из счетчиков без учета разности, цикл упрощается: через входы установки нулей во всех разрядах входного регистра заносятся нули, выполняются только 3-й и 4-й такты обработки информации, причем в 3-м такте на магистраль выводится содержимое декады нужного счетчика.

Разрабатывались счетчики фотонов, в которые в качестве арифметического узла встраивались микросхемы К145ИП7. Использование микрокалькулятора в подобных целях рассмотрено в [7]. К преимуществам ИС микрокалькуляторов можно отнести широкие возможности арифметической обработки результата (деление, логарифмирование, т.е. вычисление оптических плотностей и пропусканий), однако вследствие низкой скорости вычислений выдача результата на индикатор возможна только в конце цикла накопления. Микросхема К145ИП7 обладает низкой стабильностью параметров и трудно совместима с микросхемами стандартных серий.

В состав первых серий счетчиков фотонов входил также цифро-аналоговый преобразователь (ц.а.п.), примененный для графического вывода результатов измерений. Разрешающая способность используемых в физическом эксперименте графопостроителей обычно не превышает 1:1000, поэтому для графического отображения результатов измерения достаточно применить десятиразрядный ц.а.п. Однако подключение десятиразрядного двоичного ц.а.п. к двоично-десятичным декадам счетчиков может быть реализовано только путем сложной схемы выбора и запоминания старших значащих десятичных разрядов счетчиков с последующим преобразованием двоично-десятичного кода в двоичный код ц.а.п. Выбор требуемых двоично-десятичных декад осуществляется автоматически или от пульта управления. Построение схем графического вывода информации со счетчиков фотонов рассмотрено в [8].

Для решения более скромных задач по выводу графической информации можно использовать интегральный преобразователь частоты в напряжение КР1108ПП1. Широкий диапазон преобразуемых частот (от 1 Гц до 500 кГц) позволяет включить эту микросхему, например, после второй декады счетчика, где средняя частота не превышает сотни килогерц. Такой выход на шкальный индикатор или графопостроитель создает удобства, например, для контроля интенсивности света во время калибровки оптической системы, так как следить за цифровыми отсчетами в этом случае неудобно. Применение преобразователя частота-напряжение для регистрации интенсивности возможно, но при этом приходится считаться с погрешностью вследствие завала передаточной характеристики в области верхних частот преобразователя и необходимостью аналогового усреднения выходного сигнала преобразователя. Последнее связано с подбором интегрирующей емкости в зависимости от величины и зашумленности выходного сигнала.

Преобразователь КР1108ПП1 применяется также в простейшем приборе, использующем ф.э.у. в счетном режиме. Этот прибор содержит последовательно включенные резистор нагрузки ф.э.у., компаратор К597СА2, триггер К531ТМ2 в счетном режиме и микросхему КР1108ПП1 с выходом на графопостроитель. Сопротивление нагрузки ф.э.у. порядка 400 Ом обеспечивает необходимую для срабатывания компаратора амплитуду импульсов, однако с заметной растяжкой длительности одноэлектронных импульсов, поэтому схема применима только для малых и средних интенсивностей света. Триггер расширяет короткие входные импульсы до длительностей, необходимых для срабатывания преобразователя.

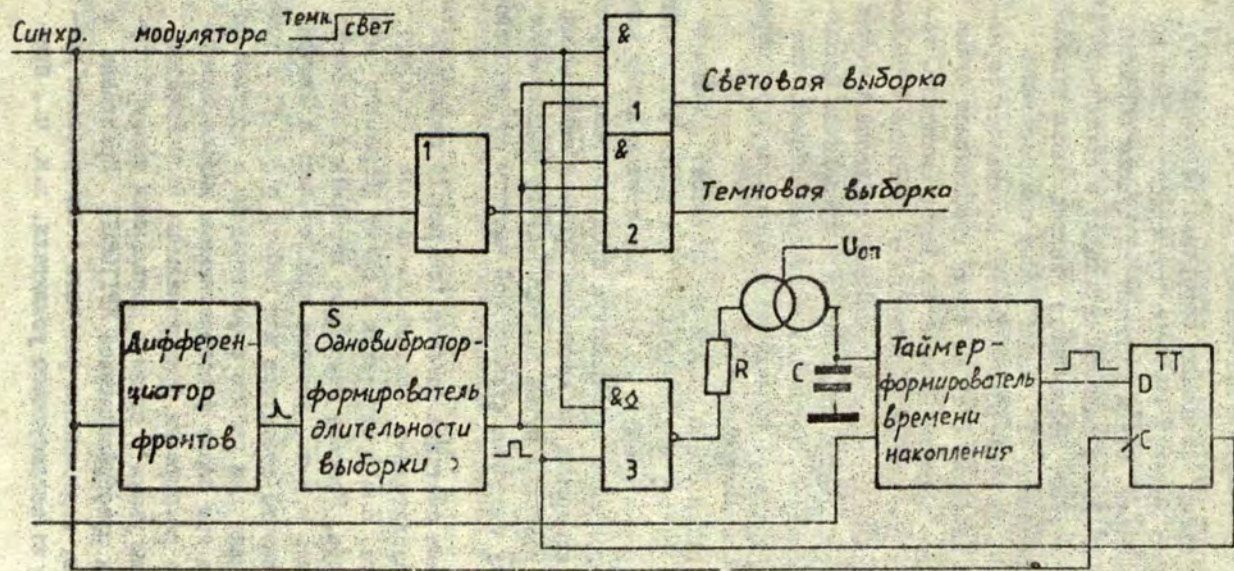
Развитие классической схемы

Новые тенденции в разработке счетчиков фотонов появились в связи с необходимостью использования приборов в системе с электронной вычислительной машиной и приборным ин-

терфейсом по ГОСТу 26.003-80. Отказ от автономности прибора и тенденция рассматривать счетчик фотонов только как внешнее устройство ЭВМ позволили упростить конструкцию прибора, сделать его более дешевым и надежным, в то же время расширив возможности экспериментатора в создании эластичных измерительных систем.

Первым шагом в этом направлении было создание одноканального прибора с интерфейсной картой для подключения к каналу общего пользования. От классической функциональной схемы (см. рис.1) этот прибор отличается отсутствием опорного канала (ф.э.у. С, селектора С на рис.1), арифметики и аналогового выхода. Если экспериментатору требуется опорный канал, он пользуется вторым аналогичным прибором, включенным в систему. Содержимое любого счетчика через канал общего пользования можно ввести в ЭВМ. Вычет темновых импульсов, нормирование, а в случае необходимости и более сложную обработку вплоть до контроля выполнения законов статистического распределения импульсов осуществляет ЭВМ. Через подключенные к каналу общего пользования ц.а.п. ЭВМ выдает графическую информацию об исследуемом физическом процессе.

Следующим шагом было создание одноплатного одноканального счетчика фотонов для использования в системе с каналом общего пользования. Для максимального упрощения схемы прибора в первой счетной декаде вместо микросхем серии К500 использован счетчик К531ИЕ16. Это снижает разрешающую способность по времени до 25 нс, что, в свою очередь, делает целесообразным применение встроенного в плату интегрального дискриминатора на микросхеме типа К597СА2. Последняя не исключает использования внешнего селектора импульсов. Синхронный вычет темновых импульсов осуществляется в одном 8-декадном реверсивном счетчике. Для формирования временных интервалов используются элементы аналоговой техники (рис.4): длительность выборки формируется одновибратором, использование одного и того же одновибратора для формирования как световой, так и темновой выборки обеспечивает их



Р и с. 4. Схема формирования выборок и времени накопления в одноплатном варианте счетчика фотонов.

равенство; общее время накопления определяется таймером, заряд времязадающей емкости которого происходит только во время световой выборки. Схема работает следующим образом. По сигналу "ЗАПУСК" выход таймера переходит в состояние "1". Передний фронт светового полупериода синхродатчика включает Д-триггер в состояние "1". Любой фронт синхродатчика дифференцируется и запускает одновибратор. Начинается формирование световой выборки. В то же время срабатывает схема И 3 и через токовое зеркало начинается заряд емкости С током $U_{сп} / R$. Схема поочередно вырабатывает световые и темновые выборки до момента, когда в очередной световой выборке срабатывает таймер, однако схемы И 1 и 2 продолжают формировать полные последние световую и темновую выборки, так как выключение Д-триггера происходит только следующим передним фронтом сигнала синхродатчика.

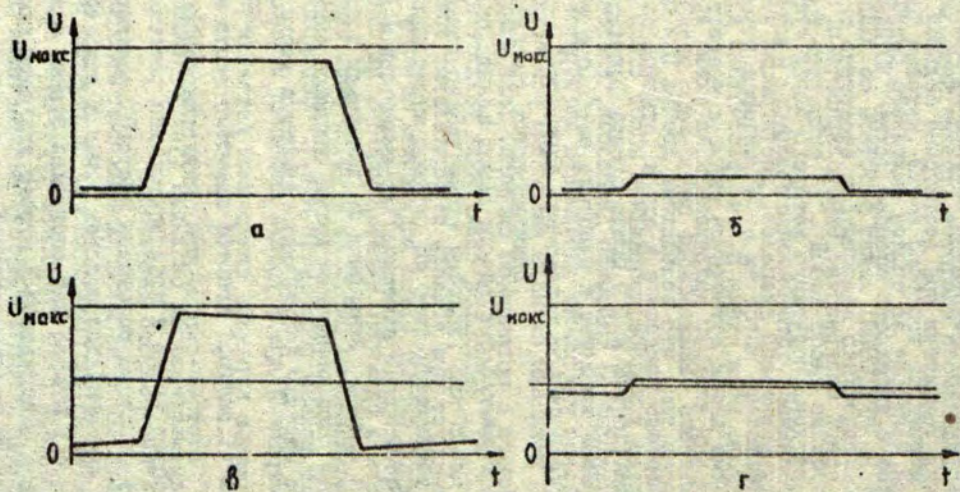
Очевидно, такая схема всегда вырабатывает время накопления, равное целому числу выборок. Как любая аналоговая схема, она подвержена дрейфу. Но этот недостаток легко устраняется, если в программе эксперимента предусмотрена коррекция результатов измерения на изменение времени накопления. Такая коррекция возможна путем периодического подключения к счетному входу счетчика стандартной частоты от кварцевого генератора.

Если в схеме счетчика фотонов (см. рис. 1) селекторы заменить преобразователями напряжение-частота (п.н.ч.) или ток - частота, она превратится в схему цифрового синхронного детектора. Поэтому некоторые варианты счетчиков фотонов снабжались п.н.ч., которые подключались в измерительном канале вместо селектора для работы с ф.э.у. в токовом режиме или чаще для работы с фотодиодами и другими фотоприемниками, в том числе фотоприемниками инфракрасного диапазона. Такое расширение функциональных возможностей стало легко реализуемым в связи с появлением вышеупомянутых интегральных преобразователей КР1108ПП1. Приставка к счетчику фотонов, позволяющая работать с аналоговыми датчиками, состоит из согласующего усилителя, п.н. ч., пре-

образователи логических уровней ТТЛ в уровни ЭСЛ для включения приставки вместо селектора и из схемы контроля выходного уровня усилителя. Последняя необходима для предотвращения насыщения усилителя при достаточно большом входном сигнале и для контроля за знаком выходного сигнала, так как преобразователь КР1108ШЦ может работать со входным сигналом только одной полярности. Однополярность п.н.ч. является его недостатком, неучет которого может существенно снизить его динамический диапазон, достигающий четырех десятичных порядков. Если схема п.н.ч. рассчитана для работы с положительным входным напряжением, а схема входного усилителя построена так, что вследствие дрейфа или при наличии шума на входе выходное напряжение может стать отрицательным, п.н.ч. выходит из рабочего диапазона, следствием чего является резкое ухудшение линейности преобразования. На рис.5 (а и б) показаны сигналы на выходе усилителя, гальванически связанного с источником сигнала. Если входной сигнал мал (см.рис.5,б), небольшой сдвиг нуля усилителя может вывести его в недопустимую область отрицательных выходных напряжений. Входной сигнал можно подключить ко входу усилителя через емкость и сдвинуть нулевой уровень на половину шкалы, как это показано на рис.5 (в и г). В этом случае опасаться следует только перегрузки п.н.ч. чрезмерно большим сигналом. Умеренный дрейф уровня смещения и завал сигнала емкостной связью в режиме синхронной детекции полностью компенсируется.

Каким предусматривается развитие функциональной схемы счетчика фотонов синхронного детектора?

Традиционная схема на интегральных счетчиках исчерпала свои возможности из-за громоздкости. Применение в качестве основной элементной базы микросхем серии К155 приводит к большим потребляемым токам. Поэтому перспективно создание цифрового синхронного детектора на базе серии К580 с таймером К580ВН53 в качестве счетчика и микропроцессорным комплектом в роли контроллера и узла предварительной обработки информации. Упрощение приборной части (счетчиков) в таком



Р и с. 5. Сигнал на входе п.н.ч. при гальванической (а и б) связи и емкостной (в и г) связи между приемником света и п.н.ч.

варианте связано с введением достаточно сложного микропроцессора. Число печатных плат в приборе, и потребляемый ток не увеличивается, однако прибор приобретает целый ряд новых положительных качеств.

1. Увеличивается возможное число измерительных каналов, что крайне важно во многих оптических применениях.

2. Управление измерением становится более гибким, упрощается смена программы измерения, введением новой программы можно реализовать новые, ранее не предусмотренные режимы.

3. Появляются новые возможности обработки измерительной (в том числе статистической) информации.

4. В случае работы с каналом общего пользования набор интерфейсных функций можно дополнить функцией контроллера, что упрощает создание небольших локальных систем.

Основным недостатком микросхемы типа К580ВИ53 является ее недостаточное быстродействие: максимальная скорость счета 2 МГц. Последняя более чем достаточна в случае работы с п.н.ч. Чтобы не терять быстродействие, так необходимое в режиме счета фотонов, должны быть использованы счетчики предварительного деления на 100, так называемые прескейлеры [9]. Так как микросхема типа К580ВИ53 не позволяет использовать реверсную схему вычета темных импульсов, счетчики предварительного деления также необходимо строить согласно схеме на рис. I, т.е. с отдельными счетными каналами А и В для счета в световых и темных полупериодах. В процессе накопления информации такие счетчики работают как делители частоты; если последние два знака информации являются существенными, их учитывает процессор только в конце цикла накопления. Использование в счетчиках микросхем серии К500 или К531 определяется требуемым динамическим диапазоном.

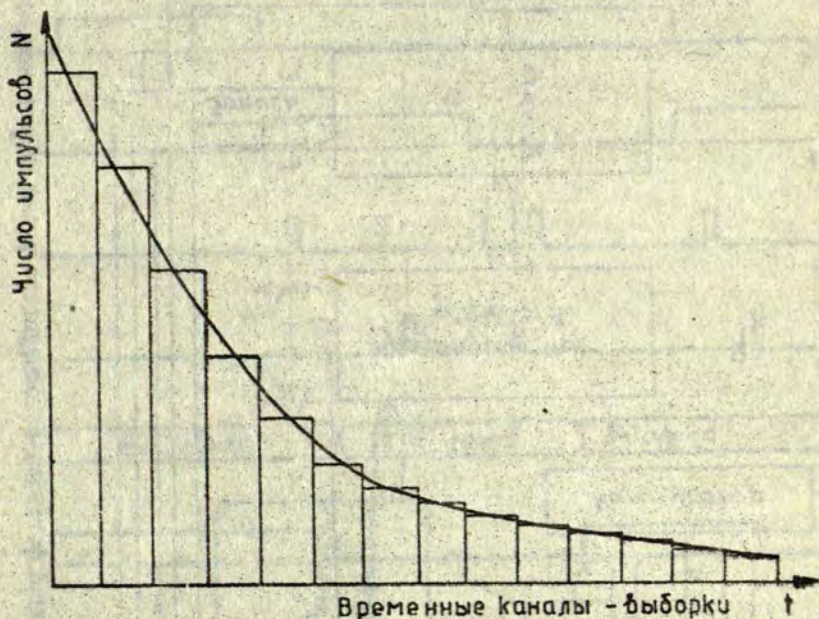
Многоканальные усреднители

Как было отмечено в начале статьи, вторым направлением разработок приборов с применением метода счета явилось создание приборов для исследования быстропротекающих процессов. При этом подразумевается, что процесс повторяющийся, но не обязательно периодический, хотя он допускает синхронизацию измерения с началом процесса.

Исследование кинетик послесвечения всегда связано с выделением сигнала из шума, что решается путем накопления и усреднения сигнала. При этом в диапазоне средних скоростей (разрешающая способность по времени от 10^{-6} до 10^{-2} с) с ф.э.у. в качестве приемника можно использовать вариант счета фотонов, описанный далее. Более высокую разрешающую способность по времени достигают однофотонным методом [10, 11], стабилизацией синхронизации с исследуемым процессом (пропорциональные селекторы) и применением преобразователей время-амплитуда и время-время, разрешающая способность которых достигает несколько десятков пикосекунд.

Нами разработано несколько вариантов приборов для исследования быстродействующих кинетик [12]. В этих приборах совмещены метод счета фотонов и однофотонный метод. Они обладают и широким диапазоном скоростей исследуемых кинетик (временное разрешение выбирается от 10 нс до 10 мс) и высокой чувствительностью, а также большим динамическим диапазоном.

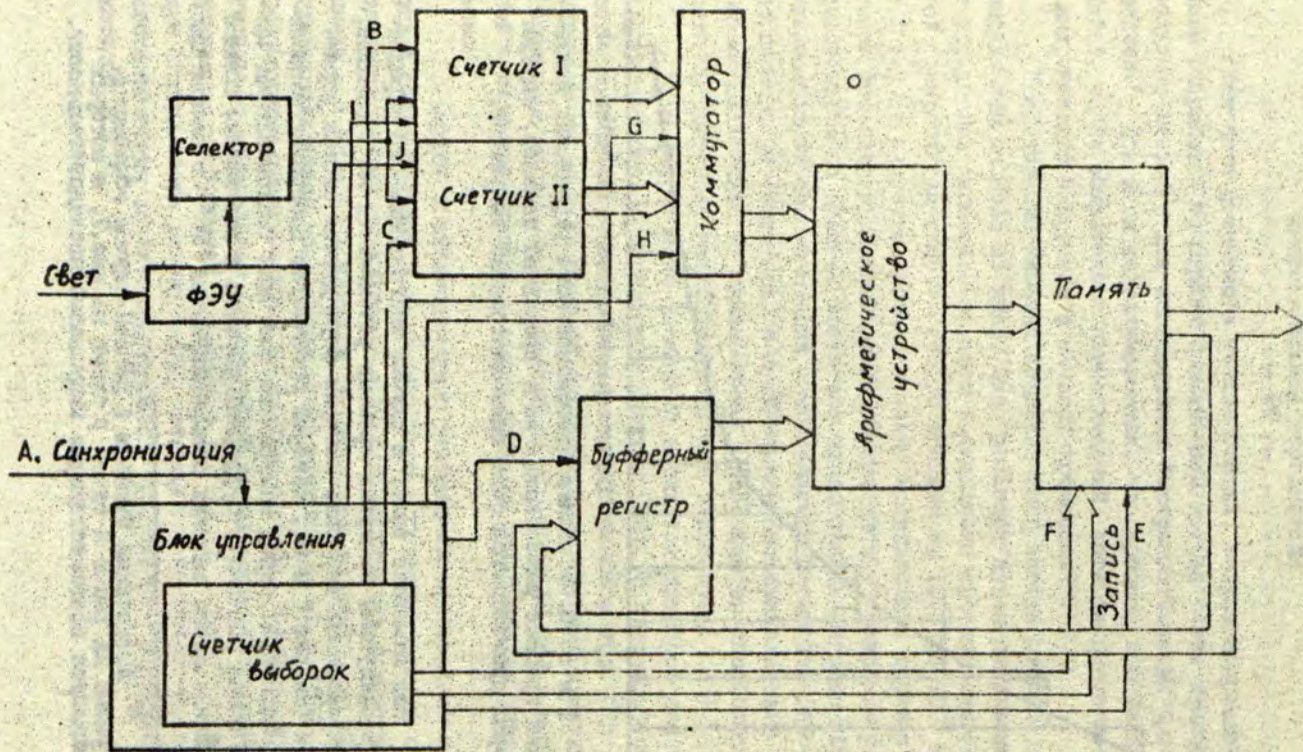
В микро- и миллисекундном диапазонах использован вариант счета фотонов - многоканальное усреднение, когда счет одноэлектронных импульсов ф.э.у. осуществляется в каждом цикле в n временных каналах (в последнем варианте $n = 256$, однако ожидается увеличение числа каналов до $n = 1024$) с последующим суммированием по циклам (рис.6). В наносекундном диапазоне использован однофотонный метод. Цифровая схема измерения и обработки результата позволяет получить хорошую стабильность результатов, которая определяется только статистическим характером процесса эмиссии фотоэлектронов катодом ф.э.у.



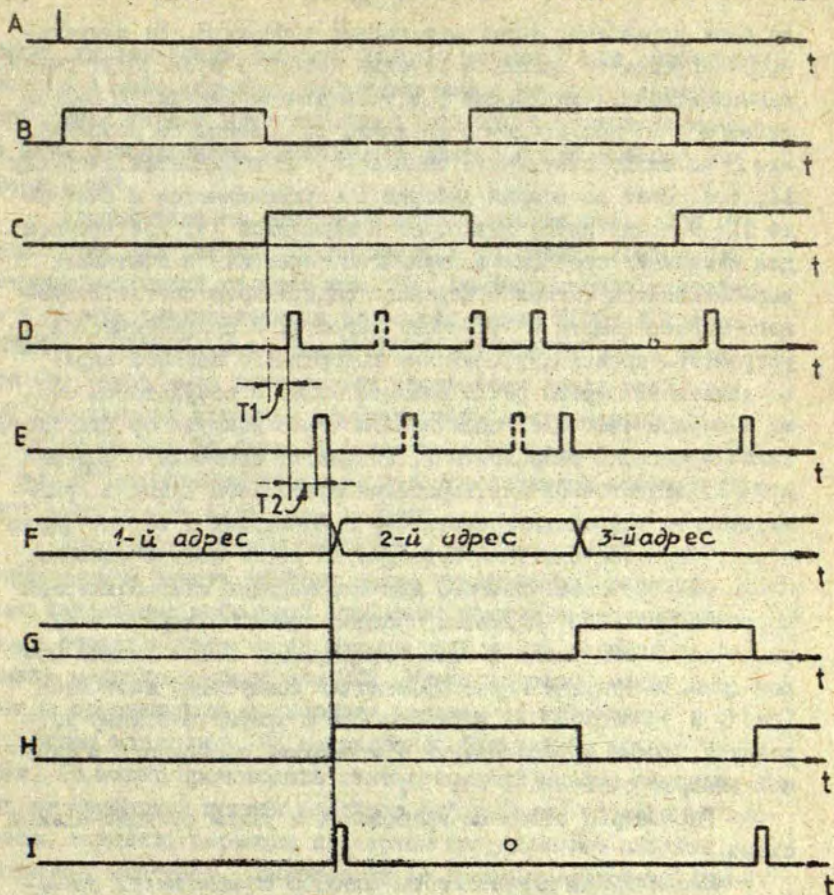
Р и с. 6. В режиме многоканального усреднения исследуемый процесс разбивается на n временных каналов, внутри которых производится счет одноэлектронных импульсов.

Как отмечено выше, в случае многоканального усреднения исследуемый интервал времени разбивается на n каналов, так называемых выборок. Выборки формируются блоком управления (см. рис. 7 и 8), который организует программу обработки информации: перед измерением счетчики (максимальная частота счета 100 МГц), буферный регистр и все ячейки памяти погашены; после запуска синхросигналом A^* в начале цик-

* Латинскими буквами в данном случае обозначены диаграммы на рис. 8 и точки в схеме на рис. 7, в которых наблюдаются соответствующие импульсные последовательности.



Р и с 7. Функциональная схема счетчика фотонов, использующего режим многоканального усреднения.



Р и с. 8. Работа функциональной схемы многоканального усреднения.

А - запускающий синхросигнал; В - счет в счетчике I;
 С - счет в счетчике II; D - сигнал записи содержимого
 n-го адреса памяти в буферный регистр; Е - сигнал записи
 новой суммы в n-й адрес памяти; F - смена адресов памяти;
 G, H - сигналы, управляющие коммутацией счетчиков I и II к
 одному из входов арифметического устройства; I - гашение
 счетчика I.

ла блок управления формирует первую выборку В. Ее длительность определяет время, в течение которого происходит счет одноэлектронных импульсов ф.э.у. в данном канале. В первой выборке счет происходит в счетчике I, в конце ее разрешение В на входе счетчика I снимается, но передается счетчику II, т.е. счет во второй выборке С осуществляется в счетчике II. В конце любой из выборок с задержкой T1, достаточной для окончания процесса синхронного переноса, в счетчиках вырабатывается сигнал D переноса содержимого соответствующего адреса памяти в буферный регистр. В арифметическом устройстве происходит сложение содержимого первого адреса памяти (в первом цикле равно нулю) с результатом счёта в первом счетчике, поступающим через коммутатор благодаря наличию сигнала разрешения В. Результат сложения с задержкой T2, достаточной для выработки правильной суммы в арифметическом устройстве, импульсом Е заносится в тот же адрес памяти. Процесс сложения повторяется после каждой выборки. Чтобы накопить достаточного для оптимизации статистической погрешности число импульсов, процесс можно повторить в течение заданного числа циклов возбуждений. После записи новой суммы в текущий адрес происходит коммутация счетчиков (см. G и H на рис.8), подключенных к арифметическому устройству, смена адреса памяти F и гашение свободного в данной выборке счетчика I или Э.

Рассмотрим основные требования к узлам функциональной схемы.

Минимальная длительность выборки определяется временем, необходимым для считывания требуемого адреса памяти, переноса его в буферный регистр, формирования новой суммы и записи ее в тот же адрес, т.е. быстродействием используемой памяти, регистра и арифметики. Применение стандартных микросхем серии К155 (К155РУ5, К155ТМ8, К155ИП3 и К155ИП4) не позволяет сократить длительность выборки ниже 500 нс. Применение более быстродействующих микросхем не оправдано, так как вероятность попадания одноэлектронных импульсов со средней частотой следования меньше 1 МГц в одну из 256 вы-

борок, длительность которых была бы меньше 1 мкс, небольшая, поэтому в наносекундном диапазоне метод многоканального усреднения теряет преимущество перед однофотонным методом. По этим соображениям минимальная длительность выборки выбрана 1 мкс.

Ограничения по быстродействию также не позволяют использовать для накопления информации имеющиеся компоненты микропроцессорных средств или ЭВМ. Арифметическое устройство и память реализуются на элементах серии К155: АЛУ типа К155ИПЗ и К155ИП4 и матриц К155РУ5 или К155РУ7. При этом условие накопления достаточной статистики вдоль всей кривой исследуемой кинетики требует разрядности накапливаемого слова 16 или 24 бита, а разрешение по времени - наличия 2^8 или 2^{10} временных каналов, что эквивалентно соответствующей разрядности адресации памяти.

Длину накапливаемого слова и соответственно объем арифметики и памяти прибора можно существенно сократить, если содержимое небольшой приборной памяти периодически, после определенного числа циклов накопления пересылать в память микропроцессора или ЭВМ. Микропроцессор может не только организовать дальнейшее накопление информации в своей, более медленной, но несравненно большей по объему памяти, он может производить статистический анализ поступающих от приборной памяти массивов информации, отсеивание массивов, неудовлетворяющих критериям проведенного анализа, например, массивов, накопленных во время присутствия сильных случайных импульсных помех, анализ средней частоты поступления импульсов в максимуме кинетики с целью учета погрешности от взаимного перекрытия одноэлектронных импульсов.

Особенностью кинетических измерений является накопление и обработка информации в двоичном коде. Необходимость применения двоичного кода вытекает из упрощения и ускорения вычислений и сокращения необходимой разрядности по сравнению с двоично-десятичным кодом, используемым в приборах счета фотонов. Неудобства, которые возникают с цифровой индикацией результата и восприятием двоичного кода оператором,

можно устранить, возлагая преобразование двоичного кода в десятичный на встроенный микропроцессор или внешнюю ЭВМ.

Требования по быстродействию, которые предъявляются к счетчикам I и II (см. рис. 7), аналогичны предъявляемым ко входным каскадам классической схемы счета фотонов. Основное отличие заключается в счете в двоичном коде. Поэтому здесь возможно применение интегральных счетчиков К500МЕ136. Однако недостатком этих микросхем является отсутствие асинхронного входа установки нуля. Установка нуля этих счетчиков происходит как запись параллельного кода 0000, требующая наличия синхронизирующего импульса, что приводит к схемотехническим усложнениям и потере быстродействия. Поэтому предпочтительны счетчики на триггерах К500ТМ231.

Немаловажен вопрос о требуемой разрядности счетчиков результата. Для подсчета одноэлектронных импульсов со средней частотой 1 МГц в выборке длительностью до 10 мс требуется 12-13-разрядный двоичный счетчик. Построение таких счетчиков с достаточно малым временем распространения переноса асинхронного счета - задача сложная. Она упрощается, если использовать малоразрядные счетчики, которые после накопления 2^n ($n = 4-6$) импульсов продолжают считать, но вырабатывают сигнал переполнения. По этому сигналу возбуждается процесс суммирования "1" в $n+1$ -м разряде арифметического устройства и памяти: как в конце выборки, однако без смены адреса и гашения счетчика, т.е. вырабатываются сигналы D и E, показанные на диаграмме рис. 8 пунктиром. При этом должны соблюдаться следующие дополнительные условия: 1) так как процесс счета в действующем счетчике продолжается, то во избежание суммирования лишних импульсов коммутатор в это время блокирует прохождение в сумматор младших разрядов счетчика, 2) учитывая, что момент переполнения счетчика может совпадать по времени с концом выборки, приоритет в случае такого совпадения дается суммированию $n+1$ -го разряда, а суммирование оставшегося результата в n разрядах счетчика выполняется с задержкой после окончания суммирования, вызванного переполнением счетчика (конец 2-й

выборки на рис.8). Разрядность счетчика должна быть такой, чтобы исключалось переполнение счетчика в интервале времени, необходимом для выполнения процесса суммирования в накопителе. В рассматриваемом приборе для достижения этого достаточно наличия четырехразрядных счетчиков. Положение усложнится, если для контроля исправности прибора будет использован периодический сигнал 100 МГц: простой расчет показывает, что при длительности цикла суммирования 500 нс в этом случае нужен шестиразрядный счетчик.

К коммутатору не предъявляются особые требования. Его разрядность равна $n+1$, где n - разрядность счетчика. Если преобразователи уровней ЭСЛ в уровни ТТЛ стоят на выходе счетчиков, то коммутатор можно построить на мультиплексах К155КП2. Если сигнал блока управления, определяющий четный или нечетный адрес (C в диаграмме на рис.8), управляет младшим адресом $A1$ коммутатора, а старший адрес $A2$ управляет схемой, регистрирующей наличие переполнения, работа коммутатора описывается таблицей истинности.

Таблица истинности коммутатора

Адресация		Транслируется на выход	
A1	A2	n младших разрядов	$n+1$ -й разряд
0	0	Счетчик I	0
1	0	Счетчик II	0
0	1	0	1
1	1	0	1

Требования к блоку управления прибором целесообразно рассматривать после ознакомления с реализацией однофотонного метода, схемотехнически близкого к описанному, но позволяющему расширить временной диапазон исследуемых кинетик.

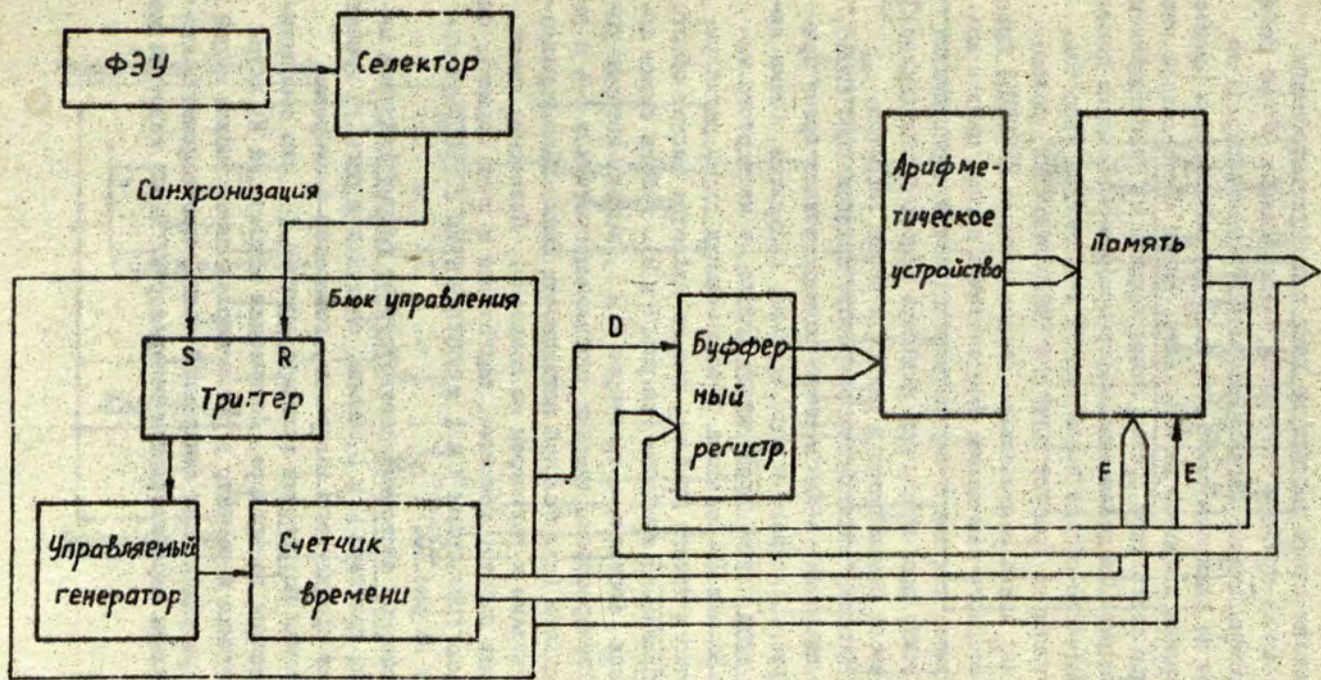
Реализация однофотонного метода

В режиме однофотонного метода прибор накапливает статистику о времени прихода первого одноэлектронного импульса при условии, если за интервал времени, в течение которого проводится анализ прихода одноэлектронных импульсов (в дальнейшем - рассматриваемый интервал), на вход прибора поступает только один импульс. Упрощенный вариант реализации этого метода изображен на рис.9.

Импульс синхронизации включает триггер, первый одноэлектронный импульс селектора его включает. Триггер управляет генератором, колебания которого всегда начинаются с одной и той же фазы. В счетчике времени подсчитываются периоды колебаний генератора. В результате число периодов, сосчитанное в счетчике, является мерой интервала времени между синхроимпульсом и одноэлектронным импульсом. Результат за текущий цикл в счетчике времени является адресом памяти, в котором производится суммирование единицы. Таким образом, отличия схемотехники однофотонного метода от многоканального усреднения заключаются в изменении функций блока управления и арифметического устройства. Последнее вместо суммирования двух величин выполняет суммирование единицы к содержимому заданного адреса.

Реализация однофотонного метода связана с некоторыми осложнениями.

I. Простейшим вариантом является следующий: результат регистрируется только в том случае, если в рассматриваемом интервале времени пришел только один импульс; если пришло два или более импульсов, результат данного цикла не засчитывается. Кроме элементов, показанных на рис.9, реализация этого субварианта требует наличия схемы, формирующей рассматриваемый интервал времени, триггера, фиксирующего приход второго импульса, и схемы запрета, блокирующей процесс суммирования, в том случае, если в одном цикле зарегистрированы два импульса. При больших интенсивностях излучения растет вероятность регистрации двух или более импульсов в одном цикле, тем самым увеличивая число циклов, которые вследствие



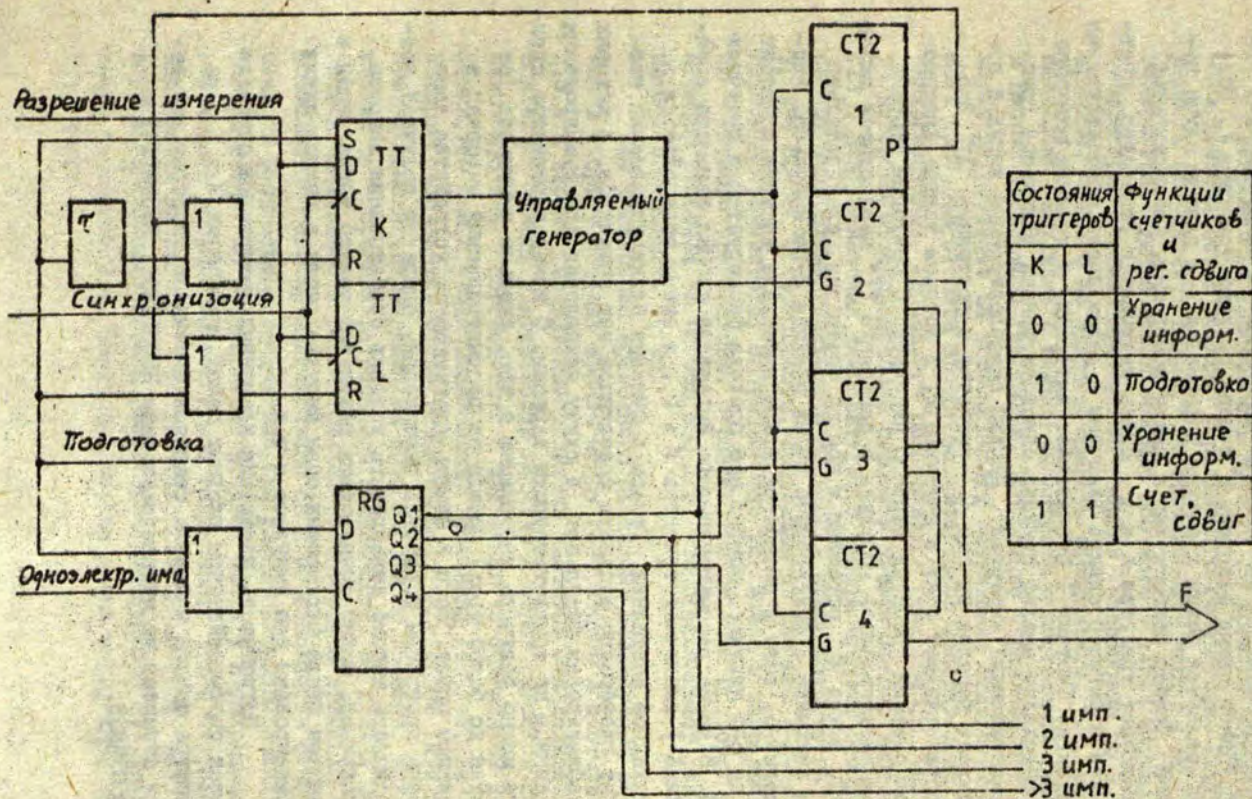
Р и с. 9. Функциональная схема, реализующая однофотонный метод.

срабатывания схемы запрета не дают полезную информацию. Использование прибора становится неоптимальным. Кроме того, не исключены циклы, когда в рассматриваемый интервал не приходит ни один ответный импульс. Для оптимизации процесса измерения оператор должен знать, какую часть общего числа циклов составляют пустые циклы и циклы со срабатыванием схемы запрета. Следовательно, схему прибора необходимо дополнить счетчиком общего числа циклов и счетчиком запретов. Оба счетчика не требуют высокого быстродействия, поэтому вместо них можно использовать секции таймера К580ВИ53 микропроцессорного комплекта. Без счетчика пустых циклов можно обойтись, так как в случае необходимости число пустых циклов можно рассчитать как разность общего числа циклов, общего числа результатов в памяти и числа запретов.

2. Большие возможности оператору представляет схема, которая позволяет в одном цикле регистрировать время прихода первого, второго и даже третьего импульсов. Схема запрета в этом случае срабатывает только от четвертого импульса. На рис. 10 показана функциональная схема регистрирующей части такого прибора, она же является частью общего блока управления прибором (см. рис. 7 и 9). Работа схемы определяется состоянием триггеров К и L, выходы которых управляют генератором, входами управления счетчиков I-4 и регистра сдвига (для большей наглядности схемы цепи управления счетчиками и регистром не показаны). Последние имеют три режима работы: хранение, подготовка и счет (сдвиг), определяемые триггерами К и L в соответствии с таблицей истинности на рис. 10.

Исходное состояние соответствует режиму хранения информации, триггера К и L гашены, счетчики и регистр хранят результат предыдущего измерения, генератор заблокирован.

Сигнал подготовки включает триггер К, чем обеспечивает запуск генератора. Логическая комбинация $K\bar{L}$ включает счетчики и регистр в режим параллельной записи нулей во всех разрядах, для синхронной записи необходимые тактовые импульсы вырабатываются генератором. Через короткий ин-



Р и с. 10. Функциональная схема, регистрирующая в одном цикле время прихода первого, второго и третьего одноэлектронных импульсов.

тервал времени, равный нескольким периодам генератора, срабатывает схема задержки T в цепи гашения триггера K . Возобновляется режим хранения информации - в данном случае нулей. Прибор подготовлен к циклу измерения. Синхроимпульс включает триггера K и L . Вновь включается генератор, счетчики и регистр сдвига включены в режим счета, соответственно сдвига. Счетчик I отсчитывает интервал, в течение которого происходит анализ прихода одноэлектронных импульсов (рассматриваемый интервал). Первый одноэлектронный импульс вызывает переход выхода Q_1 регистра в состояние "1". Это останавливает счет в счетчике 2, в котором теперь фиксировано время прихода первого импульса. С приходом второго одноэлектронного импульса в состояние "1" переводится выход Q_2 , выход Q_1 остается в том же состоянии, следовательно в счетчике 3 фиксировано время прихода 2-го импульса. Аналогично, если в рассматриваемом интервале времени приходит еще 3-й импульс, момент его прихода фиксируется в счетчике 4. В конце рассматриваемого интервала сигнал переноса счетчика I выключает триггера K и L , и схема возвращается в исходное состояние. Теперь в функции блока управления входит поочередно выдавать содержимое тех счетчиков, в которых зафиксирован результат, в схему накопления для суммирования единицы по соответствующим адресам. С выходов регистра сдвига можно получить информацию о том, сколько импульсов (от нуля до более трех) пришло за рассматриваемый интервал в данном цикле. Если в память управляющего устройства занесены программы обработки информации, оператор получает возможность широко варьировать условия срабатывания запрета, например, можно суммировать результат только тогда, если в данном цикле фиксирован один импульс, если в данном цикле фиксированы два импульса и т.д.

Погрешность измерения временных интервалов определяется остродействием входных цепей, триггеров K и L , регистра сдвига и первых разрядов счетчиков, поэтому эти цепи строятся на микросхемах типа К500ТМ231, К500ИР141 и К500ИЕ36.

Разрешающая способность прибора по времени определяется длительностью периода управляемого генератора. Повторимость результатов зависит от стабильности частоты этого генератора. Однако использование обычного в таких случаях генератора, стабилизированного кварцем невозможно по той причине, что его не удастся сделать управляемым, т.е. моментально запускать с полной амплитудой и постоянной фазой в первом же периоде генерации. Требование управляемости генератора вытекает из необходимости устранения статистического разброса отсчета временных интервалов относительно синхриимпульса. Приходится пользоваться генератором, частота которого стабилизирована отрезком коаксиального кабеля [13]. Для уменьшения температурного дрейфа частоты температуру микросхемы генератора К500ЛП211 стабилизируют на уровне 80-85 °С термостатом, состоящим из датчика п-р-п-перехода транзистора, операционного усилителя и нагревателя - мощного транзистора. В разработанных нами приборах генератор работает на частоте 100 МГц, что обеспечивает разрешающую способность 10 нс.

Для расширения временного диапазона исследуемых кинетик в сторону больших времен между генератором и счетчиками 2,3 и 4 вводят управляемые делители частоты. Эти делители позволяют менять длительность периода счетных сигналов счетчиков 2,3 и 4 в соответствии с выбранным коэффициентом деления, тем самым увеличивая ширину временных каналов, на которые разбивается исследуемый процесс. Последнее эквивалентно изменению разрешающей способности по времени. Независимо от выбранной разрешающей способности не должна меняться длительность рассматриваемого интервала времени. Несоблюдение этого правила привело бы к невозможности сопоставить результаты, полученные при различных разрешающих способностях. По этой причине входная частота и разрядность счетчика 1 выбраны постоянными. Разрядность этого счетчика выбирается из расчета, что рассматриваемый интервал времени всегда больше наибольшего разрешения умноженного на разрядность счетчиков 2-4. Последняя всегда равна числу адресных бит памяти.

В состав регистрирующей части также вводят схему, исключающую возможность повторного запуска до окончания рассматриваемого интервала времени и новой подготовки прибора. Использование управляемого генератора 100 МГц как в режиме многоканального усреднения, так и в однофотонном режиме упрощает совмещение результатов измерений. Практически частота 100 МГц путем деления на 50 и трансляция логических уровней снижается до частоты 2 МГц и уровней, доступных для дальнейшего деления с управляемым коэффициентом в таймере микропроцессора К580ВИБ3. Если требуется формирование выборок минимальной длительности, что составляет 1 мкс, таймер программируется на деление с коэффициентом 1, выходящая частота таймера 2 МГц поступает на вход триггера, формирующего сигналы В и С (см. рис. 7). Последний меняет свое состояние через каждую микросекунду, формируя соответствующие выборки. Для формирования выборок длительностью 10 мс программируется коэффициент деления 10000. Преимущество таймера в качестве управляемого делителя заключается в простоте его программирования. Это позволяет без значительных сложностей реализовать смену длительностей выборок, управляемую в каждом цикле накопления. Так, например, в начале кинетики, где крутизна кривой высвечивания максимальна, можно работать с минимальной длительностью выборок, а начиная с некоторой выборки, когда амплитуда сигнала и крутизна значительно уменьшились, можно перейти на выборку большей длительности. Такую смену длительности выборок в одном цикле (с последующей аналогичной сменой во всех других циклах) можно производить несколько раз - в реальном приборе до 3 раз, добиваясь оптимального соотношения между разрешающей способностью по времени и статистической погрешностью. Правда, стыковка отрезков кинетик, снятых при разной длительности выборок, нетривиальна и требует применения специального математического аппарата.

Реализация цикла с переменной длительностью выборок требует наличия двух режимов и схемы сравнения. Перед началом эксперимента в первый регистр заносятся номера выборок,

начиная с которых производится смена длительности, во второй регистр - соответствующие требуемые длительности. Схема сравнения следит за содержанием текущего слова в первом регистре и счетчиком выборки. Когда коды в них совпадают, схема сравнения вырабатывает сигнал записи в таймере новой длительности выборки, считываемую со второго регистра. Перезапись должна выполняться без помощи микропроцессора, так как скорость последнего в данном случае недостаточна.

Перспективные направления развития метода счета фотонов

Существенный выигрыш в разрешении по времени для однофотонного метода может дать применение трансформатора времени (преобразователя короткого временного интервала в пропорциональный более длинный) или преобразователя время-амплитуда со сверхбыстродействующим аналого-цифровым преобразователем на входе существующей схемы накопления. Одновременно требуется создание улучшенных схем селекторов и применение новых быстродействующих ф.э.у.

Что относится к счетному блоку, то появившиеся в настоящее время новые микросхемы, например, триггер К570ТМ1 с граничной частотой счета 500 МГц и микросхемы серии К1500 позволили бы довести разрешение по времени при однофотонном методе до 2-3 нс.

Интерес представляет возможное повышение разрешающей способности путем применения метода регрессирующих совпадений совместно с традиционным однофотонным методом. Метод подробно описан в [14], поэтому здесь отметим только некоторые моменты, важные для правильной оценки его возможностей.

1. Использование в формирователе регрессирующих совпадений или в так называемом рециркуляторе элементов серии К500 позволяет довести разрешающую способность до 1-2 нс.

2. При дальнейших попытках улучшить этот параметр приходится сократить разность длин отрезков кабелей до такого значения, при котором разность задержек в кабелях, определяющая разрешающую способность, становится соизмеримой с задержкой в микросхемах. Так как последняя в значительной степени зависит от температуры, снижается общая стабильность результата. С этой точки зрения недостатком схемы [14] является большое количество логических элементов, охваченных петлей обратной связи. Преимущество принципиальной схемы * (рис. II) заключается в минимальном количестве элементов, создающих температурную нестабильность.

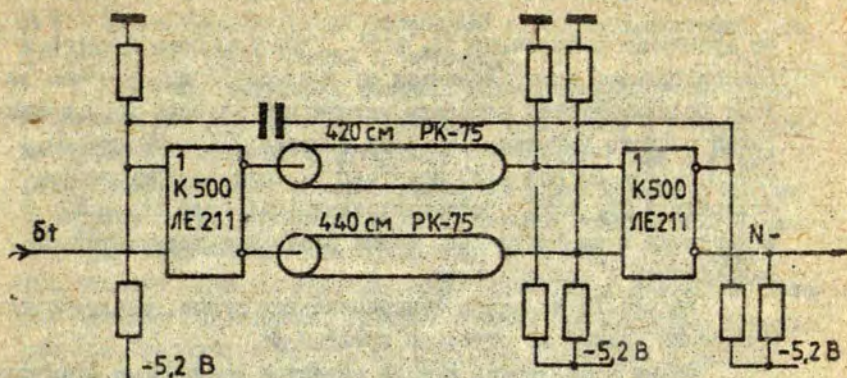
3. На стабильность работы схемы влияет стабильность источников питания и согласующих делителей.

4. Главным недостатком схемы является ее узкий динамический диапазон, так как измерение больших интервалов времени требует применения очень длинных кабелей. Реально схему можно использовать для преобразования интервалов времени до 100 нс.

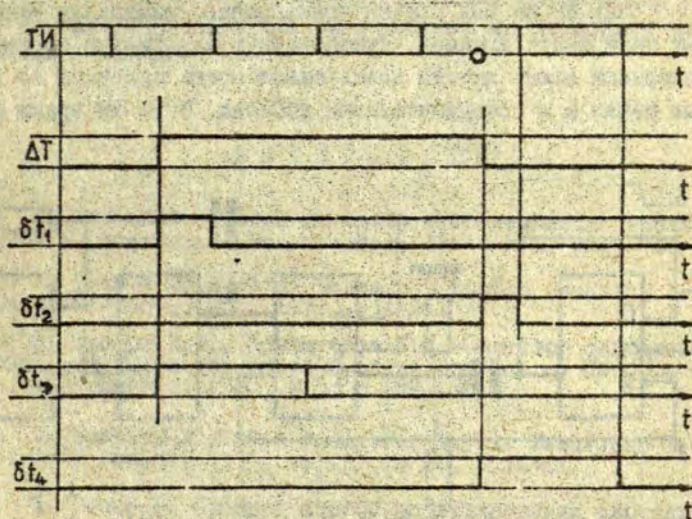
5. Более перспективным можно считать вариант совмещения этого метода с обычным методом последовательного счета импульсов в заданном интервале времени. Принцип поясняется рис. 12. Здесь T - тактовые импульсы независимого (несинхронизированного) генератора, ΔT - измеряемый интервал времени. Если частота T равна 100 МГц, то в случае, изображенном на рис. 12, счетчик, считывающий тактовые импульсы в интервалах ΔT , сосчитает три импульса, что соответствует 30 нс - результату обычного метода последовательного счета. Ошибка измерения определяется длительностями интервалов δt_1 и δt_2 , точнее $\Delta T = 30 \text{ нс} + \delta t_1 - \delta t_2$.

Если длительность отрезков δt_1 и δt_2 измерять способом регрессирующих совпадений с погрешностью не более 1 нс, соответственно может быть повышена точность измерения интервала ΔT . Используемый в методе регрессирующих совпадений рециркулятор плохо работает с входными импульсами, длительность которых близка к разрешающей способности, поэтому внес-

* Журавлев С. Измеритель коротких интервалов времени. Дипломная работа. ЛГУ, 1983.



Р и с. II. Принципиальная схема измерителя временных интервалов методом регрессирующих совпадений.



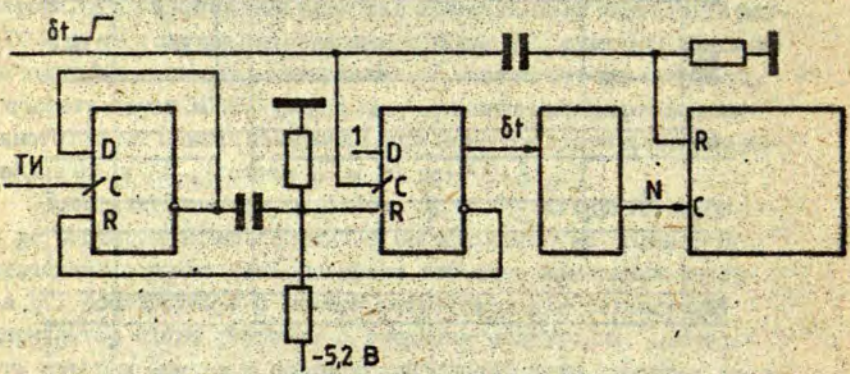
Р и с. I2. Временные диаграммы совмещения методов последовательного счета импульсов и регрессирующих совпадений.

то временных интервалов δt_1 и δt_2 , длительность которых в данном примере может меняться от нуля до 10 нс, удобнее на вход рециркуляторов подавать удлиненные на один период тактовой частоты импульсы δt_3 и δt_4 ; тогда $\Delta T = 30 \text{ нс} + (\delta t_1 + 10 \text{ нс}) - (\delta t_2 + 10 \text{ нс}) = 30 \text{ нс} + \delta t_3 - \delta t_4$. Если рециркуляторы, измеряющие δt_3 и δt_4 , отрегулированы так, что δt_3 и δt_4 измеряются в наносекундах, общий результат получается с разрешением в наносекундах.

На рис. 13 показана функциональная схема, реализующая измерение одного из отрезков времени δt .

Общим недостатком метода является усложнение электронной схемы регистрирующей части прибора. Применение ее может быть оправдано только в случае использования в рециркуляторе сверхбыстродействующих триггеров и термостабильных схем серии KI500.

Как бы не был организован процесс измерения наносекундных интервалов времени, существенную аддитивную погрешность измерения может внести неэквивалентность задержек во входных цепях и в соединительных кабелях. В то же время соот-



Р и с. 13. Функциональная схема, реализующая совмещение методов последовательного счета импульсов и регрессирующих совпадений.

ношения длины соединительных кабелей (на входе синхронизации и входе однофотонного импульса) можно использовать для сведения этой погрешности к минимуму.

Нами не затронуты вопросы вывода результатов, принципиально не относящиеся к проблеме измерения и накопления информации. Наш опыт показывает, что имеются два подхода: разработка прибора, использование которого возможно только в системе с ЭЕМ или разработка автономно используемого прибора, не исключая его применение в системе. Преимуществом первого была бы относительная простота и дешевизна. Второй вариант обязательно требует применения микропроцессора для преобразования кодов, организации индикации и вывода информации и т.д.

Учитывая, что применение микропроцессорного комплекта К580 позволяет значительно упростить измерительную и интерфейсную части прибора, принимая во внимание возникающие дополнительные возможности обработки информации, удобства обслуживания прибора, преимущества микропроцессорного варианта очевидны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barber S. Photon Counting with Avalanche Photodiodes. - *Electronic Engineering*, 1984, № 5, p.63-70.
2. Princeton Applied Research. Photon Counting Princeton. New Jersey, USA, 1975, p.1-21.
3. Тиберг Я.Э., Паулаускас В.Н. Селектор одноэлектронных импульсов для системы счета фотонов. - *Приборы и техн.эксперимента*, 1980, № 5, с.183-186.
4. Bontley J.H. The Foolproof Way to Sequencer Design. - *Electronic Design*, 1973, vol.21, № 10, p.76-81.
5. Ричардс. Простой способ проектирования сложных блоков программного управления. - *Электроника*, 1973, т.46, № 3, с.49-58.
6. Байс. Схема вычитания двоично-координированных десятичных чисел, состоящая из двух сумматоров. - *Электроника*, 1972, т.45, № 4, с.53.

7. Тарденак Э.Э., Кадниньш А.В. Применение микрокалькулятора "Электроника БЗ.1СА" для предварительной обработки результатов измерения. - В кн.: Кибернетизация научного эксперимента. Рига, 1978, с.81-94.

8. Тарденак Э.Э. О регистрации многозарядной графической информации. - В кн.: Кибернетизация научного эксперимента. Рига, 1978, с.95-108.

9. Lariand E.J., Hornschuh J.E., Enke C.G., Leroy G.E. Pulse (Photon) counting. - Analytical Chem., 1979, vol.51, N 2, p.245-250.

10. Teuchner K., Becker W., Dähne S. Ultrakurzzeit - Elektronenmikroskopie - eine neue anwenderfreundliche Analysemethode. - Wissenschaft und Fortschritt, 1975, Bd.25, N 11, S.497-504.

11. Кайл Т.Г., Клементе В.Э. Схема для счета фотонов с сортировкой по коротким временным интервалам. - Приборы для научных исследований, 1983, т.54, № 12, с.198-199.

12. Тарденак Э.Э., Миллерс Д.К. Аппаратура для исследования кинетики послесвечения в микро- и миллисекундных диапазонах времени. - В кн.: Импульсная фотометрия, 1979, вып.6, с.127-130.

13. Möllenberg O. Zeit-Digital-Umsetzer mit hoher Auflösung. - Elektronik, 1979, N.1, S.67-68.

14. Карпов Н.Р., Матюхин Ю.д., Поверенкин Н.Н. Измерение интервалов времени способом регрессирующих совпадений. - Приборы и техн.эксперимента, 1979, № 5, с.121-123.

Статья поступила 1 апреля 1985 года.

УПРАВЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРОЙ В КРИСТАТАХ

М.Я.Зариньш

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Рассматриваются проблемы управления температурой образцов твердотельных материалов в кристатах, предназначенных для люминесцентных исследований в диапазоне от гелиевых температур и выше. Описывается опыт разработки универсальной системы для автоматизированного терморегулирования в азотных кристатах при температуре от 77 до 800 К. Дается анализ существующих термодатчиков для гелиевых температур в аспекте их применения в малоинерционных кристатах в условиях присутствия магнитных полей и ионизирующей радиации.

В в е д е н и е

Информативность спектрально-кинетических исследований люминесценции твердотельных материалов в значительной мере обуславливается пределами и точностью управления температурным режимом испытываемых образцов [1,2]. Во многих случаях физические характеристики исследуемых явлений экспоненциально зависят от величины обратной температуры материала. При этом, разумеется, особо важным является нижний предел динамического диапазона регулирования температуры образца. Достигаемый низкотемпературный предел экспериментальных исследований определяется используемым хладагентом и качеством кристатного оборудования.

Имеются случаи, когда, наоборот, требуется повышать верхний предел температурного диапазона, что, очевидно, противопоказано применению криогенной техники. Однако совмещение измерений на одной экспериментальной установке, как правило, повышает относительную точность результатов исследований. Размещение образца в кристате на определенном

месте должно быть непосредственно связано с геометрическим расположением остального экспериментального оборудования - источников возбуждения и аппаратуры регистрации люминесценции, а также устройств, осуществляющих дополнительные воздействия и измерения. Поэтому для более рационального использования всего оборудования и сохранения неизменности оптической установки и остальных регулировок целесообразно в криостате расширить управление температурой образца в обе стороны динамического диапазона, что представляет нелегко решаемую инженерно-конструкторскую задачу.

В НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки до настоящего времени доступным хладагентом был лишь жидкий азот. Многолетний опыт создания азотных криостатов [3,4] и терморегулирующей аппаратуры для них [5,6] позволяет освоить и широко внедрить в экспериментальную практику криостатные терморегуляторы для оптических исследований твердотельных образцов в температурном диапазоне от 77 до 800 К.

В ближайшем будущем в Институте начнется интенсивное освоение более низких температур, так как намечается снабжение жидким гелием в количестве, достаточном для проведения регулярных экспериментально-исследовательских работ. Для этого потребуются существенно изменить конструкции криостатов и аппаратуры терморегулирования. Одной из серьезнейших проблем, от решения которой непосредственно зависит возможная точность управления температурой образца при гелиевых температурах - это метрологическое обеспечение низкотемпературной термометрии [7], в частности правильный выбор подходящего термодатчика и его градуирование.

В первом разделе настоящей работы обобщается опыт разработки терморегуляторов для азотных криостатов, во втором разделе изложен анализ применимости существующих термодатчиков для терморегулирования в гелиевых криостатах при условиях, характерных для люминесцентных исследований материалов, т.е. в присутствии ионизирующего излучения и магнитных полей.

1. Терморегуляторы для азотных криостатов

За последние 15 лет разработано около 10 моделей терморегуляторов, воспроизведенных небольшими сериями и укомплектованных криостатами для разных специфических исследовательских целей. Некоторые образцы терморегуляторов приспособлены для гелиевых криостатов. Но главное направление этих разработок было связано с созданием универсальной базовой системы автоматизированного управления температурой образцов небольших размеров (от 1 мм^3 до 1 см^3) в малоинерционных азотных криостатах с расположением образца в высоковакуумной камере. Такие криостаты наиболее пригодны для использования разных способов возбуждения люминесценции и проведения исследований в широком спектральном диапазоне излучений.

Технические характеристики последних моделей терморегуляторов обеспечивают основные экспериментальные потребности пользователей, а именно:

1) величина устанавливаемой температуры должна задаваться непосредственно в кельвинах с дискретностью $0,1 \text{ К}$ в максимальном диапазоне от $77,0$ до $799,9 \text{ К}$;

2) необходим постоянный контроль действительной температуры образца;

3) предусмотреть несколько режимов автоматического регулирования: а) термостатирование держателя образца в пределах максимального диапазона (действительные рубежи определяют технические характеристики применяемого криостата), б) линейная развертка температуры от заранее установленной точки термостатирования, притом в направлении повышения или снижения температуры с постоянной скоростью изменения, задаваемой в пределах от $0,01$ до $0,2 \text{ К/с}$, в) фракционный (пилообразный) нагрев согласно циклу: линейный нагрев на 40 (или 50 К) - быстрое охлаждение на 35 (или 40 К) - термостатирование в течение от 2 до 120 с - следующий цикл;

4) предусмотреть возможность программного управления от ЭВМ через интерфейс для измерительных приборов согласно ГОСТу 26.003-80;

5) обеспечить подрегулирование максимальной мощности нагревательного элемента;

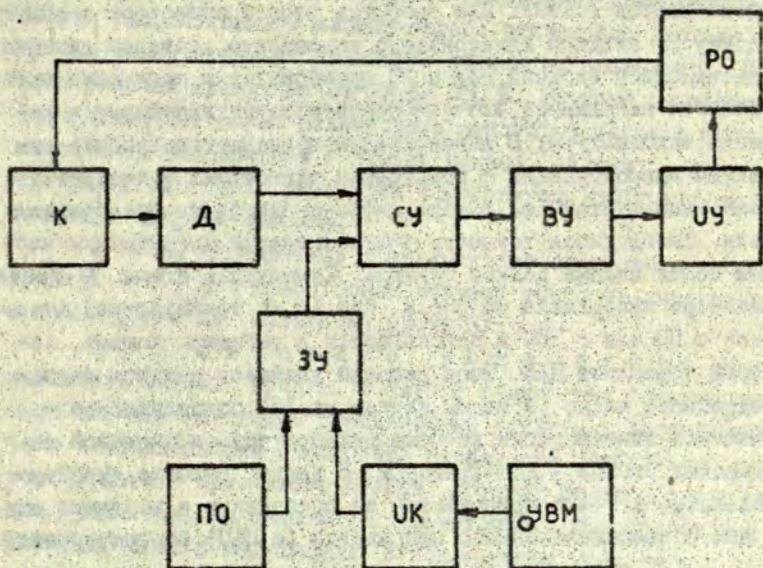
6) предусмотреть индикацию текущего состояния регулирующих органов;

7) включить в систему устройство автоматической подачи жидкого азота от стандартного дьюара в сосуд криостата с индикацией состояния уровней в криостате и дьюаре.

Как показывает практика, точность регулирования температуры образца определяется многими факторами, такими как 1) инертные свойства криостата, т.е. теплопроводящих цепей образования: сосуд хладагента - держатель образца - нагреватель; 2) точность измерения температуры; 3) применяемый метод регулирования; 4) теплофизические свойства исследуемого вещества; 5) теплоконтакт между держателем и образцом. Два последних фактора практически зависят от конкретного применения. Ввиду этого при разработке и налаживании системы терморегулятор - определенный криостат возможно заданные характеристики управления температурой обеспечить только для держателя образца. Следовательно, термодатчик обратной связи регулирования, как правило, устанавливается на держателе образца, а контроль температуры образца производится другим датчиком, что позволяет в процессе эксплуатации установить погрешности регулирования, обусловленные использованным способом крепления образца к держателю.

Многолетние проверки показывают, что для данного температурного диапазона наиболее пригодным термодатчиком является медь-константановая термопара. Она дает очень хорошую воспроизводимость результатов измерений - не хуже 0,05 К, минимальную паразитную термо-э.д.с., а чувствительность в соответствующих пределах диапазона составляет от 16 до 55 мкВ/К. В сочетании с подходящим измерительным устройством позволяет контролировать температуру с погрешностью не хуже $\pm 0,1$ К, но это лишь в том случае, когда нуль - конец термопары можно термостатировать с подходящей точностью.

Наиболее полной и по характеристикам лучшей системой автоматизированного терморегулирования является последняя



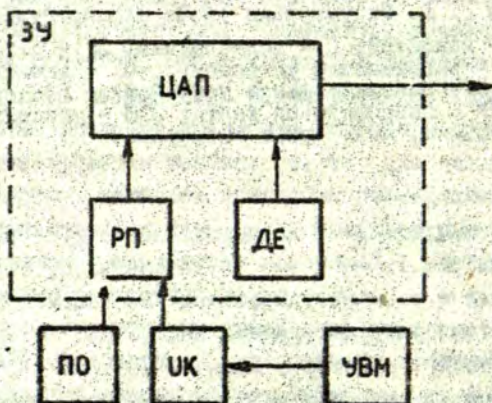
Р и с. 1. Структурная схема терморегулятора "VAIDAVA-4"

К - криостат; Д - термодатчик; ЗУ - задающее устройство; СУ - сравнивающее устройство; ВУ - вычислительное устройство; ИУ - исполнительное устройство; РО - регулирующие органы; УК - интерфейсная карта; ЭВМ - управляющая вычислительная машина; ПО - пульт оператора.

модель "VAIDAVA-4". Ее упрощенная структурная схема приводится на рис.1: показаны узлы, непосредственно участвующие в терморегулировании. Не рассматриваются узлы контроля температуры образца, в качестве которого применяется цифровой термометр с квантом измерения 1 К, и устройства автоматической подачи жидкого азота. Кратко охарактеризуем каждый системный узел в отдельности.

Задающее устройство вырабатывает компенсационное напряжение, эквивалентное термо-э.д.с. датчика во всем диапазоне рабочих температур. Для этой цели разработан цифро-аналоговый преобразователь с разрешающей

способностью I:7999. Для удобства работы оператора в общую схему ЗУ включен линейризатор температур, который линейно изменяющийся входной код с ПО преобразует в нелинейно изменяющееся напряжение, которое соответствует линейному изменению температуры. В линейризации применяется кусочно-линейная аппроксимация с пороговыми элементами - дискретно меняемыми шунтами на выходе цифро-аналогового преобразователя. Необходимая точность обеспечивается достаточным числом точек излома данной функции. Структурная схема ЗУ-линейризатора изображена на рис.2. Код (т.е. температура) задается с ПО или с ЭВМ и записывается в регистр памяти, который управляет ЦАП. Весь рабочий диапазон делится на определенное число (в нашем случае на 10) поддиапазонов - участков линейризации, которые дешифруются специальной логической схемой - дешифратором. В каждом участке чувствительность датчика принимается за постоянную и величина выходного компенсационного напряжения (с ЦАП) корректируется



Р и с. 2. Структурная схема ЗУ-линейризатора.

ЦАП - цифро-аналоговый преобразователь; РП - регистр памяти; ДЕ - дешифратор.

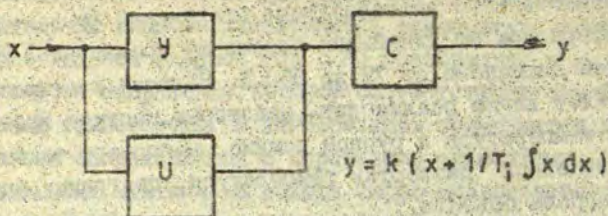
дискретными шунтами. Выбор шунта определяет дешифратор. При помощи разработанного линейризатора отклонение реальной кривой температуры от линейного закона не превышает 1 К во всем рабочем диапазоне от 77 до 800 К. Наличие линейризатора позволяет легко реализовать некоторые жесткие программы задания температуры в ручном режиме, например, такие как программу линейной развертки температуры, программу фракционного нагрева объекта.

В новых разработках предусмотрено введение микропроцессора в ЗУ, что существенно повысит точность линейризации, а также упростит настройку блока ЗУ.

С р а в н и в а ю щ е е у с т р о й с т в о -- это усилитель сигнала ошибки. В случае применения вышеуказанного датчика необходим прецизионный усилитель постоянного тока с минимальными значениями начального разбаланса, температурного и временного дрейфа. Поэтому целесообразно создать усилитель по принципу промежуточного преобразования сигнала, т.е. с модуляцией, с последующим усилением и демодуляцией сигнала.

В качестве элементной базы применяются микросхемы К140УД13 и К140УД6. Разработанный измерительный усилитель характеризуется коэффициентом усиления $k \approx 3 \cdot 10^4$; входным сопротивлением $R_{вх} > 100 \text{ мОм}$; выходным сопротивлением $R_{вых} < 1 \text{ Ом}$; коэффициентом ослабления синфазной составляющей КОСС $> 100 \text{ дБ}$; температурным дрейфом $0,1 \text{ мкВ}/^\circ\text{С}$; уровнем шума $< 1 \text{ мкВ}$.

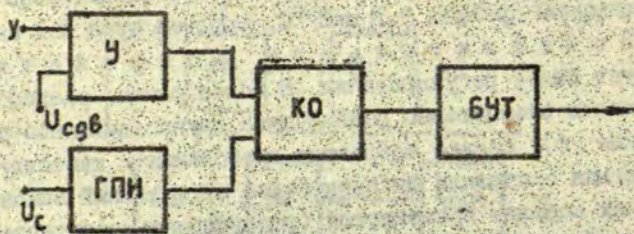
В ы ч и с л и т е л ь н о е у с т р о й с т в о формирует закон регулирования. В более ранних разработках применялось элементарно реализуемое двухпозиционное регулирование [6], однако возросшие требования к качеству регулирования заставили выбрать более оптимальный закон. В последних моделях применяется пропорционально-интегральный (ПИ) закон регулирования, согласно которому воздействие на регулирующие органы пропорционально сигналу рассогласования и его интегралу (см. рис.3).



Р и с. 3. Структурная схема формирователя ПИ-закона регулирования.

У - пропорциональный усилитель, И - интегратор, С - сумматор, k, T_i - настраиваемые параметры, зависящие от теплофизических параметров криостата.

Исполнительное устройство управляет углом включения силового тиристора, формирует сигнал управления (см. рис. 4). Это реализуется при помощи импульсов переменной длительности, синхронизованных с частотой питающего нагревателя напряжения. На вход компаратора одновременно подаются два сигнала: усиленный и по закону регулирования обработанный сигнал ошибки с БУ и пилообразный сигнал с ге-



Р и с. 4. Структурная схема исполнительного устройства.

У - усилитель; ГПИ - генератор пилообразного напряжения, синхронизованного с частотой питающего нагревателя напряжения; КО - компаратор; БУТ - блок управления тиристором.

нератора. Чем больше по амплитуде сигнал ошибки (т.е. чем больше отличие температуры объекта от заданной температуры), тем раньше (по отношению к моменту синхронизации) сработает компаратор, выдавая на выходе устройства нормированный импульс управления тиристором.

Регулирующие органы выбираются в зависимости от конструкции криостата и предъявляемых к нему требований. В наших разработках применяются нагреватели и электромагнитно-управляемые вентили быстрого охлаждения для малоинерционных криостатов [4].

Используются нагреватели радиационного типа - вольфрамовая спираль в вакууме [4]. Такой нагреватель очень удобен для разработчика терморегулирующей системы, но не всегда он удовлетворяет требованиям экспериментов. Дело в том, что нагреватель излучает не только в ИК-диапазоне, но и в видимом и даже в ближнем УФ-диапазоне. Полость, в которой размещена спираль, должна быть откачена, но обеспечить непроницаемость света через канал откачки очень сложно. Проникающее через канал световое излучение мешает проведению высокочувствительных оптических измерений. Кроме того, нагреватель в процессе нагрева выделяет остаточные газы, что недопустимо в высоковакуумных системах.

Применяются также стабилитроны типа Д815, не имеющие указанные недостатки. Но такого типа нагреватели не допускают нагрева выше 450 К.

Специфические нагреватели с большой поверхностью теплообмена применяются для газопоточных криостатов.

Интерфейсная карта реализует необходимые интерфейсные функции и связь с магистралью для программного управления от ЭВМ через интерфейсную систему измерительных приборов. Применяются функции L_2 , AN , PP_2 . Через функцию PP_2 осуществляется передача сообщения регулятора на ЭВМ об установлении заданной температуры. Известную проблему составляет выбор критерия для определения точности установки заданной температуры. В рассматриваемой модели терморегулятора таким критерием является определенный интервал

времени, в течение которого установился сигнал ошибки меньше 2 мкВ.

От пультa оператора обеспечивается включение и выключение регулятора, переключение режимов управления ЭУ с ручного на машинный, запуск программ автоматического регулирования температуры, включение устройства автоматической подачи азота в криостат, индикация контролируемых величин (заданная температура, наличие азота в стандартном дьюаре и в криостате, положение РО, величина тока в нагревателе и др.). Опыт по созданию терморегуляторов позволяет сделать следующие обобщения.

Каждый набор датчиков и регулирующих органов имеет индивидуальные свойства. И хотя в какой-то мере удается унифицировать основные узлы, однако индивидуальной наладки системы терморегулирования избежать не удастся.

Применение программного управления от ЭВМ позволяет значительно упростить узел ЭУ, однако в целом регулятор должен остаться локальным автоматом. Полное управление от ЭВМ подсистемой терморегуляции из-за требуемой высокой частоты обслуживания подсистемы оправдано лишь в случае многоуровневой системы управления экспериментом.

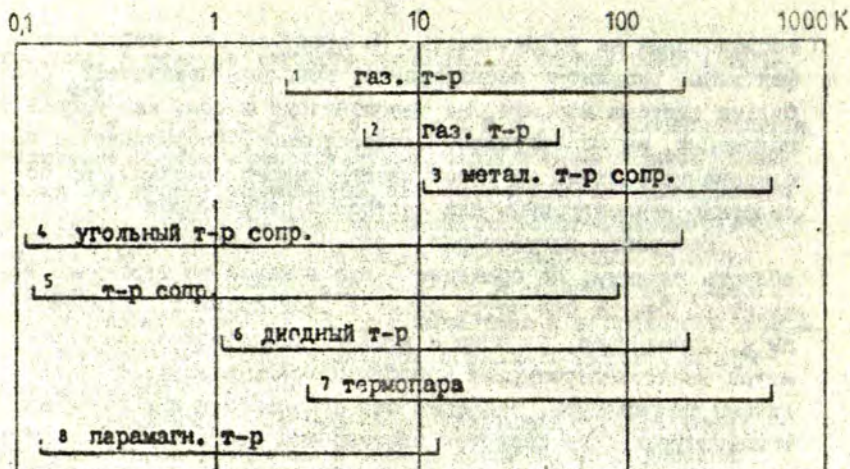
Если объект регулирования (в данном случае держатель образца, нагреватель и теплопроводящие цепи азотного криостата) с его динамическими свойствами дан (а так бывает чаще всего), то изменить его теплофизические параметры практически нельзя. Остается только приспособить радиоэлектронную часть регулятора и наладить всю систему на устойчивость. Проблема обеспечения устойчивости с одной стороны, и быстрого и плавного гашения возмущения с другой — это самое сложное. Разработаны критерии устойчивости, применяемые к линейным системам с сосредоточенными параметрами. Дело существенно усложняется, когда коэффициент передачи начинает зависеть от величины входного сигнала, и становится еще более сложным, если параметры регулируемого объекта рассредоточены. Тут, конечно, необходимо отметить, что для нелинейных систем разработаны формальные методы

исследования на устойчивость. На практике эти методы неэффективны: результат исследования, конечно, показывает, стабильна система или нет, но рекомендации о том, как исправить положение, мы не получаем. Следовательно, теоретическое исследование системы на устойчивость бывает полезным, но совершенно недостаточным для настройки регуляторов.

Настройка регуляторов - это не только теоретическая область техники, на практике это в какой-то мере даже искусство. Точные параметры объекта, как правило, неизвестны и, кроме того, склонны к дрейфу. Теплофизические параметры низкотемпературных криостатов сильно зависят от величины температуры, особенно это сказывается при гелиевых температурах. Что касается электронной части терморегулятора, то его быстроедействие настолько выше времени реакции криостата, что большого влияния на процессы запаздывания не имеет. Поэтому, если криостат задан, то существенно изменить свойства системы уже нельзя и приходится очень кропотливо подбирать параметры регулирования для устранения генерации и получения оптимальной точности слежения температуры объекта.

2. Термодатчики для низких температур

Как известно, универсальные термодатчики вообще не бывают. Поэтому следует реально оценить действительно необходимый диапазон измерения температур, характер объекта регулирования и другие особенности эксперимента и, исходя из этого, выбрать наиболее оптимальный термодатчик (термометр). Предполагается диапазон рабочих температур от комнатных до гелиевых, объект - образец твердого тела, объем которого от нескольких кубических миллиметров до одного кубического сантиметра и то, что объект с датчиком может быть подвергнут воздействию магнитного поля и ионизирующего излучения.



Р и с. 5. Диаграмма применяемости разных термодатчиков.

Многочисленными исследованиями установлено (см. [7] и рис.5), каким типом датчиков можно пользоваться в различных температурных интервалах. Из приведенной на рис.5 диаграммы видно, что выбрать один датчик для всего интересующего диапазона нелегко.

Кратко рассмотрим положительные и отрицательные стороны некоторых нам доступных термодатчиков - металлических термометров сопротивления, угольных термометров сопротивления, диодных термометров, полупроводниковых термометров сопротивления и термопар.

2.1. Металлические термометры сопротивления

Известно, что сопротивление металлов уменьшается с понижением температуры, притом для интересующего нас низкотемпературного диапазона сопротивление изменяется линейно до $\theta_A/3$ (θ_A - характеристическая температура Дебая).

При более низких температурах сопротивление падает пропорционально T^n , где $n > 1$. При гелиевых температурах сопротивление практически теряет зависимость от температуры, что и ограничивает применение металлических термометров сопротивления [7,8].

Температурный коэффициент сопротивления для большинства чистых металлов составляет 0,004-0,06 град⁻¹; это означает, что изменение сопротивления при изменении температуры на каждый градус будет 0,4-0,6% от величины сопротивления при 273 К.

Наиболее популярные [7] платиновые термометры сопротивления применяются до ~ 10 К, индиевые термометры сопротивления - ~ 35 К, а медные термометры сопротивления - ~ 20 К. Существуют термометры из других металлов [9, 10, 11], однако они не рекомендованы МПТШ-68*. Главным недостатком металлических термометров является их громоздкость и инерционность. Поэтому они непригодны для образцов небольших размеров [12]. Чувствительный элемент эталонного платинового термометра, например, имеет диаметр ~ 5 мм, длину ~ 60 мм, сам элемент помещен в защитную гильзу [7,8]. На показания существенно влияет магнитное поле, что подробнее рассмотрим в подразделе 2.7.

2.2. Полупроводниковые термометры сопротивления

Большое распространение получили рабочие термометры, принцип действия которых основан на зависимости электрического сопротивления полупроводникового материала от температуры [7,13]. Наиболее удобен термометр, чувствительный элемент которого изготовлен из германия. Германиевый термометр является также эталонным для температурного диапазона от 4,2 до 13,81 К. Стабильность эталонного термометра

* Международная практическая температурная шкала, принятая в 1968 году.

10,001 К. В качестве рабочего термометра германиевый может быть использован для более широкого диапазона, а именно, при температуре от 4,2 до 100 К. При использовании нескольких термометров диапазон расширяется даже до 300 К [7].

Такие датчики созданы на основе конскристаллических полупроводников с многокомпонентным легированием; что расширяет рабочий диапазон и повышает чувствительность (по сравнению с чистым полупроводником). Германиевые термодатчики имеют малые габариты: объем $\sim 0,001 \text{ см}^3$, масса чувствительного элемента $\sim 0,001 \text{ г}$, общая масса $\sim 0,01 \text{ г}$ [14-19].

Отрицательные стороны полупроводниковых термометров сопротивления следующие:

а) градуировка индивидуальна, представляется разработчиком в виде таблиц значений $T, R, dR/dT$, являющихся результатом математической аппроксимации термометрических характеристик с помощью ЭВМ;

б) термометр "любит" стационарный режим; случайный перегрев может существенно изменить градуировку;

в) существенно влияние магнитного поля и ионизирующего излучения.

Кроме германия, в качестве термочувствительного элемента используется и другие полупроводниковые материалы [7]. Для иллюстрации технических характеристик в табл. I представлены данные некоторых полупроводниковых термометров, выпускаемых в СССР.

2.3. Диодные датчики температуры

В термометрии могут быть использованы как обратные, так и прямые характеристики диодов и транзисторных p-n-переходов (транзисторные диоды). Однако измерения температуры при помощи обратных токов насыщения встречают определенные трудности, связанные с наличием тока утечки, малым диапазоном рабочих температур и экспоненциальным характером температурной зависимости [20]. Поэтому термометрическим свой-

Таблица I

Технические данные некоторых полупроводниковых термометров

Тип датчика	П а р а м е т р ы									
	Диапа-зон, К	Раб. ток мкА	$\pm T$, К	Чувств. проц./К				R_T макс, Ом	R_T мин, Ом	Мас-са, г
				при 0,5 К	при 4,2 К	при 20 К	при 77 К			
ТСАД2-1	0,5- -100	30	0,05	1000	40	3	3	-	-	0,23
ТСАД2-2	0,5- -100	500	0,05	1000	40	3	3	-	-	0,25
ТСАД2-3	0,5- -100	500	0,05	1000	40	3	3	-	-	0,6
ТСАД3	0,5- -100	30	0,05	1000	40	3	3	-	-	0,23
ТСАД4	0,5- -100	30	0,05	1000	40	3	3	-	-	0,05
КА	77-300	2- -1000	-	-	-	0	-	5-10	(1-5) $\times 10^4$	0,01
КВ	20-300	1-100	-	-	-	-	-	2	(5-8) $\times 10^4$	0,1
КГ	4,2- -300	1- -1000	-	-	-	-	-	2	(4-10) $\times 10^4$	0,01
ВГ	4,2-20	1-100	-	-	-	-	-	5-100	5 $\cdot 10^4$	0,01
КТТ	1,3- -300	0,1- -1000	-	-	-	-	-	0,5-1	10 ⁶	0,01
ГТЗ	0,1- -4,2	0,1- -100	-	-	-	-	-	10-30	5 $\cdot 10^4$	0,01
СТ 7-1 ⁷	77-300	-	-	-	-	-	13	2	18 $\cdot 10^4$	0,05
СТ 17-1	15-100	-	-	-	-	15-30	6-12	0,1- -0,5	5 $\cdot 10^4$	-
ТСГ-3К	30-90	-	0,05	-	-	-	-	-	-	-
ТСГ-1	15-30	-	0,01	-	-	-	-	-	-	-
ТСГ-4К	30-50	-	0,1	-	-	-	-	-	-	-

ством удобнее выбирать изменение падения напряжения от температуры на р-п-переходе, смещенного в прямом направлении постоянным током.

В практической термометрии используют германиевые, кремниевые диоды и транзисторные диоды, а также диоды из арсенида галлия. При этом транзисторные диоды обладают лучшей идентичностью характеристик по сравнению с обычными диодами [20]. В [21] приведены термометрические характеристики ряда диодов, выпускаемых серийно. Все диоды обладают стабильностью показаний около $\pm 0,05$ К при многократном охлаждении. Рекомендуемый диапазон от 15 до 300 К. Средняя чувствительность около 2 мВ/К.

Отрицательной чертой диодов в отличие от большинства транзисторных диодов считается наличие стеклянного, керамического или пластмассового корпусов, что существенно ухудшает тепловой контакт с объектом.

В НИИ физики твердого тела в качестве термодатчиков опробованы транзисторы типа ГТ109, ГТ310, ГТ108, КТ918 (переход коллектор - база). Удобным для создания теплового контакта (металлический корпус и минимальная масса - около 0,1 г) оказался транзистор типа ГТ109. В работах [22-26] показаны свойства и пригодность термодиодов из арсенида галлия для диапазона от 1 до 400 К, средняя чувствительность которых около 2 мВ/К. Разработаны образцы термодиодов с чувствительностью до 100 мВ/К при температурах ниже 20 К. К сожалению, диодные датчики температуры чувствительны к магнитному полю и ионизирующему облучению.

2.4. Угловые термометры сопротивления

Широкое применение в криогенной технике нашли термометры сопротивления на основе углеродистых композиционных резисторов. Эти термодатчики имеют высокую чувствительность, однако область их применения ограничена лишь низкими температурами.

Недостатком угольных термометров следует отметить необходимость в повторной градуировке после каждого нагрева до комнатных температур, а также то, что материал датчика имеет малую теплопроводность. При использовании создаются трудности с обеспечением теплового контакта с объектом [27].

Угольные термометры при прямом контакте с жидким гелием изменяют сопротивление [4], так как сверхтекучий гелий диффундирует в чувствительный элемент. Они не совместимы с высоким вакуумом. Кроме того, сопротивление датчика сильно зависит от измерительного тока из-за нагрева датчика. Поэтому, например, для угольного термометра типа ТКУ-24 при температуре 4,2 К допустимая рассеиваемая мощность не должна превышать 10^{-7} Вт, а уже при температуре ~ 1 К - не более 10^{-11} Вт [28]. Влияние магнитного и ионизирующего излучения незначительно. Свойства угольных термометров подробно рассмотрены в [29-31].

О

2.5. Термопары

Особое значение для измерительной техники имеет термопара. Это заключается в том, что измерения термопарой практически не зависят от какого-либо другого фактора, кроме температуры. К достоинствам относятся также относительная простота изготовления и малая теплоемкость. Однако имеется ряд недостатков: 1) мала величина термо-э.д.с., 2) необходимость поддерживать при постоянной температуре опорный спай термопары, 3) у большинства термопар при гелиевых температурах наблюдается резкий спад чувствительности. Например, чувствительность медь-константановой термопары изменяется так: при 300 К - 40 мкВ/К, 77 К - 16 мкВ/К, 20 К - 5 мкВ/К, 4,2 К - 1,1 мкВ/К, 2 К - 0,6 мкВ/К.

Для измерения гелиевых температур применяются термопары из благородных металлов. В ВНИИТРИ* разработаны таб-

* Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений.

лицы градуирования для термопар из проволоки Au+2,1 ат. %Co/Cu. Чувствительность данной термопары при 4,2 К составляет около 5 мкВ/К [32]. Рекомендуется также сплав Au+ 0,07 ат. %Fe [30]. Воспроизводимость градуирования не хуже $\pm 0,01$ К при телиевых температурах.

Ведутся разработки низкотемпературных термопар на основе новых сплавов из благородных металлов. Для диапазона от 4,2 до 300 К перспективной признана термопара Cu/Cu +0,1 ат. %Fe +0,02 ат. %Li, чувствительность которой при 4,2 К около 10 мкВ/г. ад. Характеристики некоторых низкотемпературных термопар рассмотрены в работах [34-36].

2.6. Новые разновидности термодатчиков

Интерес к низкотемпературной термометрии большой. Предъявляются все более высокие требования к чувствительности, точности и надежности термодатчиков. Для измерения низких температур ищут и находят различные новые термометрические материалы. Во-первых, сплавы, содержащие Co, Fe, Cr, пригодны для изготовления индукционных термометров, которыми можно измерять температуру от 1 до 400 К. Во-вторых, получена стеклокерамика, которой при низких температурах свойственна значительная температурная зависимость диэлектрической удельной проводимости. В-третьих, разработаны термометры, принцип действия которых основывается на зависимости пироэлектрического коэффициента от температуры. Эти датчики имеют малые размеры, высокую воспроизводимость (порядка 0,01 К).

2.7. Влияние сильных магнитных полей на измерение низких температур

Постоянно возрастает количество исследований, требующих точного измерения низких температур в сильных магнитных полях. Но большинство твердотельных датчиков температуры имеют более или менее выраженную зависимость от индукции магнитного поля. В табл.2 даны ориентировочные погрешности измерений температуры в сильных магнитных полях в зависимости от индукции магнитного поля и температуры [40-46]. Рассмотрим влияние магнитных полей для различных типов термодатчиков.

Угольные термометры имеют малые изменения сопротивления и хорошую воспроизводимость. Характеристики не зависят от ориентации магнитного поля относительно термодатчика и направления измерительного тока. Учитывая высокую чувствительность угольных термометров, даже сравнительно большие значения магнитного поля не приводят к большим погрешностям измерения температуры. В ВНИИТРИ созданы термометры сопротивления на основе композиционного углеродного материала с легко учитываемой полевой поправкой, не превышающей 0,3 К при индукции магнитного поля 6 Тл, с воспроизводимостью порядка милликельвинов в гелиевой области температур. Следовательно, угольный термометр сопротивления подходящий датчик в экспериментах, в которых присутствуют сильные магнитные поля.

Германиевые термометры имеют большую чувствительность относительно магнетизма в области низких температур и сильную зависимость этого эффекта от ориентации магнитного поля относительно термодатчика. Поэтому применение германиевых термометров сопротивления в сильных магнитных полях не рекомендуется.

Диодные датчики температуры самые подходящие термометры в умеренных магнитных полях, особенно диоды из арсенида галлия. Кремниевые диоды применимы даже в самых сильных магнитных полях, если температура превышает 20 К. Важна ориентация р-п-перехода относительно магнитного поля.

Таблица 2

Погрешность измерения температуры для
низкотемпературных термометров в магнитных полях
(ориентировочные данные)

Тип термодатчика	T, К	Относительная погрешность измерения температуры $\Delta T / T$, проц.		
		B < 2,5 Тл	B < 8 Тл	B < 14 Тл
Угольные термометры сопротивления (тип сопрот. Allen-Bradlay)	0,5	2-4	5-13	7-20
	1,0	2-4	6-15	9-25
	2,5	1-5	6-18	10-30
	4,2	1-5	5-20	10-35
Германиевые термометры сопротивления	2,0	8	-	-
	4,2	5-20	30-55	60-70
	10	4-15	25-60	60-75
	20	3-20	15-35	50-80
	70	3-10	15-30	25-50
Диодные датчики температуры из Ga As	4,2	2-3	30-50	100-250
	10	1,5-2	25-40	75-200
	20	0,5-1	20-30	60-150
	40	0,2-0,3	4-6	15-30
	80	0,1-0,2	0,5-1	2-5
Диодные датчики температуры из кремния	4,2	75	-	-
	10	20	30	50
	20	4	7	10
	30	3	4	5
	77	0,2	0,5	0,5
Платиновый термометр сопротивления	20	20	100	250
	40	1	5	10
	80	0,5	1	2
Термопара Au+0,07 ат. % Fe/хромель	5	2	10	15
	10	3	20	30
	20	2	15	20
	45	1	5	7
	100	0,1	0,8	-

Металлические термометры сопротивления при гелиевых температурах имеют большое магнитосопротивление. Наблюдается ориентационная зависимость показаний термометра.

Термо-э.д.с. термопар сложным образом зависит от магнитного поля. Наблюдается невоспроизводимость результатов измерений после перемонтажа термометра. Однако по абсолютной величине эта погрешность не превышает $\pm 0,1$ К. При этом влияние магнитного поля существенно уменьшается, если экранировать провода термопары и ориентировать провода перпендикулярно направлению магнитного поля.

Выполненные в ВНИИТРИ обширные исследования низкотемпературных термопар на основе сплавов меди или золота с кобальтом или железом позволили найти такую концентрацию ферромагнитной примеси, при которой в пределах погрешности $\pm 0,1$ К влияние магнитного поля до 6 Тл практически отсутствует.

2.8. Влияние ионизирующего излучения на низкотемпературные термометры

В специальной литературе этот вопрос не получил широкого освещения. При люминесцентных исследованиях часто проводятся эксперименты с рентгеновским облучением объектов. Поэтому проведены испытания полупроводниковых термометров в поле рентгеновского излучения:

1) несколько типов полупроводниковых термометров сопротивления в течение двух часов подвергли облучению рентгеновскими лучами (50 кВ, 10 мА). Оказалось, что изменения результатов отсчета температуры существенны и необратимы и в области 80 К составляют от 3 до 5 К; *

2) облучение транзисторов марки ГТ109 в течение одно-

* Куле В.Л. Воздействие радиации на полупроводниковые термометры сопротивления. Сообщение на 43-ей научной конференции ЛГУ.

го часа (50 кВ, 12 мА) привело к сдвигу градуировки на 2 К в области 80 К. (Излучение из трубки ЕСВ-2 (50 кВ, 10 мА на расстоянии 5 см.)

2.9. Влияние "тепловых наводок" на низкотемпературные датчики

При измерении температуры объекта твердотельным термометром результат представляет лишь некоторое приближение относительно истинной температуры в данном месте. Присутствие датчика изменяет температурное поле в месте его размещения, так как любой подвод (или отвод) тепла к термодатчику дает различные температуры объекта измерения и термометра. Любой термометр измеряет температуру собственного чувствительного элемента. Необходимо свести к минимуму это различие в температурах, для чего требуется хороший тепловой контакт. Но с понижением температуры все труднее становится обеспечение хорошего теплового контакта. Быстро растет фоновое тепловое сопротивление, поэтому следует по возможности лучше использовать электронную теплопроводность. Для этого при соединении металлических деталей важно, чтобы с их поверхностей были удалены окислы и другие неметаллические слои (рекомендуется позолочение поверхностей). Для создания теплового контакта с неметаллическими деталями в качестве теплопроводящих средств применяют разные масла, клеи и пасты.

Существенный источник "тепловых наводок" - подвод тепла по подводящим проводам термодатчика. Частично исключить подвод тепла по проводам возможно достаточной глубиной погружения и размещением проводов вдоль изотермических поверхностей [50, 51]. Другой источник паразитного теплопровода к термометрам сопротивления - это нагрев их измерительным током. По ориентировочным данным [52], при температуре $\sim 4,2$ К мощность, выделяемая измерительным током в датчике с массой около 0,5 г, не должна превышать 10^{-12} Вт, а при

температуре около $1\text{ К} - 10^{-14}\text{ Вт}$. Естественно, мощности, выделяемые всеми остальными источниками, тоже не должны превышать эти величины.

Нелегко устранить паразитный нагрев датчика наведенными высокочастотными излучениями (ВЧ). Наиболее сильными источниками нагрева являются ВЧ-передатчики. Нередко гелиевый криостат требуется поместить в экранированное помещение (в "клетку Фарадея"), а все провода, ведущие в это помещение, должны быть снабжены соответствующими фильтрами. Все источники ВЧ-полей внутри помещения (цифровые измерительные приборы, ЭВМ и даже микрокалькуляторы) должны быть экранированы.

Серьезным источником теплоподвода является тепловое излучение от стен криостата и через окна криостата. Поэтому все каналы, ведущие в область с комнатной температурой, должны быть снабжены радиационными экранами с температурой жидкого гелия.

Трудно устранить источник теплоподвода - механические вибрации. Криостат следует установить на амортизаторах, чтобы исключить влияние вибрации пола. Следует иметь в виду также возможную акустическую связь через газ гелия в линиях возврата гелия (в газопроточных криостатах). Все вакуумные линии должны быть механически развязаны при помощи мягких сильфонов [52] .

В ы в о д ы

Проведенный анализ низкотемпературных термодатчиков применительно к условиям, характерным при люминесцентных исследованиях твердотельных объектов в гелиевых криостатах, показывает, что существует небольшой выбор подходящих термодатчиков. В случаях, когда отсутствуют жесткая ионизирующая радиация и сильные магнитные поля, можно рекомендовать использование диодных термодатчиков, в частности малогабаритных транзисторов в металлическом корпусе. В противоположном

сдвиге требуется применять специальные низкотемпературные термометры, что, конечно, связано с реальными трудностями снабжения.

В заключение необходимо отметить, что, помимо проблем надежности низкотемпературных измерений технического характера, существуют еще более серьезные задачи, связанные с обеспечением абсолютной точности и единства измерений, т.е. с методикой осуществления проверки измерительных средств. А это, как известно [7], требует больших затрат.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тале И.А. Информационные возможности неизотермических спектрально-кинетических люминесцентных методов исследования. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.3-32.
2. Тале И.А. Пути создания и требования к НИС для спектрально-кинетических люминесцентных исследований. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.33-65.
3. Страумен Я.Я., Аболиньш О.Э. Некоторые теоретические и практические вопросы по созданию криогенной аппаратуры. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.95-110.
4. Аболиньш О.Э., Страумен Я.Я., Миллер Д.К., Плаудис А.Э., Тале И.А., Витол И.К., Гурдзинс П.Я. Азотные криостаты. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.116-137.
5. Плаудис А.Э. Построение структурной схемы канала управления в температурном тракте научно-исследовательской системы. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.138-155.
6. Зариньш М.Я., Плаудис А.Э. Терморегулятор малоинерционного азотного криостата. - Учен.зап.Латв.ун-та, 1972, т.170, с.156-177.
7. Орлова М.П. Низкотемпературная термометрия. М., 1975. 160 с.
8. Скотт Р.В. Техника низких температур. М., 1963. 413 с.
9. Гриффин Е.Л. и др. Низкотемпературные тонкопленочные термометры из NiCr. - Приборы для научных исследований, 1974, № 10, с.74-77.

10. Чу Т.К. Применение металлодиодных резисторов при низких температурах. - Приборы для научных исследований, 1975, № 12, с.99.

11. Черенков В.А. и др. Термодатчик на основе резисторного сплава Ni+Mn. - Приборы и техн.эксперимента, 1979, № 6, с.153.

12. Керлин Т.В. и др. Инерционность датчиков температуры. - Приборы и элементы автоматики и вычислительной техники, 1983, № 32, с.1-25.

13. Удалов Н.П. Полупроводниковые датчики. М., 1975. 238 с.

14. Бондаренко Э.Г. и др. Низкотемпературные резисторы. - Электронная промышленность, 1978, вып.2(62), с.12-13.

15. Лотвиненко С.П. и др. Низкотемпературные термометры сопротивления. - Приборы и техн.эксперимента, 1975, № 6, с.283.

16. Андерсон М.С., Свенсон С.А. Характеристики германиевых термометров сопротивления в диапазоне 1-35 К и магнитная температурная шкала университета штата Айова. - Приборы для научных исследований, 1978, № 8, с.3-11.

17. Бесли Л.М. Дальнейшее изучение стабильности германиевых термометров сопротивления при 20 К. - Приборы для научных исследований, 1978, № 8, с.19-24.

18. Рот В.Р. и др. Применение германиевых термометров сопротивления для температур ниже 0,1 К. - Приборы для научных исследований, 1978, № 6, с.136-140.

19. Зиновьева К.Н. и др. Полупроводниковые термометры сопротивления для интервала 0,3-300 К. - Приборы и техн.эксперимента, 1979, № 3, с.214-216.

20. Фогельсон И.Б. Транзисторные термодатчики. М., 1972. 128 с.

21. Безверхняя Н.С. Термометрические характеристики кремниевых полупроводниковых диодов. - Приборы и техн.эксперимента, 1976, № 5, с.278-279.

22. Иванов Л.П. и др. Диоды для измерения температуры. - Приборы и техн.эксперимента, 1976, № 2, с.247.

23. Лотвиненко С.П. и др. Низкотемпературные термодиоды из GaAs, легированного Zn. - Приборы и техн.эксперимента, 1975, № 2, с.219-220.

24. Форстер С.Р., Сандерс Т.М. Применение полевых транзисторов с р-п-переходом из GaAs при низких температурах. - Приборы для научных исследований, 1978, № II, с.105-106.

25. Игнатъев В.К. Термометрические свойства кремниевого транзистора КТ129А и электронная стабилизация температуры в диапазоне 1-300 К. - Приборы и техн.эксперимента, 1983, №1, с.187-190.

26. О'Нил П. и др. Транзисторы в качестве датчиков температуры. - Электроника, 1979, № 21, с.52-58.

27. Стейнбек М. и др. Теплоемкость угольных термометров сопротивления при температурах ниже 1 К. - Приборы для научных исследований, 1978, № 5, с.114.

28. Тяг А.С. и др. Углеродные композиционные термометры сопротивления для области температур ниже 4,2 К. - Приборы и техн.эксперимента, 1984, № 4, с.244.

29. Дутьнев Г.Н. и др. Низкотемпературные термометры сопротивления из углеродистого микрокомпозиционного материала. - Приборы и техн.эксперимента, 1983, № 1, с.186-187.

30. Додсон Б. и др. Низкотемпературные графитные пленочные термометры. - Приборы для научных исследований, 1977, № 3, с.90-92.

31. Ворфолемес С.Ф. и др. Широкодиапазонные углеродные термометры для низких температур. - Приборы и техн.эксперимента, 1977, № 1, с.262-264.

32. Медведьева Л.А. и др. Термопара для измерения низких температур. - Приборы и техн.эксперимента, 1970, № 5, с.208-210.

33. Медведьева Л.А. и др. Исследование тепловых и магнитных свойств веществ при низких температурах. - Труды ВНИИМТРИ, 1973, вып.4.(34).

34. Гололобов Е.М. и др. Термоэлектрические свойства низкотемпературной термопары Pd+Cr+Os / Cu+Fe. - Приборы и техн.эксперимента, 1983, № 1, с.190-191.

35. Бейлин В.М. и др. Термопара для низких температур с электродом из сплава медь+железо. - Приборы и техн.эксперимента, 1972, № 6, с.215-216.

36. Бейлин В.М. и др. Высокочувствительная термопара Pd+Cr+Ru / Au+Fe для измерения температур 2-200 К. - Приборы и техн.эксперимента, 1976, № 1, с.229-230.

37. Марч И.Ф. и др. Сплавы палладия-платина-золото для прецизионных низкотемпературных резисторов. - Приборы для научных исследований, 1979, № 5, с.100-103.

38. Марч И.Ф. и др. Сплавы на основе меди для низкотемпературных термометров сопротивления. - Контрольно-измерительная техника, 1976, № 6, с.25-28.

39. Ибрагимов Р.Ш. и др. Низкотемпературные резистивные датчики на основе монокристаллических слоев раствора $Ge+Si$ на керамике. - Приборы и техн.эксперимента, 1978, № 4, с.268-270.

40. Сэмпл Н.Н. и др. Средства и методы измерения низких температур в сильных магнитных полях. - Контрольно-измерительная техника, 1978, № 31, с.15-35.

41. Сэмпл Н.Н. и др. Измерения низких температур в сильных магнитных полях. - Приборы для научных исследований, 1974, № II, с.86-88.

42. Сэмпл Н.Н. и др. Низкотемпературная термометрия в сильных магнитных полях. - Приборы для научных исследований, 1982, № 8, с. 9-14.

43. Нотон М.Я. и др. Термометрия в сильных магнитных полях при низких температурах. - Приборы для научных исследований, 1983, № II, с.100-104.

44. Чжанг С.К. Коэффициент термо-э.д.с. некоторых проволок для низкотемпературных термопар в сильном поперечном магнитном поле. - Приборы для научных исследований, 1974, № 8, с.7-12.

45. Макдональд Д.В. Погрешность измерения температуры, вызванная влиянием на термопару переменного магнитного поля. - Приборы для научных исследований, 1977, № 8, с.170-171.

46. Колли Т.Г. и др. Погрешности термопар, вызванных магнитным полем. - Приборы для научных исследований, 1977, № 5, с.14-23.

47. Абилов Г.С. и др. Аппаратура для градуировки низкотемпературных термометров в присутствии сильных магнитных полей. - Измерительная техника, 1980, № 2, с.28-31.

48. Абилов Г.С. и др. Влияние магнитного поля на термо-э.д.с. низкотемпературных термопар. - Приборы и техн. эксперимента, 1983, № I, с.193-194.

49. Кульба И.Н. и др. Термометр сопротивления для измерения низких температур в присутствии сильных магнитных полей. - Приборы и системы управления, 1978, № 6, с.39-40.

50. Смитх В.С. и др. Ошибки температурных измерений вследствие стока тепла от чувствительной части датчика по проводящим проводам. - Труды Американского общества инженеров-механиков, 1976, № 3, с.162-167.

51. Годдретт Е. и др. Влияние тепловых утечек при измерении температуры платиновым термометром сопротивления. - Приборы для научных исследований, 1980, № 3, с.104-108.

52. Андерсон А.С. Аппаратура для исследования при температурах ниже 1 К. - Приборы для научных исследований, 1980, № 12, с.3-17.

Статья поступила 18 февраля 1985 года

СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ БЛОКИ ПИТАНИЯ ДЛЯ ИСТОЧНИКОВ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО, ВИДИМОГО И ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.А.Кристин, С.А.Елабис

НИИ физики твердого тела ДГУ им. Петра Стучки

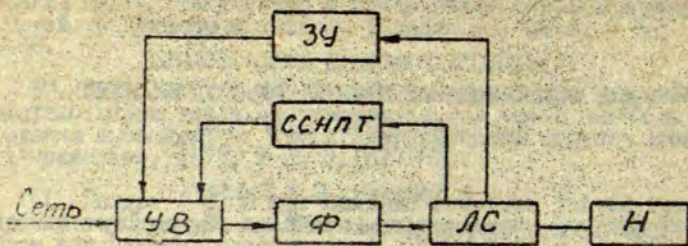
Сообщается о принципах построения специализированных блоков питания на базе галогенных ламп накаливания, силовых инфракрасных излучателей (глобаров) и плазмотронов с горячим катодом. Предлагаются новые конструктивные исполнения наиболее ответственных узлов блоков питания. Приводятся технические данные разработанных блоков питания, а также некоторые характерные особенности эксплуатации используемых совместно с ними излучателей.

Принципы построения блоков питания (БП) для источников ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения обсуждены в работе [1]. Сейчас мы имеем ряд вновь разработанных БП, а прежние схемные решения подверглись существенной модернизации, цель которой - дальнейшее повышение надежности БП, повышение технологичности их изготовления и упрощение обслуживания и настройки.

В новых разработках, так же как и в прежних, используется принцип предварительной стабилизации напряжения на проходном транзисторе линейного стабилизатора. Структурная схема БП изображена на рис.1.

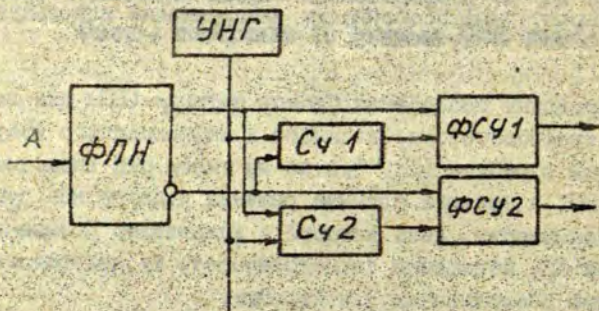
Кратко рассмотрим устройство наиболее ответственных вновь разработанных узлов БП, конструктивное исполнение которых существенно отличается от описанных в [1].

Принципиально другое устройство имеет узел ССНП [2] (см.рис.2). Синусоидальное напряжение соответствующей фазы с помощью ФН преобразуется в синфазное ему прямоугольное напряжение, размах которого соответствует логическим уров-



и с. 1. Структурная схема блоков питания.

УВ - управляемый выпрямитель, ЗУ - защитное устройство, ССНПТ - система слежения за напряжением на проходном транзисторе, Ф - фильтр, ЛС - линейный стабилизатор, Н - нагрузка.



Р и с. 2. Система слежения за напряжением на проходном транзисторе (один канал).

ФЛН - формирователь прямоугольного напряжения из синусоидального, УНГ - управляемый напряжением генератор, Сч1 и Сч2 - счетчики, ФСЧ1 и ФСЧ2 - формирователи сигналов управления.

нам применяемых интегральных схем. При появлении на прямом выходе ФЛН уровня логической "1" снимается блокировка с первого входа ФСЧ1, который при этом подготавливается к срабатыванию, а по входу сброса блокирует счетчик проти-

вофазного канала СЧ2. Одновременно с этим на инверсном выходе ФТН появляется уровень логического "0", который разрешает счет счетчику СЧ1 и блокирует ФСУ2 противофазного канала. СЧ1 начинает сосчитывать импульсы УНГ и при заполнении импульсом переноса запускает ФСУ1, включающий в свою очередь соответствующий ему тиристор УВ. Управляющий сигнал с ФСУ1 длится до тех пор, пока на прямом выходе ФПН не появится уровень логического "0", выключающий ФСУ1, а это происходит при переходе соответствующего фазного напряжения через ноль.

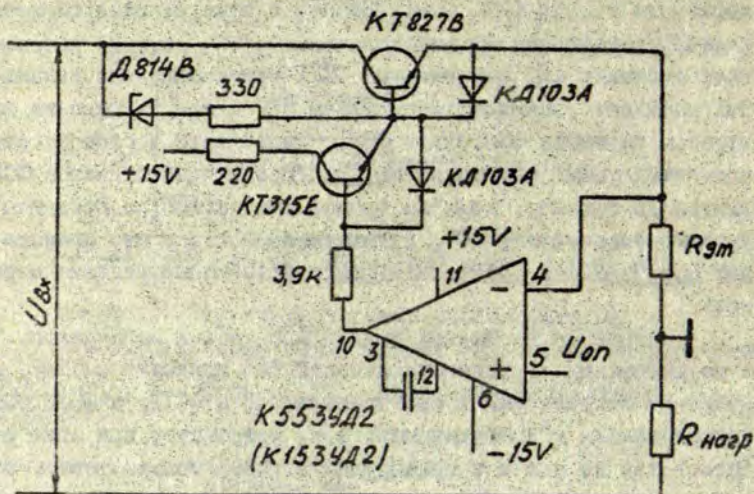
Появление на прямом выходе ФПН уровня логического "0", а на инверсном - уровня логической "1" приводит к тому, что начинает считать СЧ2 и блокируется СЧ1 и ФСУ1, а ФСУ2 подготавливается к срабатыванию, т.е. устройство при этом работает так же как и в предыдущем случае, только теперь обрабатывается угол управления для противофазного тиристора данной фазы.

Угол управления зависит от частоты УНГ, сигналом управления которого является напряжение на проходном транзисторе.

Если применяется полууправляемый выпрямитель (т.е. такой, когда в полностью управляемом выпрямителе три вентиля, управляемые внешним сигналом, заменены тремя неуправляемыми вентилями), то СЧ2, ФСУ2 и соответствующие связи из схемы исключаются.

В последние годы появились высокостабильные операционные усилители. Это позволило применять их в линейных стабилизаторах в качестве усилителей обратной связи. Типичная принципиальная схема линейного стабилизатора тока с применением операционного усилителя типа К5534Д2 (153УД2) приведена на рис.3. Линейный стабилизатор напряжения отличается от изображенного на рис.3 лишь конструкцией входной цепи операционного усилителя и отсутствием эталонного резистора.

В новых разработках (3 устройство защиты от пропадания фаз позволяет защищать БП не только от пропадания фаз, но и от локальных неисправностей самого БП или за-



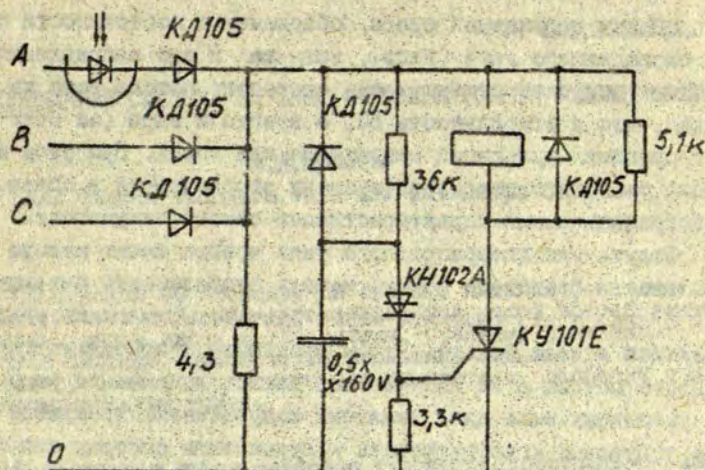
Р и с. 3. Принципиальная схема линейного стабилизатора тока.

грузки, а именно от перенапряжений и нагрузке, от короткого замыкания на нагрузке и от перегрузки БП. Принцип действия такого устройства основан на том, что в ранее разработанное [1,4] устройство защиты от пропадания фаз, содержащее выпрямитель и блок контроля, между выпрямителем и блоком контроля вводится один или более тиристорных оптронов, цепь управления которых подключена к датчикам локальной защиты (рис.4). Срабатывание любого датчика локальной защиты создает на входе блока контроля ситуацию, аналогичную пропаданию фазы, и БП отключается от сети или же производится запаривание УВ и обесточивание нагрузки.

Основные параметры вновьразработанных БП для источников ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения нами приводятся в сводной таблице.

Следует заметить, что не существует однозначной зависимости стабильности светового потока от стабильности БП. Практически излучатели накального типа при соответствующих условиях эксплуатации (идеальное состояние токоведущих линий и контактных соединений между БП и излучателем, термо-

А0У103Б



Р и с. 4. Датчик защиты.

Т а б л и ц а

Основные параметры блока питания

Параметры блока	Тип излучателя			
	плазмотрон	глобар	КГМ12-100	КГМ30-300
Ток накала, А	20	-	-	-
Ток нагрузки, А, (макс.)	10	8	9	10
Напряжение на нагрузке, В	30-200	10-60	12	12; 24; 30
Нестабильность тока	$< \pm 0,5\%$	$< \pm 0,1\%$	-	-
Нестабильность напряжения	-	-	$< \pm 0,025\%$	$< \pm 0,2\%$
Пульсации $U_{внл}$, мВ	-	-	$< 1,5$	< 15
Температурный уход, $U_{внл}$, мВ/°С	-	-	2,0	2,0
Потребляемая мощность, ВА	1000	550	200	500
Сеть, 50 Гц	380 Вх3	380 Вх3	220 В	380 Вх3
Вес, кг	50	35	18	30

стабилизацию окружающей среды, обеспечение постоянности потока охлаждающего газа (напр., воздуха и его направления) позволяют получить стабильность светового потока того же порядка, что и стабильность БП, а иногда и выше (за счет интерприрования пульсаций напряжения или тока). При этом изменения светового потока во времени определяются в основном деградиционными характеристиками самого излучателя.

Излучатели газоразрядного типа всегда имеют худшую стабильность светового потока нежели стабильность питающего их блока, это различие может достигать значения одного порядка и даже больше. Чтобы уменьшить нестабильность светового потока этих излучателей помимо выполнения условий, указанных выше для накальных излучателей, требуется особо тщательно конструировать и отлаживать систему светосбора.

Параметры БП, описанные в настоящей работе и в работе [1], таковы, что в большинстве практических случаев вклад их нестабильностей в результирующий световой поток существенно меньше, чем вклад всех остальных дестабилизирующих факторов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кристин А.А., Жлабис С.А., Вайнбергс Ю.К. Специализированные блоки питания для источников света, применяемых в научно-исследовательских системах. - В кн.: Кибернетизация научного эксперимента, 8, Рига, 1978, с.125-138.

2. А.с. № 928601 (СССР). Жлабис С.А. Способ управления вентиляемым преобразователем и устройство для его осуществления. - Бюлл.изобрет., 1982, № 18.

3. А.с. № 843083 (СССР). Кристин А.А. Устройство для защиты трехфазной нагрузки от аномальных режимов работы. - Бюлл.изобрет., 1981, № 24.

4. А.с. № 558342 (СССР). Кристин А.А. Устройство для контроля пропадания одной и более фаз. - Бюлл.изобрет., 1977, № 18.

Статья поступила 17 декабря 1984 года.

ЭКОНОМИЧНАЯ СИСТЕМА ПИТАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ

А. А. Кристин

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Сообщается об экономичной системе питания фотоэлектронных умножителей. Она характеризуется малой потребляемой мощностью, малым весом и габаритами. Практика показывает, что такая система способствует повышению надежности и стабильности работы фотоэлектронного умножителя, особенно при повышенных анодных токах.

В настоящее время наиболее широко распространена система питания фотоэлектронных умножителей (ф.э.у.), содержащая источник высокого напряжения и делитель, с которого подается питание на диоды ф.э.у. [1]. Для обеспечения работы ф.э.у. в линейном режиме по этой системе требуется, чтобы ток, протекающий через делитель, был по крайней мере на порядок больше тока анода ф.э.у. Для достижения линейности порядка 1-2 % ток через делитель должен быть уже в 100-500 раз больше рабочего тока анода ф.э.у. Таким образом эта система питания обладает чрезвычайно низким к.п.д. и требует больших по габаритам и мощности источников питания.

Несоблюдение указанного выше условия может привести к весьма существенным ошибкам в измерениях. При этом на начальной участке зависимости изменения коэффициента усиления от среднего тока анода изменение (увеличение) коэффициента усиления ф.э.у. можно определить по формуле [2]:

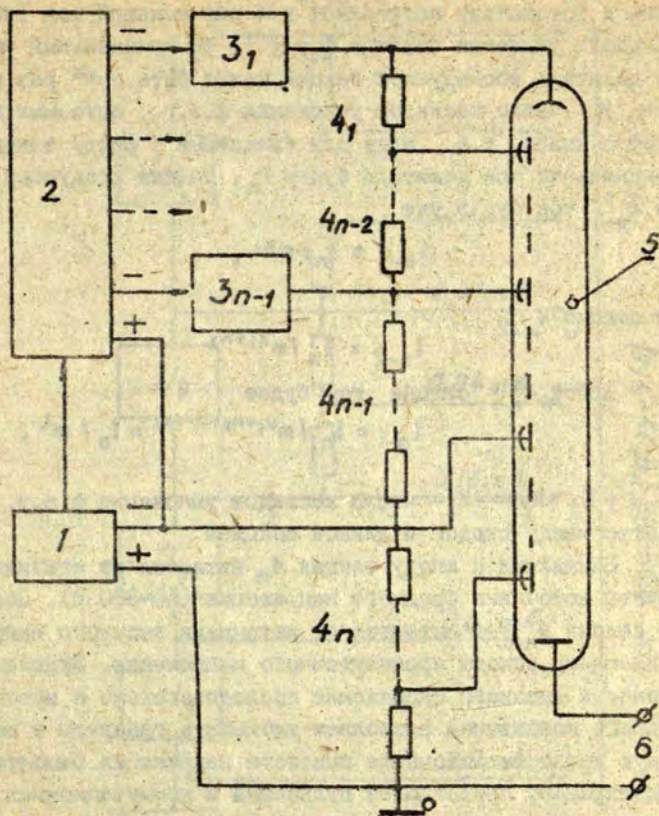
$$K(I_{cp}) \approx K_0 (1 + I_{cp} / I_0),$$

где $K(I_{cp})$ - коэффициент усиления ф.э.у. при среднем анодном токе, K_0 - начальный коэффициент усиления ф.э.у., I_0 - начальный ток делителя. Такое изменение обусловлено сниже-

нием напряжения на последних диодах (в основном на промежутке последний диод - анод) за счет шунтирующего эффекта тока между последними диодами и анодами и соответствующего возрастания остальных междиодных потенциалов. При токе $I_{cp} > 0,1 I$ коэффициент усиления $K(I_{cp})$ перестает подчиняться приведенной выше формуле, линейность усиления резко ухудшается, что выражается в том, что $K(I_{cp})$ изменяется в несколько раз, причем как в большую, так и в меньшую сторону, а изменения имеют довольно сложный характер. К тому же при увеличении и уменьшении тока анода I_{cp} в изменениях $K(I_{cp})$ наблюдается гистерезис [3]. Таким образом изложенное, несомненно, следует учитывать при проектировании измерительных систем с ф.э.у. и источников питания для последних.

Кроме классической, известны и другие системы питания ф.э.у., в том числе и экономичные. Например, в системе питания [4] предлагается использовать источник среднего напряжения, коммутатор и умножитель напряжения с числом каскадов, равным числу междиодных промежутков ф.э.у. Известно, однако, что умножители напряжения хорошо работают только практически ненагруженными и уже при незначительных потребляемых токах на выходах умножителя напряжения появляются недопустимо высокие пульсации с частотой накачки умножителя, которые вызывают ухудшение амплитудного разрешения ф.э.у.

Далее рассматривается система питания ф.э.у. (см.рис.1), в известной мере свободная от вышеупомянутых недостатков. Она характеризуется тем, что делитель напряжения разбит на секции, ближайшая к аноду секция питается от источника среднего напряжения, последующие секции через фильтры подключены к выходам источника высокого напряжения, причем выходные напряжения этого источника изменяются пропорционально изменениям напряжения источника среднего напряжения, а сам источник высокого напряжения включен последовательно с источником среднего напряжения. Предлагаемая система содержит (см.схему на рис.1) источник среднего напряжения 1, источник высокого напряжения 2, фильтры Z_1-Z_{n-1} , делитель



Р и с.1. Структурная схема системы питания фотоэлектронного умножителя.

напряжения, состоящий из секций $4_1 - 4_n$, фотоэлектронный умножитель 5. Выходной сигнал снимается с клемм 6.

Наибольший ток потребляет ближайший к аноду диод ф.э.у. В классической системе питания [1] номинальный ток через делитель определяется именно этим током. В предлагаемой системе питания ф.э.у. ток через делитель ближайшей к аноду секции 4 определяется из тех же соображений. Но, так как по сравнению с предыдущим каждый последующий диод в направ-

лени и фотокатоду потребляет в m раз меньший ток (m - коэффициент усиления каскада ф.э.у.), то номинальный ток через делитель последующей секции может быть в m^K раз меньше. Здесь K - число каскадов умножения ф.э.у., питаемых предыдущей секцией, т.е. если для ближайшей к аноду секции 4_n номинальный ток делителя будет I_n , то для следующей секции 4_{n-1} ток будет уже

$$I_{n-1} = I_n / m^{K_1},$$

для секции 4_{n-2}

$$I_{n-2} = I_n / m^{K_1+K_2}$$

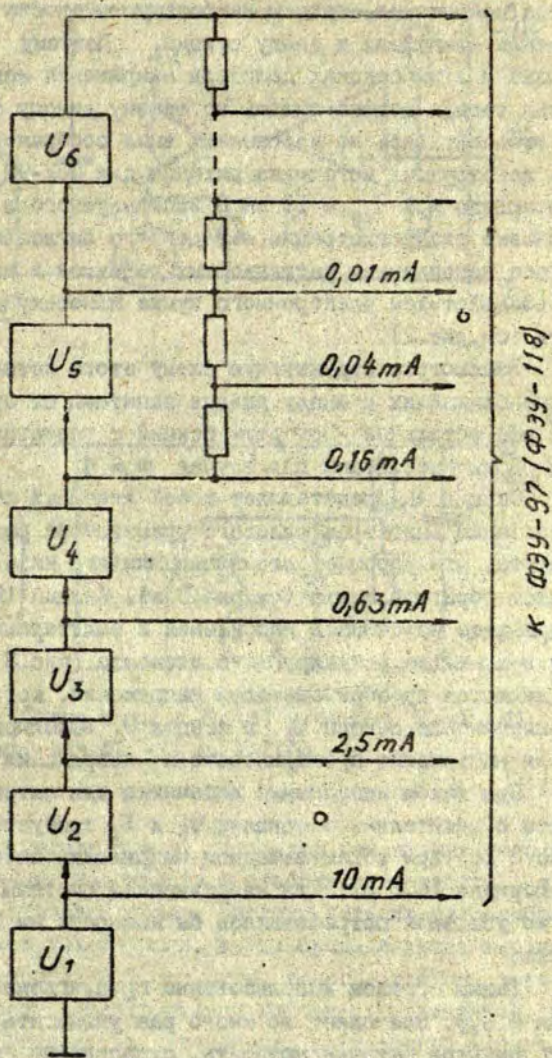
и для любой 4_{n-i} секции ток будет

$$I_{n-i} = I_n / m^{K_1+K_2+\dots+K_i} = I_n / m^i,$$

где $i = K_1 + K_2 + \dots + K_i$ - число каскадов умножения ф.э.у. на участке между анодом и данной секцией.

Ближайшая к аноду секция 4_n питается от стабилизированного источника среднего напряжения (50-300 В). Последующие секции 4_{n-1} - 4 питаются от источника высокого напряжения 2, имеющего выходы промежуточного напряжения. Включение источника высокого напряжения последовательно с источником среднего напряжения позволяет уменьшить габариты и потребляемую мощность источника высокого напряжения. Фильтры 3_1 - 3_{n-1} предотвращают прохождение пульсаций и коммутационных помех с источника высокого напряжения к диодам ф.э.у. Изменение выходного напряжения источника высокого напряжения пропорционально изменению напряжения источника среднего напряжения обеспечивает возможность в широких пределах плавно изменять коэффициент усиления ф.э.у. за счет изменения общего напряжения, приложенного к ф.э.у.

Число секций делителя напряжения и число питаемых каждой секцией каскадов ф.э.у. определяется в каждом конкретном случае, исходя из типа ф.э.у. и его конкретного применения. При этом нужно принимать во внимание то, что большая часть мощности, потребляемой от источника среднего и источника высокого напряжения рассеивается на резисторах де-



Р и с. 2. Структурная схема источника питания для ФЭУ-97 (ФЭУ-118).

лителя напряжения, причем наибольшую мощность рассеивает делитель ближайших к аноду секций. Поэтому целесообразно в этих секциях делители напряжения исключить, т.е. каждая секция должна питать по одному диоду ф.э.у.

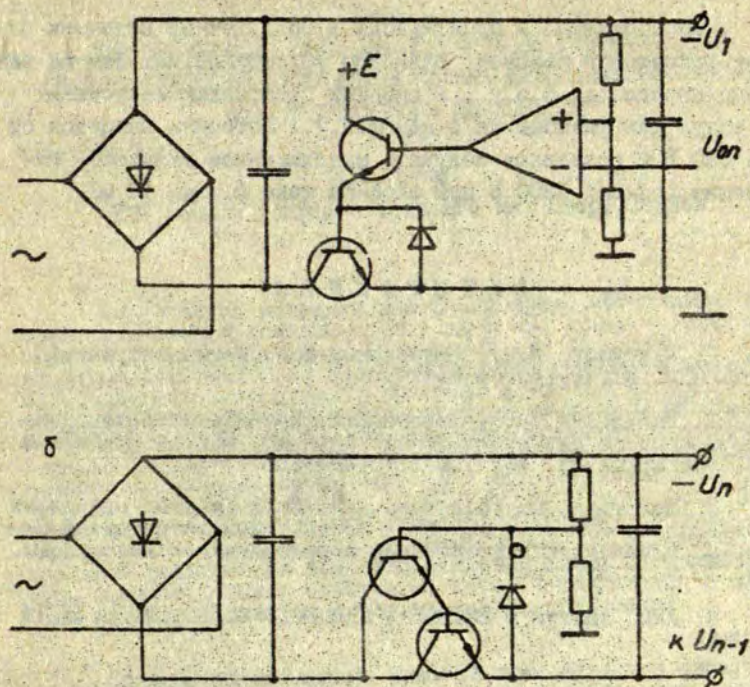
Основываясь на изложенных выше соображениях была создана конструкция источника питания для ФЭУ-97 (ФЭУ-118), работающего при $I_{ср} = 10$ мА и используемого в измерительной установке для регистрации наведенного поглощения, обусловленного накоплением радиационных дефектов в твердых телах под воздействием электронного пучка наносекундной длительности (см. рис. 2).

Рассмотрим структурную схему этого источника питания. Четыре ближайших к аноду диода запитаны от отдельных секций, все остальные - от двух секций с резистивными делителями. Токи рассчитаны для случая $m = 4$.

Секция U_1 представляет собой линейный стабилизатор с газомонным эмиттером силового транзистора регулирующего элемента, что упрощает его согласование с низковольтным усилителем обратной связи (см. рис. 3, а). Секции $U_2 - U_4$ выполнены в виде источников напряжения с эмиттерными повторителями в качестве регулирующего элемента (рис. 3, б). Секция U_5 является преобразователем напряжения, который питается от выпрямителя секции U_1 , а секция U_6 выполнена в виде умножителя напряжения преобразователя напряжения секции U_5 .

При таком исполнении источника для питания ф.э.у. вместе с делителями в секциях U_5 и U_6 требуется мощность менее 2 Вт (при общем выходном напряжении источника питания порядка 1600 В). Для классической системы питания при тех же условиях потребовалась бы мощность на 2-3 порядка больше.

Таким образом использование предлагаемой системы питания ф.э.у. позволяет во много раз уменьшить потребляемую от источников питания мощность, существенно уменьшить их габариты и вес при сохранении условий для работы ф.э.у. в линейном режиме и при высоком амплитудном разрешении. Кроме того, предлагаемая система питания ф.э.у. предотвращает



Р и с. 3. Схема секции U_1 (а) и секций $U_2 - U_4$ (б) источника питания для ЦСУ-97 (ЦСУ-118).

излишний нагрев цоколя ф.э.у. делителем напряжения, что способствует повышению надежности и стабильности работы ф.э.у., уменьшению его темновых токов. Систему питания целесообразно использовать в тех случаях, когда предъявляются жесткие требования к потребляемой мощности, весогабаритным показателям и точности регистрируемой информации, например, в специальных измерительных установках, портативной аппаратуре и т.п.

Разработанный и практически изготовленный источник питания размещен в корпусе размером 90x180x260 мм. Там же размещено гнездо для ф.э.у., а снаружи прикреплен светозащитный колух для размещения в нем ф.э.у.. Источник питается от сети 220 В и позволяет получать максимальное выходное напряжение (общее) 1800 В при анодном токе ф.э.у. 10 мА.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Анисимова И.И., Глуховский В.М. Фотоэлектронные умножители. М., 1974. 64 с.
2. Басиладзе С.Г., Иванов В.И. Питание фотоэлектронного умножителя для работы с частотой 100 МГц. - Приборы и техн. эксперимента, 1976, № 3, с.175-178.
3. Кристиан А.А., Вейнберг Ю.К. Исследование некоторых характеристик ФЭУ-93 и ФЭУ-97. - В кн.: Опыт и методика изотопно-геохимических исследований в Прибалтике и Белоруссии. Рига, 1975, с.33.
4. Акц. заявка № 2213585, МКИ Н01j 43/30, Н01j 39/14 Франция.

Статья поступила 31 октября 1985 года.

МЕТОДИКА СОВМЕЩЕННОГО ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ И ЛУМИНЕСЦЕНЦИИ КРИСТАЛЛОВ MgO НА ДЛИННОВОЛНОВОМ КРАЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

З.А.Рачко

НИИ физики твердого тела ЛГУ им. Петра Стучки

Описывается методика для измерений относительных спектров отражения в диапазоне от 7 до 8 эВ, легко осуществляемых на экспериментальных установках для исследования катодолюминесценции кристаллофосфоров при низких температурах в ВУФ-диапазоне спектра. В качестве источника излучения применяется собственная катодолюминесценция кристаллического $\alpha-Al_2O_3$ в полосе при 7,5 эВ. Методика применяется для исследования экситонных явлений в длинноволновой области собственного поглощения кристаллов MgO , что позволило совместить измерения спектров люминесценции и отражения на одной установке в идентичных условиях. С использованием приведенной методики был исключен вклад систематических погрешностей спектральной размерности при относительных сопоставлениях спектров люминесценции и отражения, который создавался в случаях измерения этих спектров на разных установках.

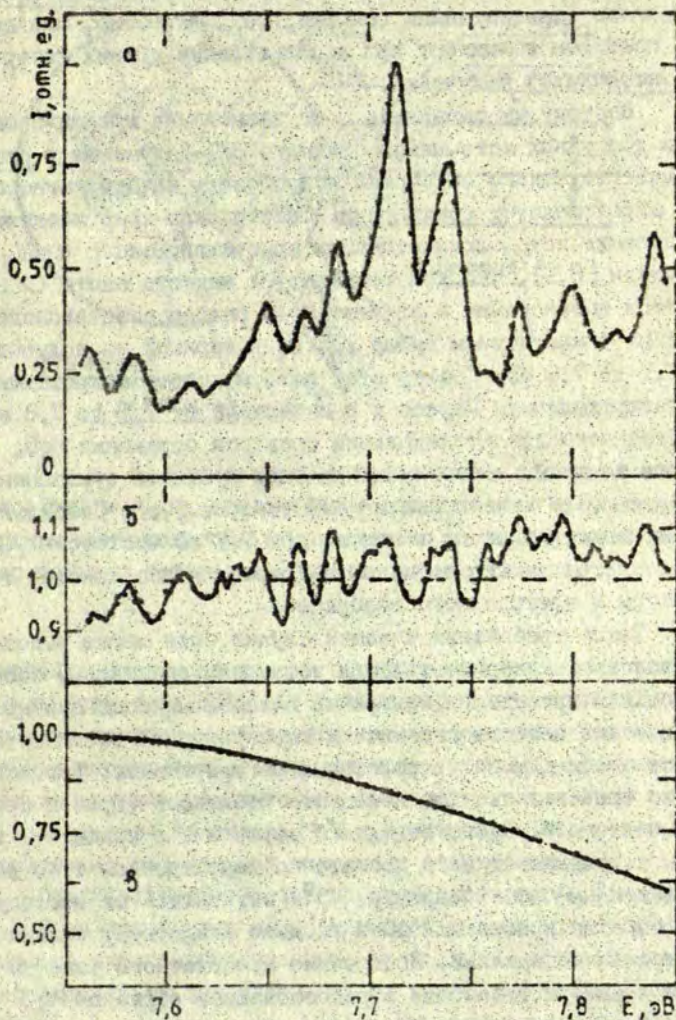
Объяснения механизма краевой люминесценции экситонов в кристаллах MgO в ВУФ-интервале от 7,5 до 7,8 эВ главным образом базируются на фактах обнаружения корреляции спектров отражения и люминесценции [1-5]. Эти спектры имеют тонкую структуру, что выявляется при спектральном разрешении не хуже 10 нмВ. Для достоверного сопоставления экстремумов на экспериментально снятых спектрах отражения и люминесценции необходимо, во-первых, обеспечить приязку шкал спектральной размерности с точностью, не меньшей спектрального разрешения. Во-вторых, относительные погрешности измерения интенсивности излучения для каждого элемента спектра требуется свести до уровня, позволяющего надежно выделить структуру спектра. Но, как известно [1-5], спектры отражения и люминесценции сняты на разных установках без

указания доверительных границ погрешностей. Поэтому произвести точное сопоставление невозможно. Относительные погрешности сопоставления спектров приводят к неоднозначности в возможных разъяснениях механизма образования и распада экситонов в кристаллах MgO.

Чтобы исключить погрешности сдвига шкал спектральной размерности, мы задались целью объединить измерения спектров люминесценции и отражения на одной экспериментальной установке. Для этого необходимо было разработать методку измерения спектров отражения, позволяющую без больших технических затрат дополнить установку, созданную и постепенно усовершенствованную для спектрально-кинетических исследований катодолуминесценции в ВУФ-области [5-7].

Попытка применить в качестве источника излучения дейтериевую дуговую лампу с окном из LiF оказалась безуспешной, что, по нашему мнению, объяснимо следующими факторами. Во-первых, спектр дейтериевых ламп в интервале от 7 до 8 эВ сложный. Он имеет узкие линии и полосы со значительными перепадами интенсивности в пределах одного порядка величины (см. рис. I, а). Во-вторых, низка стабильность дугового разряда. Трудно выявлять и предотвращать дрейфы интенсивности излучения, особенно кратковременные, так как спектр измеряется последовательно по точкам сканированием монохроматором. В-третьих, серьезные технические проблемы возникают при обеспечении необходимой идентичности ввода непосредственного и отраженного от поверхности кристалла излучения лампы в измерительный канал, что требуется для нахождения относительного спектра отражения. Небольшие сдвиги положения дуги от начальной ориентации относительно апертуры монохроматора приводят к изменению регистрируемого спектра. Это является следствием спектральной неоднородности излучения по объему дуги и значительного астигматизма монохроматора с вогнутой дифракционной решеткой.

Итак, при использовании дейтериевой лампы нам не удалось получить надежные результаты измерения спектров отражения с разрешением не хуже 10 мэВ. Случайные погреш-



Р и с. 1. Спектры в интервале от 7,55 до 7,8 эВ с разрешением 7 мэВ.

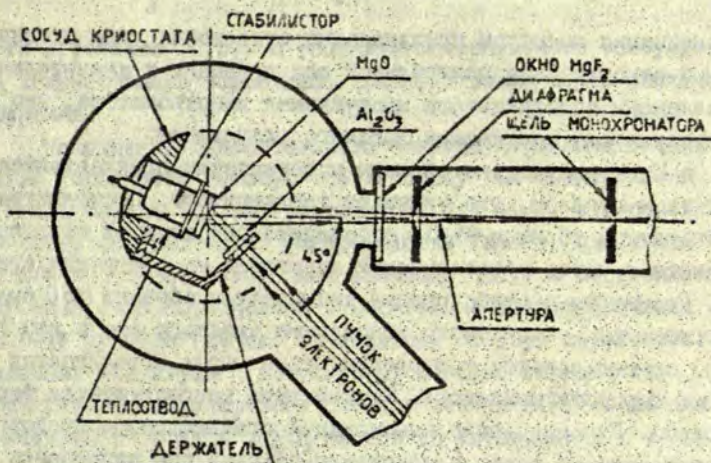
а - излучение дейтериевой разрядной лампы с окном из LiF; б - относительные изменения интенсивности двух измерений спектров дейтериевой лампы, снятых последовательно через один час работы лампы; в - катодолюминесценция кристалла Al_2O_3 при температуре 30 К (точки - экспериментальные значения, сплошная линия - кривая функции Гаусса).

ности превышали 10% даже при повторных измерениях непосредственного спектра лампы (см. рис. 1, б). Известно, что подобные проблемы возникают при использовании других газоразрядных источников излучения.

Поэтому мы оказались от применения традиционных и нами доступных источников ближнего ВУФ-излучения и решили в качестве такого источника испробовать катодолуминесценцию широкощелевых соединений. Спектрально-кинетические исследования катодолуминесценции кристаллического α - Al_2O_3 показали [8,9], что при температуре жидкого азота (и ниже) имеется интенсивная и элементарная полоса собственного излучения с максимумом около 7,5 эВ и шириной на полувысоте от 7,1 до 7,9 эВ. Спектр этой полосы хорошо аппроксимируется распределением Гаусса и в интервале от 7,5 до 7,8 эВ, необходимого для исследований спектров отражения MgO , является гладкой, монотонно спадающей функцией с изменением интенсивности меньше чем на 40% (см. рис. 1, в). Стабильность интенсивности эмиссии в полосе при 7,5 эВ чистого Al_2O_3 определяется только степенью поддержания постоянства температуры и электронного возбуждения.

Такие требования в нашем случае были легко выполнимы, так как экспериментальная установка специально создавалась для проведения измерений катодолуминесценции кристаллических веществ при низких температурах и укомплектовывалась необходимыми устройствами регулирования. Дополнительно требовалось лишь поместить небольшой образец кристаллического Al_2O_3 на отдельный держатель в криостате так, чтобы излучение от него достаточно качественно, т.е. под определенным углом (например, 45°) отражалось от исследуемого образца кристалла MgO и входило в апертуру канала спектрального анализа. Построение криостатного узла вакуумной камеры установки с расположением образцов MgO и Al_2O_3 относительно электронного прожектора и апертуры монохроматора схематически изображено на рис. 2.

Исследуемый кристалл MgO располагается против апертуры монохроматора и крепится к нагревателю, в качестве которо-



Р и с. 2. Схематическое изображение расположения образцов MgO и Al_2O_3 относительно электронного прожектора и апертуры монохроматора в криостатном узле вакуумной камеры измерительной установки (горизонтальное сечение).

го используется механически обработанный стабилизатор средней мощности типа Д815. Последний через ограниченный теплосвязь тонкостенной трубки из нержавеющей стали подсоединен к сосуду хладагента для того, чтобы осуществить терморегулирование промежуточных температур. Нормаль к внешней поверхности кристалла MgO ориентирована под углом $22,5^\circ$ относительно центральной оси входа монохроматора.

Отшлифованный образец кристаллического Al_2O_3 толщиной $0,3$ мм помещается на держателе с расчетом, чтобы излучение его катодолюминесценции, проходящее через образец, могло отражаться под углом 45° от кристалла MgO и попасть в апертуру монохроматора. Пространственный угол входной апертуры монохроматора ограничивается и фиксируется диафрагмой. Таким путем достигается уменьшение возможных погрешностей от аппаратного искажения спектрального разрешения вследствие астigmatизма дифракционной решетки. Без

ограничения апертуры произвольные отклонения угла входных лучей относительно центральной оси приводят к значительным искажениям спектрального пропускания монохроматора, что недопустимо для достижения высокого разрешения.

Кристаллические образцы к держателям приклеиваются индиевым припаяем, что улучшает теплоконтакт. Постоянство температуры образца Al_2O_3 обеспечивается хорошей теплопроводностью через металлический держатель на сосуд хладагента. Повышение и стабилизация температуры образца MgO выше температуры криоагента (жидкого азота или гелия) осуществляется управлением тока через стабилизатор от блока термостабилизатора. Температура контролируется термопарой. Герметическая конструкция стабилизатора предотвращает выделение газов и ухудшение вакуума при нагревании, что характерно для негерметичных нагревателей. Кроме того, стабилизатор имеет небольшую теплоемкость и хорошую теплопроводность, а это важно для достижения высокой точности при автоматическом регулировании температуры образца.

Пучок электронного прожектора перемещаем при помощи электромагнитной отклоняющей системы. При измерениях спектра отражения пучок электронов фокусируется на образец Al_2O_3 так, чтобы его катодolumинесценция максимально отражалась от поверхности кристалла MgO и падала в измерительный канал. Для измерения катодolumинесценции MgO пучок фокусируется непосредственно на исследуемый образец, при этом держатель с образцом Al_2O_3 сдвигается.

Следует отметить, что в начальном варианте нами было испробовано другое расположение образца Al_2O_3 относительно образца MgO , когда для измерения спектров отражения использовалось излучение Al_2O_3 с той поверхности, которая облучалась электронами. В таком варианте при измерении спектров катодolumинесценции MgO держатель с образцом Al_2O_3 не препятствовал прохождению электронного пучка. Однако при измерении спектров отражения на отраженное излучение накладывалась слабая люминесценция MgO , возникающая из-за возбуждения образца MgO рассеянными электронами от поверх-

ности кристалла Al_2O_3 . В результате паразитного возбуждения люминесценции искажалась длинноволновая часть спектра отражения.

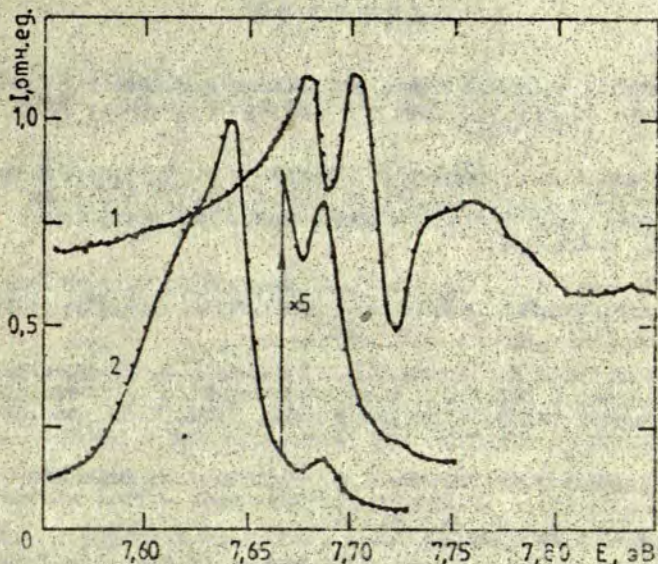
Нахождение относительного спектра отражения значительно упрощается потому, что используемый спектральный интервал полосы 7,5 эВ кристаллического Al_2O_3 с высокой точностью соответствует распределению Гаусса. Для этого достаточно, чтобы измеренные значения спектра отраженного излучения были нормированы относительно соответствующих значений функции Гаусса, вычисляемых от двух параметров: положения максимума и полуширины, которые определяются предварительным измерением спектра полосы при 7,5 эВ для применяемого образца Al_2O_3 на той же установке.

На этой измерительной установке спектры излучения регистрируются методом счета фотонов. Управление разверткой монохроматора, терморегулятором и счетчиком фотонов производится программно через стандартную интерфейсную систему измерительных приборов от вычислительной системы, построенной на базе микровычислителя типа "Электроника ДЗ-28". Следовательно, рутинные процедуры процесса измерения и обработки спектров, а также представление результатов в виде графиков и таблиц осуществляется в автоматизированном режиме работы, что значительно повышает производительность измерений. Кроме того, многократным усреднением отсчетов измерений повышается точность регистрации спектров и возможно определить доверительную вероятность надежности результатов измерений.

Разрешение и абсолютная точность привязки спектральной размерности проверяется при помощи известных атомных линий эмиссии паров разных элементов от лампочек высокочастотного разряда [10]. Повторные проверки в течение нескольких лет показывают, что погрешность от долговременной нестабильности установки абсолютной величины спектральной размерности в диапазоне от 7 до 8 эВ не превышает ± 5 мэВ. Краткоременная нестабильность спектральной размерности в

течение проведения серии измерений спектров для относительного сопоставления не превышает ± 2 мэВ. Спектральная ширина аппаратной функции, характеризующая реальную разрешающую способность в принципе только для линейчатого спектра, устанавливается в зависимости от конкретных условий проведения измерений и контролируется атомарными линиями излучения. Неоправданное уменьшение спектральной ширины монохроматизации в случае измерения непрерывного спектра излучения ограниченной интенсивности неизбежно повышает относительную погрешность измерения спектральной интенсивности лучистого потока, что в итоге ухудшает фактическое разрешение и точность определения компонент спектра. Поэтому для исследований спектров люминесценции и отражения MgO мы выбрали спектральную ширину монохроматизации величиной 7 мэВ, которая удовлетворяет требованиям суммарной точности определения спектральных компонент для выявления корреляции в сопоставлениях спектров отражения и катодолуминесценции.

Относительная погрешность измерения интенсивности излучения для счета фотонов в принципе снижается пропорционально квадратному корню от увеличения времени интегрирования. Но практически достигается значение около 1%, так как с такой точностью в настоящее время осуществляется стабилизация вклада на погрешность внешних обстоятельств, в том числе электронного возбуждения. Дополнительно при измерениях спектров отражения точность ограничивается постепенным снижением во времени коэффициента отражения, что происходит вследствие конденсации при низких температурах остаточных газов вакуумной камеры криостата на поверхность исследуемого образца MgO . Конденсация наблюдается даже при снижении давления ниже $1,3 \cdot 10^{-5}$ Па (10^{-7} мм рт.ст.), когда в течение однократного измерения спектра появляется погрешность в пределах нескольких процентов. Поэтому для очистки конденсата необходимо периодически нагревать образец. При катодолуминесценции этот эффект не наблюдается, так как электронный пучок очищает поверхность.



Р и с. 3. Сопоставление относительных спектров отражения (кривая 1) и катодолуминесценции (кривая 2) чистого кристалла MgO при температуре 80 К на длинноволновом крае фундаментального поглощения.

Таким образом применение катодолуминесцентного источника ЕУФ-излучения на основе кристаллического Al_2O_3 позволило предельно простым способом совместить на одной установке измерения спектров люминесценции и отражения в длинноволновой области собственного поглощения MgO. В таком варианте исключаются трудно определяемые систематические погрешности при сопоставлении спектров, что неизбежно возникает при измерениях на разных установках экспериментального типа без стандартизированного метрологического обеспечения.

В качестве примера на рис.3 приводятся относительные спектры отражения (1) и катодолуминесценции (2) чистого кристалла MgO при температуре 83 К, измеренные с помощью рассмотренной методики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Whited R.C., Platen C.J., Walker W.C. Exciton Thermoreflectance of MgO and CaO. - Solid State Commun., 1973, vol.13, N 11, p.1903-1905.
2. Kuusmann I., Böhmer W., Zimmerer G. Optical Properties of Crystalline MgO in the Far Ultraviolet. - Тезисы международной конф. Дефекты в диэлектрических кристаллах, Рига, 1981, с.426-428.
3. Куусман И.Л., Фельбах Э.Х. Краевая катодолуминесценция кристаллов MgO в ВУФ-области спектра. - Физ.твёрдого тела, 1981, т.23, вып.2, с.461-466.
4. Фельбах Э.Х., Лудик Ч.Б., Куусман И.Л. Сосуществование связанных с дефектами экситонов большого и малого радиуса в твёрдых телах. - Письмо в ЕЭТФ, 1984, т.39, вып.2, с.54-56.
5. Jansons J.L., Rachko Z.A., Valbis J.A. Fine Structure of the Excitation in MgO Single Crystals. - Phys status solidi,b, 1979, vol.96, p.K29-K31.
6. Jansons J.L., Rachko Z.A. Nature of Impurity-Induced UV Luminescence of MgO Crystals. - Phys.status solidi,a, 1979, vol.53, p.121-126.
7. Jansons J.L., Kulis P.A., Rachko Z.A., Springis M.J., Tale I.A., Valbis J.A. Luminescence of Ga-Doped α -Al₂O₃ Crystals. - Phys.status solidi,b, 1983, vol.120, p.511-518.
8. Ranciman W.A. Sapphire Luminescence under X-Ray Excitation. - Solid State Commun., 1968, vol.6, p.537-539.
9. Кулис П.А., Рачко З.А., Спрингис М.Е., Тале И.А., Янсоне Я.Л. Механизм рекомбинационной люминесценции в α -Al₂O₃. 30-е Совещание по люминесценции, 22-24 ноября 1984 г. Тезисы докладов. Ровно, 1984, с.126.
10. Убелис А.П., Силиньш Ю.А., Борзиньш У.В., Рачко З.А. Спектры высокочастотных безэлектродных ламп в области вакуумного ультрафиолета. - Ж.прикладной спектроскопии, 1981, т.35, вып.2, с.216-219.

Статья поступила 28 ноября 1984 года.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

1.	ЯНСОНС Я.Л. Применение фотоэлектронных умножителей для счета фотонов.....	3
2.	ТИБЕРГС Я.Э., ЯНСОНС Я.Л. Универсальный селектор одноэлектронных импульсов фотоэлектронных умножителей.....	40
3.	ТАРДЕНАК Э.Э. Системы счета фотонов для регистрации изменений интенсивности слабых и быстроменяющихся потоков.....	58
4.	ЗАРИПЫШ М.Я. Управление температурой в кристаллах.....	99
5.	КРИСТИН А.А., ЖЛАБИС С.А. Специализированные блоки питания для источников ультрафиолетового, видимого и инфракрасного излучения.....	127
6.	КРИСТИН А.А. Экономичная система питания фотоэлектронных умножителей.....	133
7.	РАЧКО З.А. Методика совмещенного измерения спектров отражения и люминесценции кристаллов MgO на длинноволновом краю фундаментального поглощения.....	141

МЕТОДЫ И АППАРАТУРА
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Сборник научных трудов

- Рецензенты: О. Вилитис, ст. н. сотр. физико-энергетического ин-та АН ЛатвССР;
Я. Карисс, доцент, зав. кафедрой технической физики ЛГУ им. П. Стучки;
И. Лашис, ст. преподаватель кафедры физики полупроводников ЛГУ им. П. Стучки.

Редакторы Я. Янисс, В. Полмане
Технический редактор М. Дреймане
Корректор Т. Фадеева

Подписано к печати 13.12.85. ЯТ 09284 4/6 60x84/16.
Бумага № 1. 9,8 физ. печ. л. 9,1 усл. печ. л. 7,4 уч.-изд. л.
Тираж 500 экз. Зак. № 1548 Цена 1 р. 20 к.

Латвийский государственный университет им. П. Стучки
226098 Рига, б. Райниса, 19
Отпечатано в типографии, 226050 Рига, ул. Вейденбаума, 5
Латвийский государственный университет им. П. Стучки

114618

470

1 p. 20 к.

LATVIJAS UNIVERSITĀTES BIBLIOTĒKA



0509004834