

15/2

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ И
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ КВАНТОВОЙ
РАДИОФИЗИКИ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 90(150)



B

№ 12046

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

ИССЛЕДОВАНИЯ
В ОБЛАСТИ КВАНТОВОЙ
РАДИОФИЗИКИ

ТРУДЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКИХ ИНСТИТУТОВ СССР

Выпуск 90(150)



ИЗДАТЕЛЬСТВО КОМИТЕТА СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ
ПРИБОРОВ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

Москва—1967

ж 139466

Ответственный редактор выпуска
кандидат техн. наук А. В. КУБАРЕВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

С. А. Христианович, В. В. Соколовский, В. К. Коробов, А. Н. Голенков, А. М. Жуков,
Л. М. Закс, Б. М. Ислаев, С. И. Будыхо, А. В. Кубарев, М. П. Орава, Л. М. Пятигорский,
Г. М. Страховский, В. Д. Фрумкин, Г. К. Ягола

ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ КВАНТОВОЙ РАДИОФИЗИКИ
Вып. 90(150)

Редактор издательства *С. Я. Рыско*
Технический редактор *Г. Д. Домская*
Корректор *А. Г. Старостин*

Т-09335. Сдано в набор 29/VII 1966 г. Подписано в печать 24/VI 1967 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Бумага типографская № 1, 7,5 печ. л. 10,5 усл. п. л. 9,69 уч.-изд. л. Тираж 2000 экз. Зак. 143. Цена 64 коп.
Издательство стандартов, Москва, К-1, ул. Шусева, 4.

Типография издательства «Связь» Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Москва-центр, ул. Кирова, 40.

ПРЕДИСЛОВИЕ

За последние годы квантовая радиофизика выросла в самостоятельную область физики. Методы и приборы квантовой радиофизики все более широко применяются во многих важнейших областях новой техники. Объем исследований, разработок и производства новых типов квантово-механических приборов различного назначения постоянно возрастает. Поэтому создание метрологической базы в области квантовой радиофизики и соответствующих измерительных средств и методов измерения параметров оптических квантовых генераторов (ОКГ), квантовых парамагнитных усилителей (КПУ), радиоспектроскопической аппаратуры и других квантовых приборов — одна из важнейших научно-технических задач.

Создание такой метрологической базы поручено Всесоюзному научно-исследовательскому институту физико-технических и радиотехнических измерений (ВНИИФТРИ) как головной организации с привлечением других метрологических институтов. В разработке измерительной аппаратуры участвует ряд научных и промышленных организаций различных ведомств.

Намеченные к ежегодному изданию труды метрологических институтов «Исследования в области квантовой радиофизики» должны информировать специалистов, работающих в этой области, о результатах научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ, ведущихся с целью разработки методов измерения характеристик квантовых приборов и соответствующей аппаратуры, применения квантовой радиофизики в технике точных измерений различных физических величин и параметров вещества. В сборники предполагается включать также наиболее интересные работы того же профиля, выполняемые в организациях других ведомств, и статьи обзорного характера.

В данный первый сборник включены статьи, в которых освещены результаты некоторых работ, законченных в 1965 г. в целом или на отдельном этапе, а также два кратких обзора.

Таким кратким обзором о состоянии техники измерения энергетических параметров ОКГ, что является сейчас одной из первоочередных задач в этой новой области измерений, и открывается сборник. Вопросы измерения энергетических параметров ОКГ рассматриваются также в шести последующих статьях. Результаты исследований тепловых процессов в калориметре с проточной жидкостью изложены в статье Е. И. Ивлева; серийных болометрических мостов приборов МЗ—8 и МЗ—8А с приемником оптического диапазона — в статье В. М. Петрова. В сборник включено информационное сообщение об измерителе оптической мощности и энергии типа ИМО-1, статья

В. М. Нестеренко о результатах исследования калориметра с конусной нагрузкой на образце измерителя ИМО-1, а также три статьи сотрудников Харьковского государственного университета (ВНИИФТРИ выполняет с ним совместные работы в порядке сотрудничества) с описанием поидеромоторного измерителя оптической мощности и импульсной энергии, дифференциального калориметра для одновременного измерения двух лучей и калориметра для измерения импульсной энергии больших уровней и с изложением результатов предварительных исследований лабораторных макетов. В статье сотрудников Харьковского государственного научно-исследовательского института метрологии А. Я. Лейкина и др. описаны метод, аппаратура и результаты измерения ширины линии генерации непрерывным ОКГ, а в статье Ф. А. Абрамского из Новосибирского государственного института мер и измерительных приборов вычислены параметры резонатора Фабри—Перо с третьим зеркалом.

В статье о новом методе подгонки частоты кварцевых резонаторов при помощи ОКГ раскрывается еще одна возможность применения оптических генераторов. В статье А. С. Лескова описана высокочувствительная установка для исследования рентгенолюминесценции твердых тел и приведены некоторые результаты исследований радиационных эффектов в кристаллах.

В трех последующих статьях сборника рассматриваются достаточно подробно основные вопросы метрологии квантовых парамагнитных усилителей. В частности, описаны прецизионные методы измерения характеристик усиления, шума КПУ и соответствующая установка, а также результаты аттестации образцового гелиевого генератора шума. Подробно анализируются погрешности методов.

В последних статьях даны результаты исследования однополосного балансного модулятора с.в.ч. на диодах, с успехом используемого в качестве гетеродина радиоспектроскопа, обзор методов измерения коэффициентов отражения и пропускания оптических элементов, описана новая вакуумная установка для изготовления тонкопленочных элементов. Эти работы имеют непосредственное, хотя и вспомогательное отношение к тематике сборника.

Хочется надеяться, что выпуск сборника не только будет способствовать успешному развитию новой области метрологии и измерительной техники, но и явится стимулом для объединения усилий всех работающих в этой области.

Авторы будут признательны читателям за пожелания и критические замечания.

СОСТОЯНИЕ МЕТРОЛОГИИ И ТЕХНИКИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Приведены сведения обзорного характера о состоянии техники измерений энергетических параметров ОКГ и кратко проанализированы пути создания метрологической базы этой важной области современной измерительной техники.

Серьезный интерес к квантовым генераторам света обусловлен главным образом возможностью получить остронаправленное когерентное излучение с очень высокой плотностью энергии, что позволяет создать новые технологические процессы обработки материалов, новые системы связи, экспериментально наблюдать нелинейные эффекты при взаимодействии света с веществом и т. п.

Основными направлениями работ в этой области в настоящее время являются поиск и использование новых лазероактивных и оптических материалов, создание и усовершенствование конструкций ОКГ. Эти работы ведутся с целью расширения области научно-технического применения ОКГ, что связано с расширением диапазона длин волн генерируемых излучений и временных параметров импульсных и импульсно-модулированных ОКГ, увеличением выходной энергии и мощности, улучшением монохроматичности, когерентности и направленности излучения, созданием мощных ОКГ непрерывного действия, устройств для перестройки и преобразования частоты и модуляции излучения ОКГ. Число разработок ОКГ, объем их производства и применения постоянно возрастают. В связи с этим создание метрологически обоснованных методов измерений параметров ОКГ и соответствующей аппаратуры представляет актуальнейшую задачу в области техники ОКГ.

К числу важнейших характеристик ОКГ следует отнести энергетические характеристики (мощность непрерывных ОКГ, среднюю мощность модулированных ОКГ, энергию импульсов излучения миллисекундной и наносекундной длительности, импульсную мощность ОКГ, распределение энергии или мощности по сечению луча — диаграмму направленности или угловую расходимость луча), монохроматичность, когерентность в ближней и дальней зонах, поляризацию и временную структуру излучения, а также такие технические характеристики, как порог генерации и энергия накачки, коэффициент полезного действия и некоторые другие. Одной из основных характеристик ОКГ являются энергия и мощность его выходного излучения.

В данном кратком обзоре предполагается показать современное состояние техники измерения энергетических параметров ОКГ. Этому вопросу посвящен обзор [1], в котором рассмотрены основные разработки до 1963 г., поэтому мы приведем более поздние данные и попытаемся проанализировать общее состояние и перспективы развития рассматриваемой области измерительной техники.

Как и в любой области измерений, для обеспечения единства и правильности измерений энергетических параметров ОКГ необходимо располагать образцовыми методами и средствами, воспроизводящими единицу измерения (ватт или джоуль), поддерживаемую с помощью эталонов, и системой методов и средств для практических измерений во всем динамическом диапазоне, охватываемом техникой ОКГ. Для современного состояния характерны, по-видимому, следующие диапазоны: для мощности непрерывных и средней мощности модулированных излучений ОКГ — от 10^{-6} Вт до десятков и сотен ватт, для энергии одиночных импульсов миллисекундной длительности — от 10^{-3} Дж до сотен и тысяч джоулей, для энергии одиночных импульсов наносекундной длительности — от 10^{-3} Дж до единиц и десятков джоулей и для импульсной мощности — от единиц ватт до сотен мегаватт. Указанные значения нижнего предела, естественно, не учитывают всех потребностей техники связи и оптической локации, а верхние, безусловно, будут увеличиваться по мере совершенствования ОКГ.

Для измерения энергетических параметров ОКГ в настоящее время наиболее широко применяют фотоэлектрический, калориметрический и пьезоэлектрический методы. В последнее время рассматриваются возможности использования других физических эффектов, связанных главным образом с нелинейными процессами в веществе.

Фотоэлектрические приборы позволяют достичь весьма высокой чувствительности, однако их стабильность невысока, достаточно сложна абсолютная градуировка и их можно использовать в основном в качестве индикаторов или при относительных измерениях.

Использование нелинейных процессов представляет большой интерес преимущественно для создания новых методов измерения энергетических параметров излучения ОКГ, главным образом в диапазоне весьма больших энергий и импульсных мощностей, т. е. в случаях, когда применять классические методы крайне затруднительно. Однако необходимо еще обосновать возможность создания измерительных приборов на основе указанных методов, для чего следует провести в большом объеме физические исследования основных закономерностей этих эффектов и найти пути градуировки приборов.

Таким образом, практически единственными в настоящее время абсолютными методами измерения энергии и мощности излучений в оптическом диапазоне являются калориметрический и пьезоэлектрический методы.

В первом из них используется тепловое действие излучения на приемный элемент и последующее преобразование, в частности в э.д.с. термомпары или изменение термосопротивления (боллометрические варианты). Во втором используется измерение давления излучения на приемный элемент. Оба метода позволяют определить энергию или мощность оптического излучения непосредственно через параметры измерительной системы либо эквивалентные значения замещающей мощности или энергии и могут быть положены в основу разработки образцовой аппаратуры, а также простой и надежной в эксплуатации аппаратуры для лабораторного применения.

Калориметрические измерители с твердой нагрузкой широко применяются для измерения энергии и мощности малых и средних уровней. Типичными представителями класса приборов, основанных на замещении оптической мощности или энергии эквивалентной электрической мощности постоянного тока или энергией разряда батареи конденсаторов, при больших уровнях энергии являются калориметрический измеритель типа ИМО-1 и калориметрический измеритель энергии больших уровней, описанные в статьях данного сборника.

Болометрический измеритель мощности излучения непрерывных ОКГ описан в работе [2]. Приемный элемент выполнен в виде однослойной спирали бифилярной намотки. Спираль изготовлена из медной проволоки диаметром 0,05 мм в эмалевой изоляции. Одна из сторон спирали, покрываемая поглощающим слоем, служит приемной поверхностью. Болометр помещают в зачерненный внутри корпус с диафрагмой и включают в мостовую измерительную схему. Компенсация моста осуществляется изменением тока, протекающего через болометр. В работе проведен анализ ряда основных погрешностей прибора при однородном и частично неоднородном излучении, который, однако, нельзя считать строгим. Диапазон измеряемых мощностей в видимой ИК-области спектра — от 0,01 до 10 мвт.

По мнению авторов данной статьи, весьма перспективными для создания калориметрических измерителей мощности больших, средних, а возможно, и малых уровней оптического излучения являются калориметры с проточной жидкостью, причем не исключена возможность, что именно они являются надежной основой создания образцовой аппаратуры в оптическом диапазоне, как это имеет место в с.в.ч.-диапазоне: в диапазоне частот до 150 Гц используются калориметры с проточной жидкостью для измерения мощности от нескольких милливольт до сотен киловатт, причем в ряде случаев погрешность измерений не превышает 1—2% [3—6].

В калориметре с проточной жидкостью тепловая энергия, выделяющаяся в приемном элементе, отводится потоком жидкости, что обеспечивает наиболее благоприятные условия для точной регистрации эффектов нагрева. Поглощенная мощность определяется по изменению температуры ΔT жидкости на выходе головки в сравнении с ее температурой на входе, если известны теплоемкость носителя c , его плотность γ , расход жидкости v , коэффициент суммарной теплоотдачи α , эффективная поверхность теплоотдачи S :

$$P = (cv\gamma + \alpha S)\Delta T.$$

Постоянная времени τ приемного элемента в этом случае будет:

$$\tau = \frac{C}{cv\gamma + \alpha S},$$

где C — общая теплоемкость приемного элемента.

Продолжительность измерения t_0 тогда пропорциональна постоянной времени τ с коэффициентом пропорциональности A , зависящим от требуемой точности измерения и формы сигнала. Для скачка мощности и достижения уровня 99,3% величины скачка коэффициент $A=5$. Обычно продолжительность измерения с помощью калориметра с проточной жидкостью составляет от нескольких секунд до нескольких минут.

При измерениях с помощью калориметра с проточной жидкостью используется как метод измерения через постоянные прибора и изме-

ренье разности температур, так и метод замещения эквивалентной мощностью постоянного или переменного тока.

В работе [7] описан абсолютный калориметр с проточной жидкостью, предназначенный для применения в оптическом диапазоне. Допустимая плотность мощности на входе калориметра составляет примерно 1600 вт/см^2 , погрешность измерений — порядка $\pm 5\%$. Приемная головка представляет собой тонкостенную сферу из чистой меди с черненной внутренней поверхностью. К внешней поверхности сферы припаяны медные трубки, по которым протекает вода. Площадь входного отверстия калориметра 1 см^2 , коэффициент поглощения приемного элемента 99% .

Создание калориметров с проточной жидкостью для измерения средней мощности больших уровней наталкивается на ряд дополнительных трудностей, основные из которых связаны с наличием большого перегрева поверхности приемного элемента и существенных значений его постоянных времени. Но поскольку такие системы в настоящее время представляются наиболее подходящими в качестве основы высокоточных приборов для измерения большой мощности излучения, разработка и совершенствование этих калориметров весьма целесообразны.

Пондеромоторный метод перспективен с точки зрения создания аппаратуры для измерения энергии и мощности излучения ОКГ больших уровней, однако в этом случае аппаратура требует создания лабораторных условий, так как она весьма чувствительна к вибрациям и из-за этого, по-видимому, найдет ограниченное применение — лишь для создания образцовых измерителей. Один из макетов пондеромоторного измерителя, погрешность которого по предварительной оценке составляет 11% , описан в статье Н. Г. Кокодия и Р. А. Валитова, помещенной в настоящем сборнике. В работе [8] предложен частотный метод измерения отклонения подвижной системы и электростатической градуировки, использованные в пондеромоторном измерителе миллиметрового диапазона, что представляет интерес при создании подобных приборов для оптического диапазона. Те же авторы успешно использовали частотный метод индикации и электростатическую градуировку при создании пондеромоторного измерителя энергии коротких импульсов ОКГ [9]. Диапазон измеряемых значений энергии коротких импульсов длительностью $10^{-3} - 10^{-8} \text{ сек}$ составляет $0,5 - 100 \text{ дж}$ и мощности непрерывного излучения $2 - 500 \text{ мвт}$. Погрешность абсолютных измерений 22% . Следует отметить, что из соображений сохранения металлической отражательной поверхности максимальная плотность энергии в этом приборе не должна превышать 1 дж/см^2 для импульсов длительностью $1 - 10^{-8} \text{ сек}$ и 100 дж/см^2 для импульсов длительностью 10^{-3} сек . В работе [10] описан баллистический пондеромоторный измеритель для измерения энергии импульсов излучения ОКГ больших уровней. Чувствительность прибора составляет $2,55 \text{ см/дж}$. Его особенностью является возможность использования отраженного излучения для дальнейших экспериментов (измеритель проходящего типа).

Экспериментальное сравнение пондеромоторного измерителя с калориметрическим, описанное в статье Н. Г. Кокодия и Р. А. Валитова данного сборника и в работе [10], показало существенное различие в результатах измерения одной и той же мощности или энергии указанными методами. Это различие превышает погрешность независимой градуировки каждого из приборов и возрастает с увеличением измеряемой величины, причем в первой из работ пондеромоторный измеритель дает завышенный результат, а в работе [10] — заниженный,

что указывает на наличие неучитываемых авторами систематических погрешностей, связанных с особенностями методов. Вероятнее всего погрешность присуща пюндеромоторному измерителю, но это требует детальных дополнительных исследований. Отмеченное обстоятельство имеет принципиально важное значение для использования указанных методов при создании образцовой измерительной аппаратуры.

Измерение параметров излучения ОКГ с модулированной добротностью затрудняется по двум основным причинам:

1) большие импульсные мощности излучения могут привести к разрушению или другим необратимым процессам в оптических системах и приемных элементах измерителей, используемых обычно для импульсов излучения миллисекундной длительности;

2) малая продолжительность переходных процессов и самого импульса излучения, составляющая единицы и десятки наносекунд, делает затруднительным применение обычных фотоэлементов, фотоумножителей или фотодиодов, временное разрешение которых в типовых схемах включения лежит в области 10—100 нсек.

До последнего времени почти полностью отсутствовали публикации об измерителях этого класса. Имеется лишь несколько рекламных сообщений об отдельных приборах и их элементах (вакуумных фотодиодах, аттенюаторах и т. д.). Следует отметить приборы серии КУ [11], обеспечивающие измерение энергии импульсов до 100—1000 дж при плотности мощности падающего излучения до 7,5 Гвт/см² с погрешностью $\pm 3\%$.

В работе [12] дано рекламное сообщение о приставке к базовой системе 580, позволяющей измерять импульсную мощность ОКГ до 0,4 Гвт при временном разрешении системы 1 нсек; энергия измеряется интегрированием импульса фотоэлемента; погрешность базовой системы $\pm 8\%$; погрешность измерения с приставкой не оговорена.

Для измерения сравнительно высокой импульсной мощности лазерного излучения могут быть, по-видимому, использованы нелинейные оптические явления.

Простейшая нелинейная зависимость поляризации вещества P от падающего электрического поля $E = E_0 \sin \omega t$ имеет вид

$$P \sim E^2 = E_0^2 \sin^2 \omega t = \frac{E_0^2}{2} (1 - \cos 2\omega t),$$

откуда следует, что, наряду с генерацией второй гармоники (член, содержащий 2ω), возникает постоянная поляризация, которая может быть использована для оптического детектирования.

Вслед за первым экспериментальным наблюдением этого эффекта [13] в кристаллах класса D_{2d} KH_2PO_4 и KD_2PO_4 последовало сообщение об измерении мощности и энергии лазера с использованием явления нелинейной поляризации в кристаллах кварца (класс 32) [13]. Выбор типа кристаллов и условий экспериментального наблюдения указанного явления определяется с учетом спектра поглощения материала, свойств его симметрии, а также затрудняющих интерпретацию результата эксперимента пьезо- и пироэффектов. Быстрому развитию этих экспериментов способствовал тот факт, что свойства тензора третьего ранга нелинейной поляризации совпадают со свойствами пьезотензора, а абсолютные значения коэффициентов тензора вдали от полосы поглощения можно заимствовать из результатов экспериментов, связанных с линейным электро-оптическим эффектом (эффектом Похельса).

Сводные данные об измерителях мощности и энергии в оптическом диапазоне, выпускаемых в США

Модель	Метод и конструкция	Диапазон воли А	Максимальная мощность	Максимальная энергия	Чувствительность, #/дж	Продолжительность, устойчивость показаний	Апертура, мм	Погрешность, %
EGG-580A	Фотоэлектрический	3500—7750	2,3 вт/см^2 при 4000А	$2,3 \cdot 10^{-3}$ дж/см ² при 4000А	—	4 мсек	Изменяется	±8
EGG-580B	»	3500—8500	2,1 вт/см^2 при 4250А	$2,1 \cdot 10^{-2}$ дж/см ² при 4250А	—	4 мсек	То же	±8
EGG-580C	»	3500—11500	69 вт/см^2 при 8000А	$6,9 \cdot 10^{-1}$ дж/см ² при 8000А	—	4 мсек	»	±8
KORKY-L	Жидкостный цилиндр (калориметр)	6300—8300	$75 \cdot 10^6$ вт/см^2	0,01—100 дж	$30 \cdot 10^{-6}$	15 сек	12,7	±3
KORKY-M	То же	6300—8300	$75 \cdot 10^6$ вт/см^2	0,1—500 дж	$6 \cdot 10^{-6}$	15 сек	25	±3
KORKY-H	»	6300—8300	$75 \cdot 10^6$ вт/см^2	1,0—10000 дж	$1 \cdot 10^{-6}$	15 сек	51	±3
LSM1-1	Конусный калориметр	3000—30000	20000 вт	60 дж	—	5 сек	25	±20
LSM1-2	Оптический детектор	3500—11300	1 Гвт	1000 дж	—	4 мсек	19	±10
OT-1 тип 600	Поглощающий диск	4000—20000	—	312 дж	—	5 мсек	9,5	±10
OT-1 тип 610	То же	4000—11500	100 Мвт	—	—	0,04 мсек	25	±5
PPD-690	Термоэлектрический	2500—40000	2 вт/см^2	—	—	25 сек	—	+5
PPD-6621	Болометр	2500—40000	2 вт/см^2	—	—	15 сек	—	±5
TRG-100	Конусный калориметр	УФ, видимый, ИК	2 вт/см^2	300 дж	—	7 сек	10	±5
WlgrH-1	«Красное гнездо» (калориметр)	4000—10000	2 вт/см^2	5 дж/см ²	—	—	25	±20

Последние исследования [14] были направлены на поиски увеличения чувствительности метода, т. е. на поиски новых типов кристаллов. Из работы [15] можно сделать вывод, что такие кристаллы, как CdS, Cd (S_{0,75}+Se_{0,25}) и ZnTe, могут на один-два порядка увеличить чувствительность оптического детектирования. В приведенных работах измеряли импульсную мощность от 20 мвт до 5 Мвт рубинового [13, 16] и неодимового [15] лазеров.

В помещаемой таблице сделана сводка, правда, далеко не полная, рекламных данных [11] об измерителях мощности и энергии в оптическом диапазоне, выпускаемых в США.

В данном обзоре не рассмотрены некоторые, возможно, достаточно перспективные пути создания приемников излучения ОКГ, связанные с проводимой разработкой тонкопленочных приемников излучения, весьма удобных для измерений мощности излучения ОКГ малых уровней, с методами детектирования электромагнитного излучения с использованием пирозффекта в титанате бария [15], а также с рядом других методов, что требует дополнительных тщательных исследований и обоснования целесообразности использования.

В связи с рассматриваемой проблемой точного измерения энергетических характеристик ОКГ большое значение приобретает также разработка прецизионных элементов оптического тракта: аттенюаторов, градуированных ответвителей и независимых элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валитов Р. А., Калинин Ю. А. и Кузьмичев В. М. «Измерительная техника», 1965, № 5, стр. 37.
2. Складов Ю. А., Седельников В. А., Кац Л. И. ПТЭ, 1965, № 6, стр. 165.
3. Selby M. C. «IRE Transaction Instr.», 1958, v. 1-7, № 3.
4. James M. «Micro Waves», 1965, v. 4, № 1.
5. Eisher L., Rosenblum B. «Micro Waves», 1963, 9.
6. Проценко В. И. Труды ВНИИФТРИ, вып. 48(168), М., Стандартгиз, 1960.
7. Jaser P. E., Little A. D. «Rev. Sev. Instr.» 1957, v. 8, № 12.
8. Брагинский В. Б., Минакова Н. И., Степуни П. М. ПТЭ, 1963, № 5.
9. Брагинский В. Б. и др. ПТЭ, 1965, № 3, стр. 183.
10. Стилдер, Сливский, Грэнтем. «Приборы для научных исследований» (перев. с англ.), 1964, № 6, 51.
11. «Micro Waves», 1964, 10.
12. «Micro Waves», 1965, 4.
13. Kamal A. R., Subramanian M., Proc. Symp. Opt. Marers, 1963, 601, New York.
14. Bass M., Franken P. A., Ward I. F. «Phys. Rev.», 1965, 138, A-534.
15. Stanford A. L. «Solid State Electr.», 1965, 8, № 9, 747.
16. Bass M., Franken P. A., Ward I. F., Weinreich G. «Phys. Rev. Lett.», 1962, 9, 446.

Статья поступила в ноябре 1965 г.

К РАСЧЕТУ ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В КАЛОРИМЕТРЕ С ПРОТОЧНОЙ ЖИДКОСТЬЮ

Проанализированы тепловые процессы в калориметре с проточной жидкостью. Найдено аналитическое выражение постоянной времени калориметра и выражение его относительной погрешности, намечены пути ее уменьшения.

Калориметрические измерители мощности с проточной жидкостью являются наиболее распространенными измерителями среднего и большого уровня мощности электромагнитного излучения в диапазоне сверхвысоких частот.

За последние годы этот принцип измерения мощности успешно распространяется и на область оптических измерений.

Тенденции повышения точности калориметров и расширения их пределов измерений в сторону малых мощностей выдвинули задачу уменьшения тепловых флуктуаций на входном преобразователе (измерительной головке), вызванных нестабильностью окружающей температуры.

Этот вопрос рассматривался ранее в работе [1] при предположениях, что, во-первых, теплоизоляция калориметрической насадки совершенна и, во-вторых, процесс теплообмена внутри калориметрической насадки протекает исключительно вследствие переноса тепла потоком теплоносителя, а теплопроводность и теплоемкость твердых деталей насадки существенного значения не имеют.

Такие предположения для рассматриваемого случая калориметрической системы оптического диапазона неприемлемы в связи с особенностями тракта канализации энергии и приемной нагрузки. В калориметрах оптического диапазона измерительной головкой обычно является тело, изготавливаемое из материала с большой температуропроводностью, геометрическая форма и техническая обработка которого обеспечивают максимальное поглощение энергии излучения ОКГ, проходящего через свободное пространство. Жидкость, омывающая тело, отводит энергию, принимающую характер тепловой. Изменение температуры жидкости позволяет с той или иной точностью определять мощность светового потока ОКГ. Для данной конструкции естественнее предположить, что температуропроводность измерительной головки велика и температура ее во всех точках почти одинакова.

Наибольшая точность достигнута применением приборов, в которых используется интегрирование температуры теплоносителя с помощью тела большой теплоемкости и температуропроводности [2].

В связи с изложенным и анализируются далее тепловые процессы в калориметрическом измерителе, в котором начальная температура теплоносителя стабилизируется тепловым интегратором, причем для упрощения задача решается в предположении бесконечно большой теплопроводности как теплового интегратора, так и входного преобразователя.

На рисунке приведена блок-схема рассматриваемого прибора.

По разности температур $\Delta T(t)$ на выходе $T_5(t)$ и входе $T_4(t)$ измерительной головки определяется рассеиваемая в ней мощность $P(t)$.

Кроме того, на $\Delta T(t)$ влияют температурные возмущения системы $T_1(t)$ и $T_3(t)$ — температуры сред, окружающих соответственно тепловой интегратор и измерительную головку, и $T_2(t)$ — температура потока теплоносителя до теплового интегратора. Температурные возмущения $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$ вызывают температурную ошибку

$$\delta T(t) = \Delta T(t) - \delta T_p(t), \quad (1)$$

где $\delta T_p(t)$ — изменение температуры, пропорциональное рассеянной мощности $P(t)$.

Предположим, что тепловой интегратор характеризуется бесконечно большой теплопроводностью, теплоемкостью $C_{\text{и}}$ и коэффициентом суммарной теплоотдачи $\alpha_{\text{и}}$ (под коэффициентом суммарной теплоотдачи будем понимать отношение мощности суммарного теплового потока с единицы поверхности в окружающую среду к разности температур между интегратором и окружающей средой).

$$\alpha_{\text{и}} = \alpha_{\text{и,к}} + \alpha_{\text{и,л}}, \quad (2)$$

где $\alpha_{\text{и,к}}$ — коэффициент теплоотдачи конвекцией,

$\alpha_{\text{и,л}}$ — коэффициент теплоотдачи излучением и другими механизмами теплоотдачи.

Будем отсчитывать температуры $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$, $T_4(t)$, $T_5(t)$ от некоторой исходной рабочей температуры, например от средней комнатной температуры. Тогда дифференциальное уравнение, описывающее тепловые процессы в интеграторе, имеет следующий вид [3]:

$$\alpha_{\text{и}} S_{\text{и}} [T_1(t) - T_4(t)] dt + c \gamma v [T_2(t) - T_4(t)] dt = C_{\text{и}} dT_4(t), \quad (3)$$

где c — удельная теплоемкость теплоносителя,

γ — его плотность,

$S_{\text{и}}$ — поверхность интегратора,

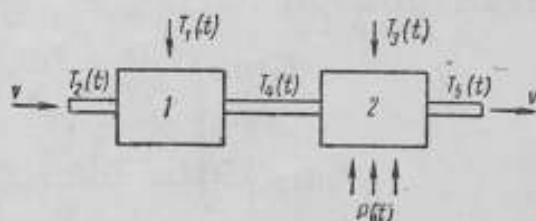
v — скорость объемного расхода теплоносителя.

Вводя аналогичные обозначения величин, характеризующих приемный элемент калориметрического измерителя, и предполагая, что вся поступающая от ОКГ энергия рассеивается в нем, запишем для него дифференциальное уравнение в следующем виде:

$$\alpha_{\text{н}} S_{\text{н}} [T_3(t) - T_5(t)] dt + c \gamma v [T_4(t) - T_5(t)] dt + P(t) dt = C_{\text{н}} dT_5(t), \quad (4)$$

где $S_{\text{н}}$ — поверхность приемного элемента,

$C_{\text{н}}$ — его теплоемкость.



Блок-схема калориметра:
1 — интегратор температуры; 2 — приемный элемент

Не нарушая общности решаемой задачи, будем считать начальные условия нулевыми. Тогда из уравнений (3) и (4), используя преобразование Лапласа, можно получить следующие выражения изображений для $T_4(t)$ и $T_5(t)$:

$$T_4(q) = \left[\frac{T_1(q)}{\tau_1} + \frac{T_2(q)}{\tau_2} \right] \frac{1}{q + \frac{1}{\tau_{12}}}, \quad (5)$$

$$T_5(q) = \left[\frac{T_3(q)}{\tau_3} + \frac{T_4(q)}{\tau_4} + \frac{P(q)}{C_H} \right] \frac{1}{q + \frac{1}{\tau_{34}}}, \quad (6)$$

где q — комплексная переменная,

$$\tau_1 = \frac{C_H}{\alpha_H S_H}, \quad (7)$$

$$\tau_2 = \frac{C_H}{c \gamma v}, \quad (8)$$

$$\tau_3 = \frac{C_H}{\alpha_H S_H}, \quad (9)$$

$$\tau_4 = \frac{C_H}{c \gamma v}, \quad (10)$$

$$\tau_{12} = \frac{\tau_1 \tau_2}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (11)$$

$$\tau_{34} = \frac{\tau_3 \tau_4}{\tau_3 + \tau_4}. \quad (12)$$

Подставив выражение (5) в формулу (6) и составляя изображения

$$\Delta T(q) = T_5(q) - T_4(q),$$

получим

$$\Delta T(q) = \frac{P(q)}{C_H} \frac{1}{\left(q + \frac{1}{\tau_{34}}\right)} + \frac{T_3(q)}{\tau_3 \left(q + \frac{1}{\tau_{34}}\right)} - \frac{1}{\left(q + \frac{1}{\tau_{12}}\right) \left(q + \frac{1}{\tau_{34}}\right) \left(q + \frac{1}{\tau_3}\right)} \left[\frac{T_1(q)}{\tau_1} + \frac{T_2(q)}{\tau_2} \right]. \quad (13)$$

Рассмотрим для простоты реакцию системы на одновременный скачок температур $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$ и мощности $P(t)$ в момент времени $t=0$. Тогда изображение $\Delta T(q)$ запишется в виде:

$$\Delta T(q) = \frac{1}{q \left(q + \frac{1}{\tau_{34}}\right)} \left(\frac{P_0}{C_H} + \frac{T_{30}}{\tau_3} \right) - \frac{1}{q \left(q + \frac{1}{\tau_{12}}\right) \left(q + \frac{1}{\tau_3}\right)} \times \times \left(q + \frac{1}{\tau_3} \right) \left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2} \right). \quad (14)$$

Переходя от изображения (14) к оригиналу, получим для $t \geq 0$ [4]:

$$\begin{aligned} \Delta T(t) = & \frac{P_0}{C_H} \tau_{34} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{34}}}\right) + \frac{T_{30}}{\tau_3} \tau_{34} - \left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{\tau_4 \tau_{12}}{\tau_3 + \tau_4} + \\ & + e^{-\frac{t}{\tau_{12}}} \left[\left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{1 - \frac{\tau_{12}}{\tau_3}}{\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{34}}} \right] - e^{-\frac{t}{\tau_{34}}} \times \\ & \times \left[\left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{\tau_{34}}{\tau_4 \left(\frac{1}{\tau_{34}} - \frac{1}{\tau_{12}}\right)} - \frac{T_{30} \tau_{34}}{\tau_3} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

где T_{10} , T_{20} , T_{30} , P_0 — соответственно скачки температуры и мощности. Пусть тепловые возмущения окружающей среды, вызывающие ошибки при измерениях мощности, отсутствуют, т. е. $T_1(t) = T_2(t) = T_3(t) = 0$, а с момента времени $t=0$ в нагрузку рассеивается лишь мощность P_0 . Тогда согласно уравнению (15)

$$\delta T_P(t) = \frac{P_0}{C_H} \tau_{34} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_{34}}}\right). \quad (16)$$

Из этого выражения следует, что постоянная времени прибора равна τ_{34} . Отметим, что для известных конструкций приемных элементов имеет место соотношение $\tau_3 \gg \tau_4$ и, следовательно, согласно выражению (12) $\tau_{34} = \tau_4$.

В таком приближении уравнение (16) с учетом выражения (10) может быть записано в следующем виде:

$$\delta T_P(t) = \frac{P_0}{c \gamma v} \left(1 - e^{-\frac{c \gamma v}{C_H} t}\right). \quad (17)$$

Для установившегося режима это выражение общеизвестно [5].

Полагая в уравнении (15) $P_0=0$, найдем погрешность измерителя $\delta T(t)$ при одновременном скачке возмущающих температур:

$$\begin{aligned} \delta T(t) = & \frac{T_{30} \tau_4}{\tau_3 + \tau_4} - \left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{\tau_4 \tau_2 \tau_4}{(\tau_1 + \tau_2)(\tau_3 + \tau_4)} + e^{-\frac{t}{\tau_{12}}} \times \\ & \times \left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{1 - \frac{\tau_{12}}{\tau_3}}{\frac{1}{\tau_{12}} - \frac{1}{\tau_{34}}} + e^{-\frac{t}{\tau_{34}}} \times \\ & \times \left[\left(\frac{T_{10}}{\tau_1} + \frac{T_{20}}{\tau_2}\right) \frac{\tau_{34}}{\tau_4 \left(\frac{1}{\tau_{34}} - \frac{1}{\tau_{12}}\right)} - \frac{T_{30} \tau_4}{\tau_3 + \tau_4} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Выражение (18) позволяет сделать следующие выводы о необходимом с целью уменьшения абсолютной ошибки $\delta T(t)$ соотношении па-

раметров, характеризующих калориметр, и значениях возмущающих температур:

1) отношения

$$\xi = \frac{\tau_4}{\tau_1}, \quad (19)$$

$$\eta = \frac{\tau_4}{\tau_2}, \quad (20)$$

$$\varepsilon = \frac{\tau_4}{\tau_3} \quad (21)$$

должны быть минимальными.

Величина η характеризует интегрирование возмущений, связанных с изменением температуры теплоносителя, ξ характеризует интегрирование возмущений, связанных с воздействием окружающей среды, ε характеризует степень канализации энергии потоком жидкости;

2) следует уменьшать возмущающие температуры T_{10} , T_{20} , T_{30} .

Рассмотрим температурную погрешность при воздействии периодических возмущающих сигналов. Используя выражение (13), напишем передаточные функции для возмущающих температур $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$:

$$K_1(i\omega) = \frac{i\omega + \frac{1}{\tau_3}}{\tau_1 \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{12}}\right) \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{34}}\right)}, \quad (22)$$

$$K_2(i\omega) = \frac{i\omega + \frac{1}{\tau_2}}{\tau_2 \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{12}}\right) \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{34}}\right)}, \quad (23)$$

$$K_3(i\omega) = \frac{1}{\tau_3 \left(i\omega + \frac{1}{\tau_{34}}\right)}, \quad (24)$$

где ω — круговая частота;

i — мнимая единица.

Допустим, что возмущения имеют вид:

$$T_l(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} c_{nl} e^{i n \omega_l t}, \quad (25)$$

здесь $l=1; 2; 3$, а комплексные коэффициенты Фурье — разложения c_{nl} равны

$$c_{nl} = \frac{1}{T_l^*} \int_0^{T_l^*} T_l(t) e^{-i n \omega_l x} dx, \quad (26)$$

где T_l^* — период соответствующей функции.

С учетом выражения (25) температурную погрешность можно записать в виде:

$$\delta T(t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} [c_{n1} K_1(i\omega_1 n) e^{i n \omega_1 t} + c_{n2} K_2(i\omega_2 n) e^{i n \omega_2 t} + c_{n3} K_3(i\omega_3 n) e^{i n \omega_3 t}], \quad (27)$$

здесь ω_1 , ω_2 , ω_3 — круговые частоты, соответствующие периодам T_1^* , T_2^* , T_3^* .

Проанализируем амплитудно-частотные характеристики для $K_1(i\omega)$, $K_2(i\omega)$, $K_3(i\omega)$:

$$K_1(\omega) = \frac{\sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_3^2}}}{\tau_1 \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_{12}^2}} \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_{34}^2}}}, \quad (28)$$

$$K_2(\omega) = \frac{\sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_3^2}}}{\tau_2 \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_{12}^2}} \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_{34}^2}}}, \quad (29)$$

$$K_3(\omega) = \frac{1}{\tau_3 \sqrt{\omega^2 + \frac{1}{\tau_{34}^2}}}. \quad (30)$$

Возможные максимумы для $K_1(\omega)$ и $K_2(\omega)$, определяемые из равенств $K_1'(\omega) = 0$ и $K_2'(\omega) = 0$, будут иметь место при

$$\omega_0 = \frac{1}{\tau_3} \sqrt{\sqrt{1 + \frac{\tau_3^4}{\tau_{12}^2 \tau_{34}^2} - \frac{\tau_3^2}{\tau_{34}^2} - \frac{\tau_3^2}{\tau_{12}^2}} - 1}. \quad (31)$$

В случае, если соблюдается неравенство $\tau_3 \gg \tau_4$, условие отсутствия экстремумов имеет вид $\tau_3 < \tau_{12}$. В этом случае частотные характеристики для $K_1(\omega)$, $K_2(\omega)$ и $K_3(\omega)$ будут с увеличением ω монотонно падать. Наибольшие значения $K_1(\omega)$, $K_2(\omega)$, $K_3(\omega)$ достигаются при $\omega=0$ и соответственно равны:

$$K_1(0) = \frac{\tau_4}{\tau_3} \frac{\tau_{12}}{\tau_1} = \frac{\tau_4}{\tau_3} \frac{\tau_3}{\tau_1 + \tau_2} = \varepsilon \frac{\tau_3}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (32)$$

$$K_2(0) = \frac{\tau_4}{\tau_3} \frac{\tau_{12}}{\tau_2} = \frac{\tau_4}{\tau_3} \frac{\tau_3}{\tau_1 + \tau_2} = \varepsilon \frac{\tau_1}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (33)$$

$$K_3(0) = \frac{\tau_4}{\tau_3} = \varepsilon. \quad (34)$$

Рассматривая выражения (27), (32), (33) и (34) с учетом неравенства $\tau_3 < \tau_{12}$, можно сделать выводы:

- 1) для уменьшения абсолютной ошибки измерения следует уменьшать возмущающие температуры $T_1(t)$, $T_2(t)$, $T_3(t)$;
- 2) существенное значение для уменьшения абсолютной ошибки измерения имеет величина

$$\frac{1}{\varepsilon} = Q = \frac{\tau_3}{\tau_4} = \frac{c \gamma \sigma}{\alpha_0 S_n}, \quad (35)$$

которую можно условно назвать добротностью приемного элемента, так как чем больше Q , тем меньше абсолютная ошибка $\delta T(t)$.



Используя соотношения (16) и (17) для установившегося режима и выражения (9), (10), (27) и (34), найдем, что относительная ошибка измерения мощности $\frac{\delta P}{P_0}$ равна

$$\frac{\delta P}{P_0} = \frac{\sigma_n S_n}{P_0} \left(1 + \frac{\sigma_n S_n}{c \gamma v} \right) T_0 + \frac{\sigma_n S_n}{c \gamma v}, \quad (36)$$

где T_0 — эффективное значение возмущающей температуры, определяемое из соотношения $K_3(0)T_0 = \delta T(t)$ [см. равенство (27)].

Резюмируя полученные результаты, можно сделать следующие выводы.

Особое внимание при разработке калориметра следует обратить на добротность приемного элемента. Увеличение Q путем применения теплоизоляции и уменьшения излучательной способности приемного элемента ведет к увеличению точности измерений.

Следует принять меры для уменьшения возмущающих температур, действующих на приемный элемент и интегратор, а также уменьшать значение параметров ξ и η , что соответствует уменьшению паразитных изменений температуры теплоносителя, поступающего в приемный элемент.

В заключение автор выражает благодарность В. И. Проненко за обсуждение выводов настоящей работы и консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Проненко В. И. Анализ погрешностей микрокалориметра с проточной жидкостью. Труды ВНИИФТРИ, вып. 48(108). М., Стандартгиз, 1960.
2. Проненко В. И. Широкодиапазонный калориметрический измеритель мощности с.в.ч. «Измерительная техника», 1965, № 9.
3. Кондратьев Г. М. Тепловые измерения. М., Машгиз, 1957.
4. Гарднер М. Ф. и Бэрнс Дж. Переходные процессы в линейных системах. М., ИЛ, 1961.
5. Валигов Р. А., Сретенский В. Н. Радионизмерения на сверхвысоких частотах. М., Воениздат, 1958.

Статья поступила в октябре 1965 г.

ПРИМЕНЕНИЕ БОЛОМЕТРИЧЕСКИХ МОСТОВ ПРИБОРОВ МЗ-8 И МЗ-8А ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ ОКГ

Описывается применение болометрических мостов, входящих в комплект широкодиапазонных измерителей с.в.ч. мощности типов МЗ-8 и МЗ-8А, для измерения мощности излучения оптических квантовых генераторов с помощью приемника излучения с объемным проволочным болометром, разработанного во ВНИИФТРИ. Оценивается погрешность измерения мощности постоянного тока, замещающей измеряемую мощность излучения ОКГ.

Болометрические мосты, входящие в комплекты широкодиапазонных измерителей с.в.ч. мощности типов МЗ-8 (МБО-1) [1] и МЗ-8А, могут быть применены для измерения мощности излучения ОКГ в том же диапазоне мощностей (от 100 мквт до 1 вт), что и при измерении с.в.ч. мощности, если использовать приемник излучения с объемным проволочным болометром, разработанный во ВНИИФТРИ. Частотный диапазон измеряемого излучения определяется оптическими характеристиками приемника.

Во ВНИИФТРИ были разработаны макеты приемников излучения, содержащие по два конусных болометрических элемента: измерительный и термокомпенсационный (для компенсации температурного изменения электрического сопротивления измерительного конуса), включаемых в смежные плечи измерительного моста постоянного тока. Использование болометрического моста постоянного тока прибора МЗ-8 (МЗ-8А) и схемы температурной компенсации с инерционным термосопротивлением позволило упростить конструкцию приемника, оставив только измерительный конус.

КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИЕМНИКА

Термочувствительный элемент 2 приемника (рис. 1) имеет форму конуса, образованного двумя бифилярными обмотками из медного изолированного провода. С целью уменьшения влияния резких изменений температуры внешней среды на болометр приемник имеет пассивное термостатирование. Он состоит из внутреннего медного корпуса 6,

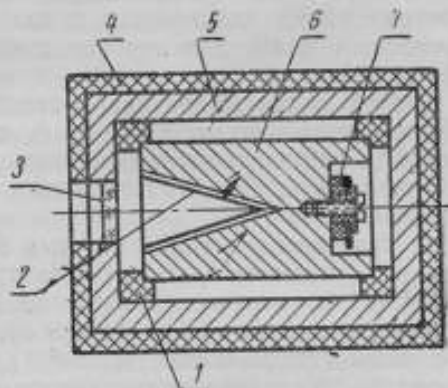


Рис. 1. Приемник излучения

в котором установлен конус болометра, отделенный от корпуса тонкой воздушной прослойкой, и из внешней медной обоймы 5, помещенной во внешний теплоизоляционный кожух 4. Обойма отделена от корпуса теплоизоляционными кольцами 1 из оргстекла и воздушным слоем. В обойме на пути луча к конусу болометра установлено сапфировое окно 3, исключаящее теплообмен конвекцией между конусом и внешней средой. Электрические и тепловые характеристики макета приемника приведены в таблице.

Время установления показаний с погрешностью 1% составляет не более 15 сек, поэтому время измерения может быть принято равным 30 сек.

Характеристика макета приемника

Поддиапазон	Болометрический мост			Приемник		
	Пределы измерения, мвт		Мощность подогрева болометра $P_{\text{в}}, \text{ мвт}$	Номинальное сопротивление болометра $R_{\text{б}}, \text{ ом}$	Чувствительность к мощности излучения $S, \frac{\text{ом}}{\text{мвт}}$	Коэффициент теплопередачи $K_{\text{тп}}, \frac{\text{мвт}}{\text{град}}$
	основные	дополнительные				
I	1—3—10	0,1—0,3	20	320	0,076	16,8
II	10—30—100	1—3	150	330	0,077	17,2
III	100—300—1000	10—30	1200	210	0,044	19,1

Примечания:

1. При работе на поддиапазонах I и II к клеммам моста подключается одна из бифилярных обмоток приемника, при работе на поддиапазоне III — две обмотки в параллель.

2. Коэффициент теплопередачи болометра

$$K_{\text{тп}} = \frac{\alpha_0 R_0}{S} = \frac{0,004 R_0}{S},$$

где $\alpha_0 = 0,004$ на 1°C — температурный коэффициент электрического сопротивления медного провода.

ОСНОВНАЯ ПОГРЕШНОСТЬ

Основная погрешность болометрических мостов приборов МЗ-8 и МЗ-8А при работе с приемником излучения остается той же, что и при использовании мостов с болометрическими головками в комплекте измерителя с в. ч. мощности, за исключением пределов 0,1 и 0,3 мвт поддиапазона I.

Согласно техническим условиям для моста прибора МЗ-8 основная погрешность не превышает $\pm 1,5\%$ для каждого из основных пределов, $\pm 2,5\%$ для второго дополнительного предела в каждом поддиапазоне и $\pm 4\%$ для первого дополнительного предела в каждом поддиапазоне.

Для моста модернизированного прибора МЗ-8А основная погрешность составляет не более $\pm 4\%$ для предела 0,1 мвт поддиапазона I, $\pm 1,5\%$ для первых дополнительных пределов поддиапазонов II и III и предела 0,3 мвт поддиапазона I, $\pm 1\%$ для остальных пределов измерения.

Чувствительность пленочных болометров, работающих в поддиапазоне I (установленных в болометрических головках типов М5-5, М5-6 и М5-7), к мощности излучения согласно техническим условиям составляет от 0,15 до 0,25 ом/мвт (минимально допустимое значение, как указано в технических условиях). Более низкая чувствительность болометра приемника излучения по сравнению с пленочными болометрами приводит к снижению чувствительности фотокомпенсационного

нуль-индикатора и к увеличению основной погрешности моста при измерении мощности излучения ОКГ при работе на поддиапазоне I до 4% на пределе 0,3 мвт и до 10% на пределе 0,1 мвт. При работе на остальных пределах погрешность та же, что указана в технических условиях.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ПОГРЕШНОСТЬ ИЗ-ЗА ТЕМПЕРАТУРНОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ БОЛОМЕТРА

Исходя из значения $K_{\text{ТН}} = 16,8 \text{ мвт/град}$ для поддиапазона I (см. таблицу), находим, что изменение сопротивления болометра при скорости изменения температуры окружающей среды $0,5 \text{ град/ч}$ вызывает нестабильность показаний прибора, равную 70 мквт за 30 сек . Для пленочных болометров, установленных в волноводных болометрических головках типов М5-5, М5-6 и М5-7 из комплекта прибора М3-8, работающих в поддиапазоне I, значение $K_{\text{ТН}}$ вычисляем по экспериментально полученным значениям α_0 , R_0 и S : $K_{\text{ТН}} = 1,47 \div 1,2 \text{ мвт/град}$, температурная нестабильность прибора при работе с этими головками не превышает $6,2 \text{ мквт}$ за 30 сек . Таким образом, одно и то же изменение температуры окружающей среды вызывает при измерении мощности оптического излучения с помощью болометра с проволочным элементом примерно в 10 раз большую погрешность измерения, чем при измерении с.в.ч. мощности с помощью пленочных болометров.

С целью уменьшения этой погрешности предлагается последовательно с болометром включить термокомпенсатор, состоящий из инерционного термосопротивления с отрицательным температурным коэффициентом (например, типа ММТ-9), шунтированного манганиновым проволочным сопротивлением (рис. 2; K_1 и K_2 — клеммы болометрического моста). Термосопротивление 7 (см. рис. 1) устанавливается на корпусе приемника вблизи конуса измерительного болометра; оно имеет хороший тепловой контакт с корпусом. Термосопротивление и болометр находятся практически в одинаковых температурных условиях.

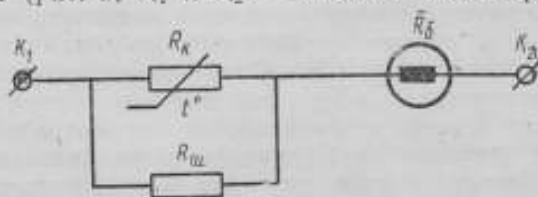


Рис. 2. Схема включения компенсационного термосопротивления

Параметры термосопротивления (сопротивление постоянному току R_k при заданном температурном коэффициенте электрического сопротивления) и значение сопротивления R_m выбирают, исходя из условия наибольшего приближения к равенству температурных коэффициентов электрического сопротивления болометра и термокомпенсатора в диапазоне рабочих температур. Достаточно хорошее приближение к такому равенству в диапазоне рабочих температур от $+10$ до $+35^\circ\text{C}$ получается уже при выборе $R_m = R_k$ при средней температуре диапазона. Такая схема была применена во ВНИИФТРИ, чтобы компенсировать температурное изменение сопротивления медной обмотки ферродинамического отсчетного ваттметра в термисторном измерителе мощности.

Аналогичные схемы обычно используются для компенсации температурной погрешности магнитоэлектрических милливольтметров, когда диапазон рабочих температур широк и необходимо получить возможно меньшее внутреннее сопротивление милливольтметра [2].

Включение термокомпенсатора последовательно с болометром не снижает чувствительности нуль-индикатора моста, так как не изменяет

сопротивления плеча моста, содержащего болометр, — оно сохраняется неизменным и равным 640 ом при работе на поддиапазонах I и II и 340 ом — на поддиапазоне III [1] (эквивалентное сопротивление термокомпенсатора R_{TK} не превышает 100 ом). Однако при включении термокомпенсатора для получения значений измеряемой мощности показания выходного ваттметра необходимо помножить на коэффициент $\eta = \frac{R_1}{R_2}$. Сопротивления R_1 и R_2 определяют перед началом измерения путем балансировки моста при включении болометра отдельно ($R_1 = R_0$) и последовательно с термокомпенсатором ($R_2 = R_0 + R_{TK}$). Значения R_1 и R_2 подсчитывают как сумму показаний основного и дополнительного переключателей сопротивления болометра, выраженную в омах.

По результатам предварительного экспериментального исследования нестабильность показаний за 30 сек болометрического моста прибора МЗ-8 при работе с приемником излучения, после двухчасового прогрева с температурной компенсацией при условии, что скорость изменения температуры окружающей среды составляет не более 0,5 град/ч, не превышает норм, установленных техническими условиями для измерителя с.в.ч. мощности типа МЗ-8, т. е.

для поддиапазона I	5 мквт;
» » II	20 мквт;
» » III	200 мквт.

Полная погрешность измерения мощности ОКГ состоит из: 1) погрешности измерения мостом мощности постоянного тока, эквивалентной по тепловому действию на болометр поглощенной приемником мощности оптического излучения (погрешность, приписываемая болометрическому мосту, равна сумме основной и дополнительной погрешностей из-за нестабильности болометра); 2) погрешностей, зависящих от значений коэффициента неэквивалентности замещения измеряемой мощности постоянного тока и коэффициента отражения приемника.

Выводы

1. Болометрический мост из комплекта широкодиапазонного измерителя мощности типов МЗ-8 и МЗ-8А без каких-либо конструктивных изменений может быть использован для измерения мощности излучения ОКГ, если применить приемник излучения, разработанный во ВНИИФТРИ.

2. Погрешность болометрического моста в комплекте с приемником излучения при измерении мощности излучения ОКГ с применением температурной компенсации не превышает погрешности моста при измерении с.в.ч. мощности приборами МЗ-8 и МЗ-8А, за исключением пределов 0,1 и 0,3 мвт поддиапазона I, для которых она несколько увеличивается.

Литература

1. Закс Л. М. и Беликов Е. Н. Болометрический мост постоянного тока для измерения с.в.ч. мощности. «Измерительная техника», 1960, № 9.
2. Усатин П. Б. Методика и расчет температурной компенсации магнитоэлектрических милливольтметров. Труды ВНИИЭП, 1959, вып. I.

Статья поступила в сентябре 1965 г.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ МОЩНОСТИ И ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ТИПА ИМО-1

(ИНФОРМАЦИОННОЕ СООБЩЕНИЕ)

Кратко описан калориметрический измеритель мощности непрерывных и импульсно-модулированных излучений, а также энергии одиночных импульсов оптических квантовых генераторов.

Во ВНИИФТРИ совместно с Харьковским государственным университетом разработан калориметрический измеритель оптической мощности и энергии излучения типа ИМО-1*. В 1965 г. во ВНИИФТРИ выпущена опытная партия таких приборов.

Измеритель ИМО-1 предназначен для измерения мощности непрерывного и средней мощности импульсно-модулированного излучения, а также энергии одиночных импульсов миллисекундной длительности ОКГ.

Прибор измеряет мощность излучения в пределах от 100 мквт до 100 мвт и энергию одиночных импульсов миллисекундной длительности от 0,01 до 10 дж в трех поддиапазонах: I — 100 мквт ÷ 1 мвт и 0,01 ÷ 0,1 дж; II — 1 ÷ 10 мвт и 0,1 ÷ 1 дж; III — 10 ÷ 100 мвт и 1 ÷ 10 дж. Погрешность показаний прибора — порядка $\pm 15\%$.

Плотность потока энергии на входе измерителя не должна превышать 15 дж/см². Диаметр окна измерительной головки составляет 12 мм.

Диапазон рабочих длин волн прибора 0,4 ÷ 4 мкм (аттестация до 1,1 мкм), частота повторения импульсов излучения ОКГ при измерении средней мощности должна быть не менее 1 гц. Постоянная времени прибора по уровню 0,1 не превышает 180 сек.

Питание осуществляется от сети переменного тока частотой 50 гц, напряжением $220 \pm 10\%$ при потребляемой мощности не более 50 вт.

Принцип работы прибора заключается в сравнении тепловых эффектов, создаваемых оптической мощностью или энергией импульса излучения и мощностью постоянного тока или энергией, запасенной в батарее конденсаторов.

* Калориметрический измеритель ИМО-1 разработан на базе работы ассистента кафедры радиоизмерений ХГУ В. М. Кузьмичева, выполненной при научном руководстве докт. техн. наук Р. А. Валитова. Руководитель опытно-конструкторской разработки и работы по внедрению канд. техн. наук А. В. Кубарев. В работе принимали участие А. С. Обухов, Ю. А. Калинин, Г. А. Татаринев, В. А. Белоглинец, И. А. Степанов и другие сотрудники ВНИИФТРИ.

Прибор состоит из измерительной головки, блока градуировки и гальванометра.

Принципиальная схема измерительной головки показана на рис. 1. Она состоит из поглощающей нагрузки, заключенной в три латунных теплоизолирующих экрана с окнами. Нагрузка имеет две идентичных секции, каждая из которых является конусной моделью абсолютно черного тела. В одну из секций (рабочую) подается сигнал ОКГ.

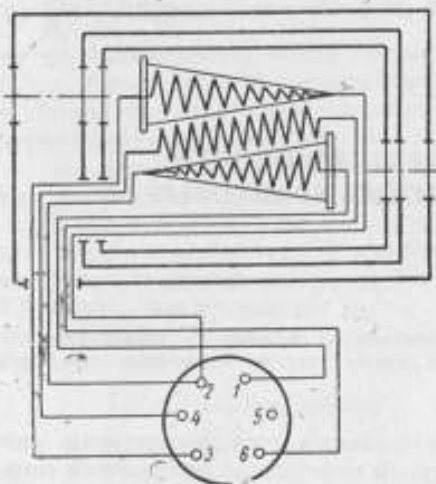


Рис. 1. Принципиальная схема измерительной головки

Он поглощается в нагрузке, что приводит к повышению температуры рабочего конуса относительно температуры второго (компенсационного) конуса. Разность средних температур между конусами измеряется с помощью батареи терморпар. Для уменьшения тепловых потерь из-за конвективного теплообмена приемные конусы закрыты тонкими сапфировыми пластинками. Для градуировки прибора методом замещения внутри каждого конуса помещается нагревательная обмотка, через которую можно пропускать постоянный ток или разряжать батарею конденсаторов, имеющую известную электрическую энергию.

Принципиальная схема блока градуировки показана на рис. 2 и содержит стабилизированный выпрямитель с коэффициентом стабилизации порядка 100, батарею конденсаторов, элементы грубого и плавного регулирования тока, проходящего через нагревательную обмотку, и напряжения зарядки конденсаторов, систему коммутации и микроамперметр, контролирующий ток, проходящий через нагревательную обмотку, и напряжение на конденсаторах. Т.э.д.с. батареи терморпар измеряется любым серийным гальванометром достаточной чувствительности (например, гальванометром М-95 с ценой деления шкалы 0,1 мка, гальванометром М-135/3 или микровольтмикроамперметром Ф-116).

Общий вид прибора показан на рис. 3. На лицевую панель блока градуировки выведены: переключатели режима работы «импульсный,

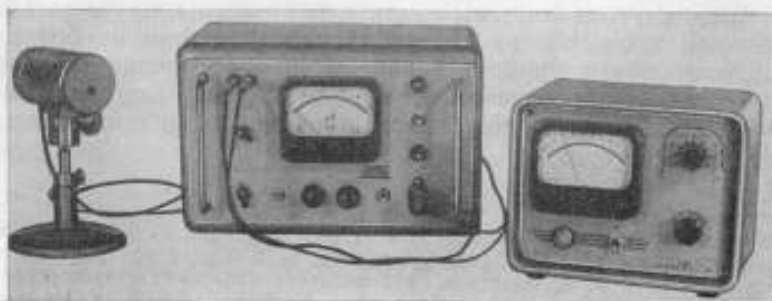


Рис. 3. Общий вид калориметрического измерителя ИМО-1

непрерывный» рабочей и компенсационной секции, «1—2», поддиапазонов измеряемых мощностей и энергий «I—II—III», тумблера заряда и разряда батарей конденсаторов «заряд—разряд», ручки «грубо» и «плавно» для установки напряжения заряда батарей конденсаторов

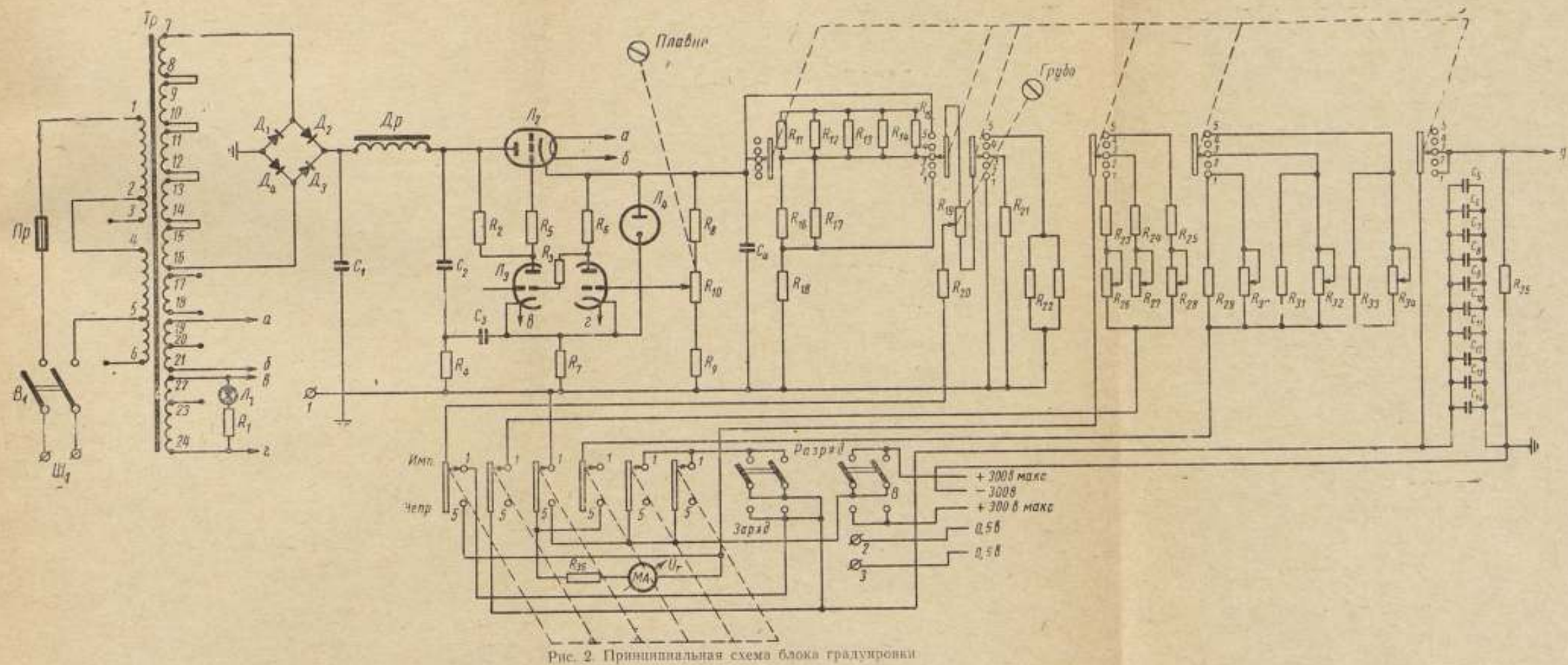
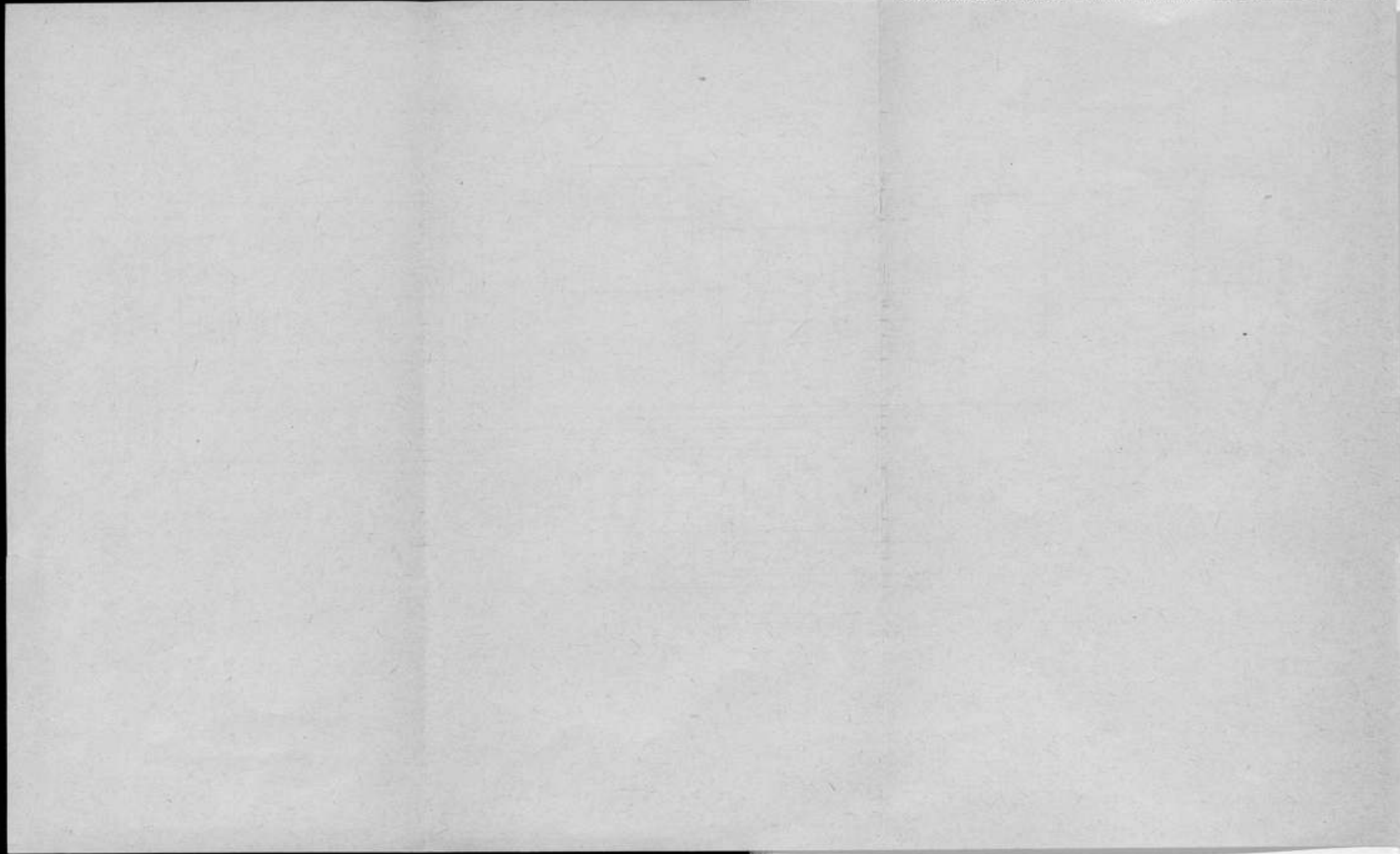


Рис. 2. Принципиальная схема блока градуировки.

Прибор состоит из измерительной головки, блока градуировки и гальванометра.

Принципиальная схема измерительной головки



не
зо
и
«п
ил
ше
та

кн
ра

в
р
об
се
м
м

гл
ч

л
к
д
р
к
Г
к
н
д
ч
н
г
в
Г
г
т

н
с
с
с

н

с

непрерывный» рабочей и компенсационной секции, «1—2», поддиапазонов измеряемых мощностей и энергий «I—II—III», тумблера заряда и разряда батареи конденсаторов «заряд—разряд», ручки «грубо» и «плавно» для установки напряжения заряда батареи конденсаторов или тока, протекающего через нагревательную обмотку соответствующей секции, что отсчитывается по микроамперметру М-265, также установленному на лицевой панели.

Измерительная головка прибора соединяется с блоком градуировки кабелем длиной около 2 м при шестиконтактном штепсельном разъеме.

Процесс измерения мощности излучения ОКГ, которое подается в рабочую секцию нагрузки измерительной головки, сводится к измерению мощности постоянного тока P_0 , рассеиваемой в нагревательной обмотке компенсационной секции и уравнивающей температуры обеих секций. Действительное значение оптической мощности на входе измерителя P с учетом потерь на отражение в окнах определяется формулой

$$P = \frac{P_0}{k}, \quad (1)$$

где k — коэффициент прозрачности окон измерительной головки (значение k приводится в паспорте прибора).

Для измерения мощности непрерывного и средней мощности импульсно-модулированного излучения ОКГ необходимо после юстировки измерительной головки по центру оси оптического луча, который должен полностью попадать в рабочую секцию, включить блок градуировки в сеть, установить переключатель «импульсный, непрерывный» в положение «непрерывный». Затем к клеммам «гальванометр» подключается соответствующий гальванометр и устанавливается его нуль. Переключатель «1—2» устанавливается в положение, соответствующее компенсационной секции (в которую не подается оптическая мощность). Ручки «грубо» и «плавно» устанавливаются в крайнее левое положение, переключатель поддиапазонов в положение «III», и включается тумблер «сеть». После того как оптический луч подан и установлено отклонение стрелки гальванометра, при помощи переключателя поддиапазонов, ручек «грубо» и «плавно» устанавливают ток такой величины, при которой гальванометр показывает нулевое отклонение. По величине компенсирующего тока и градуировочному графику с помощью формулы (1) определяют оптическую мощность излучения, поступающую в измерительную головку.

Процесс измерения энергии одиночных импульсов ОКГ сводится к измерению электрической энергии W_0 , запасенной в батарее конденсаторов, при разряде которой через нагревательную обмотку рабочей секции отклонение стрелки гальванометра будет таким же, как и в случае поглощения той же энергии импульса ОКГ.

Энергия импульса ОКГ на входе измерителя определяется формулой

$$W = \frac{W_0}{k}. \quad (2)$$

Для измерения энергии одиночных импульсов ОКГ необходимо отъюстировать измерительную головку, подключить гальванометр и подать сигнал от ОКГ. По отклонению стрелки гальванометра, графику его градуировки и формуле (2) определяют энергию импульса ОКГ.

Для градуировки шкалы гальванометра в энергетических единицах переключатель «импульсный, непрерывный» установить в положение

ние «импульсный», переключатель «заряд—разряд» — в положение «заряд», переключатель поддиапазонов — в положение «I», переключатель секций «1—2» в положение, соответствующее той секции, которую необходимо градуировать, ручки «грубо» и «плавно» установить в крайнее левое положение, а затем включить сеть. Пользуясь ручками «грубо» и «плавно» и, если необходимо, переключателем поддиапазонов «I—II—III» и графиком градуировки прибора, следует установить напряжение, соответствующее минимальной энергии импульса, которую предполагается измерять. Переключатель «заряд—разряд» ставится в положение «разряд» и отмечается отклонение стрелки гальванометра. Аналогичные операции повторяют для различных значений напряжения на батарее конденсаторов, затем на основе измеренной зависимости строят график градуировки используемого гальванометра в значениях энергии.

При выпуске из производства и периодически в процессе эксплуатации прибор необходимо подвергать поэлементной градуировке по основным оптическим и электрическим характеристикам.

Вследствие простоты и оперативности процесса измерения, а также достаточно высокой достоверности результатов прибор представляет интерес для всех работающих с ОКГ.

Статья поступила в ноябре 1965 г.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЭНЕРГИИ КАЛОРИМЕТРОМ С КОНУСНОЙ НАГРУЗКОЙ

Описан экспериментальный метод оценки наиболее существенной составляющей погрешности измерения энергии ОКГ калориметром с конусной нагрузкой типа ИМО-1 и указан способ уменьшения этой погрешности.

Одним из наиболее распространенных методов измерения средних и малых энергий и мощностей ОКГ является калориметрический метод. В настоящее время известно большое число зарубежных и отечественных разработок калориметрических измерителей — см. работу [1] и статью А. В. Кубарева, Е. И. Излева, Б. Н. Морозова и А. С. Обухова, помещенную в настоящем сборнике. Известны источники погрешностей таких приборов. Однако в большинстве публикаций не освещаются экспериментальные методы количественной оценки составляющих погрешности. В то же время попытки теоретически оценить погрешности, связанные с тепловыми процессами, что необходимо при проектировании прибора, оказываются весьма трудоемкими и не могут дать основания для окончательной аттестации прибора.

Так, калориметрический измеритель с конусной нагрузкой ИМО-1 (см. информационное сообщение в настоящем сборнике) дает результаты с погрешностью порядка $\pm 15\%$ при приближении диаметра оптического луча, достаточно однородного по плотности, к диаметру основания конуса. Данные же о точности измерения пучков меньших диаметров, ее зависимости от юстировки приемной головки относительно пучка излучения и неравномерности плотности пучка по сечению не приводятся. В связи с этим были детально исследованы наиболее существенные источники погрешностей.

Результаты исследования позволяют заключить, что в данном измерителе основной вклад в ошибку измерения энергии пучков с широко варьируемыми параметрами вносит неэквивалентность действия светового импульса и импульса замещения на измеритель.

Эта неэквивалентность объясняется особенностями импульсного излучения и его действия на приемную поверхность, затрудняющими имитацию действия светового импульса электрическим. Наилучшая имитация будет достигнута, если энергия замещения выделится в той части приемной поверхности, где произошло поглощение излучения, и так распределится по ней, как и энергия излучения, а также если длительность импульса градуировки равна длительности импульса излучения.

Очевидно, что в реальной конструкции этого достичь нельзя (например, неизвестно распределение плотности излучения по сечению). Обычно энергия замещения выделяется на всей поверхности или на ее определенной части и распределена на ней в соответствии с вполне определенным законом. В приемной головке ИМО-1 энергия замещения распределяется равномерно по всей поглощающей поверхности, длительность градуировочного импульса составляет 0,02 сек.

Проводить замещение не в месте поглощения энергии, а по всей поверхности при условии, что неравенство длительностей импульса градуировки и импульса излучения не вносит существенной ошибки, допустимо, если зависимость показаний измерителя α от уровня W измеряемой энергии линейна и термоспаи распределены равномерно по поверхности поглощающей нагрузки при равных тепловых потерях от точки к точке или обеспечено оптимальное расположение термоспая, компенсирующее разность этих потерь. Во втором случае необходимо равенство динамических характеристик, если индикация ведется по максимуму показаний выходного прибора.

По перечисленным выше параметрам проверялась приемная головка измерителя ИМО-1 (рис. 1). Результаты экспериментального исследования приводятся ниже.

Зависимость α от W . Данная зависимость снималась при изменении W от 0,003 до 10 дж. Энергия выделялась в обмотке замещения и менялась вследствие изменения энергии батареи конденсаторов МБГО. Напряжение контролировали с помощью потенциометра, в качестве индикаторного прибора использовали фотоусилитель типа Ф116/2. Зависимость оказалась линейной.

Относительная погрешность этих измерений $\delta_1 = \pm 1\%$ (систематическая ошибка фотоусилителя исключалась путем введения поправок при изменении пределов измерения).



Рис. 1. Приемная головка измерителя ИМО-1

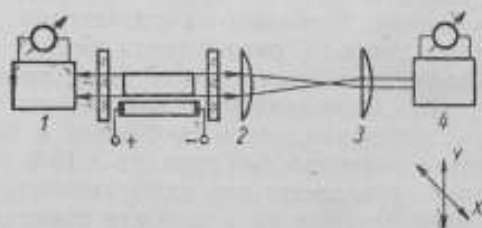


Рис. 2. Схема экспериментальной установки.

1 — контрольный калориметр; 2 — линза $F=20$ см; 3 — линза $F=8$ см; 4 — исследуемый калориметр

Зависимость α от r и φ^* . При исследовании этих зависимостей использовали ОКГ на рубине, длительность импульса которого составляла несколько миллисекунд, диаметр пучка 5 мм. Для уменьшения диаметра пучка до 2—2,5 мм применяли оптические элементы (рис. 2). Показания снимались при перемещении луча от одного края входного отверстия через центр к другому краю по двум взаимно перпендикулярным направлениям, одно из которых находилось в плоскости термоспая.

* r и φ — координаты, характеризующие юстировку пучка относительно центра входного окна измерительной головки.

Были получены результаты при двух положениях калориметра: когда плоскость термопар вертикальна (рабочее положение — кривая 1) и когда она горизонтальна — кривая 2 (рис. 3, а и б).

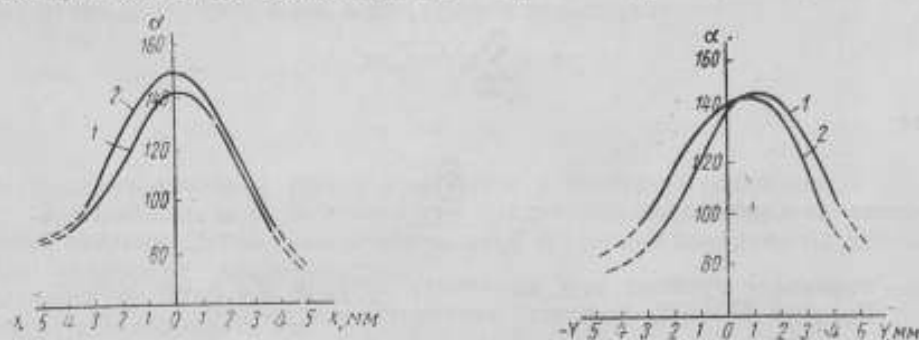


Рис. 3. Зависимость показаний α от места попадания узкого пучка: а — перемещение по горизонтали; б — перемещение по вертикали

Наиболее сильно α зависит от r ; зависимость от φ значительно меньшая. При попадании излучения на образующую конуса, по которой расположены термопары, показания возрастают.

Усредняя α по φ , получим зависимость $\alpha = f(r)$, представленную на рис. 4. Учитывая, что α слабо зависит от φ , действие на измеритель пучка диаметром d на расстоянии r от центра входного отверстия можно заменить действием кольцевого пучка той же энергии радиусом r , симметрично расположенного относительно этого центра. Тогда для таких колец равных энергий справедлива зависимость $\alpha(l)$, где l — номер кольца (рис. 5).

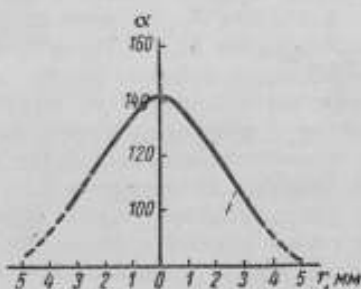


Рис. 4. Усредненная зависимость α от r

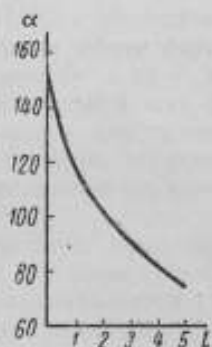


Рис. 5. Зависимость α от номера кольца

При условии, что поглощательная способность нагрузки не столь сильно зависит от r , график будет справедливым и для замещающей энергии. Это подтверждено экспериментом, в котором определялось отношение показаний при частичном и полном заполнении поверхности конуса лучом ОКГ и отношение показаний, когда в тех же частях поверхности выделялась энергия замещения. Погрешность, с которой получены результаты, — около $\pm 2\%$. В пределах указанной точности величины совпали.

Таким образом, при действии на измеритель аксиального пучка излучения диаметром d , заполняющего m колец, при энергии в кольце, равной энергии при эксперименте (W_0), прибор покажет

$$x = \sum_{l=1}^m \alpha_l = \bar{\alpha}_m m,$$

где

$$\bar{\alpha}_m = \frac{\sum_{l=1}^m \alpha_l}{m};$$

α_l — показание прибора при выделении энергии W_0 в l -м кольце. Если же $W_l = \beta W_0$, то в силу линейности $\alpha = f(W)$

$$\alpha_l = \beta \bar{\alpha}_m m = \frac{W_{изл}}{W_0} \bar{\alpha}_m,$$

где

$$W_{изл} = W_l m.$$

При подаче той же энергии в обмотку замещения (энергия распределяется равномерно по всем кольцам)

$$\alpha_2 = \frac{W_{зам}}{W_0} \bar{\alpha}_n,$$

где

$$W_{зам} = W_{изл},$$

$$\alpha_2 < \alpha_1,$$

так как

$$\bar{\alpha}_n < \bar{\alpha}_m.$$

Для того чтобы выравнять показания, нужно подать $W_{зам}^*$ такую, чтобы

$$\frac{W_{зам}^*}{W_0} \bar{\alpha}_n = \frac{W_{изл}}{W_0} \bar{\alpha}_m;$$

$$\frac{W_{зам}^* - W_{изл}}{W_{изл}} = \frac{\bar{\alpha}_m - \bar{\alpha}_n}{\bar{\alpha}_n}$$

или

$$\delta_2 = \frac{\Delta W}{W} = \frac{\Delta \bar{\alpha}_n}{\bar{\alpha}_n},$$

где

$$\Delta W = W_{зам}^* - W_{изл};$$

$$\Delta \bar{\alpha}_n = \bar{\alpha}_m - \bar{\alpha}_n.$$

Таким образом, используя зависимости, представленные на рис. 4 и 5, можно вычислить систематическую ошибку измерения с помощью ИМО-1 (появляющуюся вследствие того, что замещение осуществляется по всей поверхности, а не в месте поглощения световой энергии) в зависимости от диаметра аксиального пучка постоянной плотности или от места попадания узкого пучка. Так, для аксиального пучка диаметром 4 мм $\delta_2 = \pm 32\%$.

Значение этой же ошибки было определено путем изменения степени заполнения при неизменной энергии излучения.

Получены результаты при заполнении, аналогичном заполнению при пучке диаметром 4 мм, и при полном заполнении:

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 35\%$$

В пределах точности такого сравнения результаты совпадают.

Зависимость α от длительности градуировочного импульса постоянной энергии. Схема экспериментальной установки показана на рис. 6.

При изменении длительности импульса от 0,02 до 0,8 сек можно устанавливать амплитуду каждый раз такой, что энергия импульса останется постоянной (0,2 Дж). В указанном диапазоне длительностей α также оставалось постоянным. Погрешность измерения составляла $\pm 0,5\%$.

Анализ результатов позволяет сделать следующие выводы:

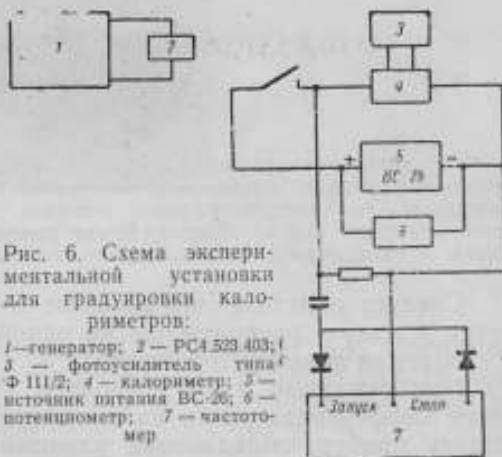
1. Проводить замещения при помощи разряда конденсаторов при правильном выборе длительности импульса градуировки вполне допустимо.

2. Интегрирование по φ в конструкции ИМО-1 относительно хорошее.

3. Составляющая погрешности из-за зависимости α от r необоснованно велика (32% для аксиального пучка диаметром 4 мм). В основе появления столь сильной зависимости могут лежать две причины: тепловые потери от точки к точке приемной поверхности, вызванные геометрией нагрузки различны и термоспая распределены по поверхности нагрузки неравномерно.

Так как в приемной головке ИМО-1 термодатчики расположены по образующей конуса с постоянной плотностью, то площади колец, на которые приходится равное число термодатчиков, увеличиваются от вершины к основанию конуса и при условии недостаточного интегрирования по образующей конуса показания должны снижаться при перемещении пучка от центра входного отверстия к краю. В связи с этим был изготовлен макет приемной головки с термобатареей, в которой термоспая расположены с переменной плотностью. Плотность у конца термобатарей, который должен касаться вершины конуса, была в два раза меньше плотности у другого конца, изменяясь линейно. Для улучшения интегрирования по углу φ применяли две батареи термодатчиков. Конструктивное осуществление показано на рис. 7.

Экспериментальное исследование макета показало, что для аксиального пучка диаметром 4 мм $\delta_3 = \pm 15\%$, т. е. составляющая погрешности для аксиального пучка ОКГ из-за зависимости α от r и φ снизилась более чем в 2 раза, чувствительность головки возросла в 2,5 раза.



Меняя плотность расположения термопар по образующей конуса, вполне реально снизить погрешность из-за зависимости α от r до -6 или до $\pm 3\%$, делая эту погрешность знакопеременной (хотя бы путем введения поправочного коэффициента).



Рис. 7. Макет приемной головки

Следует отметить, что входные окна дифференциального калориметра в макете расположены на одной стороне приемной головки, что повышает ее помехоустойчивость.

Предложенные меры позволяют существенно уменьшить погрешность дифференциального калориметра для измерения энергии ОКГ и создать прибор, обладающий улучшенными метрологическими и эксплуатационными характеристиками.

Автор выражает благодарность Б. Н. Морозову за ценные советы при написании статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валитов Р. А., Калинин Ю. А., Кузьмичев В. М. «Измерительная техника», 1965, № 5, стр. 37.

Статья поступила в апреле 1966 г.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ КАЛОРИМЕТР ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

Описывается дифференциальный калориметр оптического диапазона, позволяющий измерять одновременно и независимо импульсную энергию или непрерывную мощность двух лучей и разность значений энергии или мощности. Показывается возможность применения такого калориметра для измерения больших коэффициентов отражения, больших коэффициентов прохождения и малых коэффициентов поглощения.

Известные калориметры оптического диапазона [1—4] позволяют измерять только энергию одного луча ОКГ или только разность значений энергии двух лучей, когда каждый из них подается в одну из поглощающих секций прибора.

Дифференциальный калориметр оптического диапазона [5], принципиальная схема которого приведена на рис. 1, позволяет определять одновременно и независимо энергию или непрерывную мощность двух лучей ОКГ и разность значений этих величин.

Основными элементами калориметра являются пять идентичных конусных моделей абсолютно черного тела, изготовленных из меди и черненых внутри, с расположенными в них подогревательными спиралями для градуировки по мощности постоянного тока или электрической энергии, запасенной в конденсаторе. Между конусами расположены четыре батареи термопар, каждая из которых регистрирует повышение температуры одного конуса относительно другого. Каждый конус закрыт тонким окном, пропускающим излучение интересующего участка оптического диапазона и уменьшающим тепловые потери из-за конвекции. Все эти элементы схемы помещены в систему теплоизолирующих экранов для уменьшения влияния изменений окружающей температуры. Внешний экран имеет окна для поступления энергии. Спираль для градуировки изготовлена в виде конуса из окисленной нихромовой проволоки с таким шагом, чтобы конус был непрозрачен для луча света, падающего нормально к основанию.

При измерении энергии одиночного светового импульса, поступающего в один из конусов, отсчитывают максимальное отклонение индикаторного прибора, подключенного к батарее термопар, имеющей тепловой контакт с данным конусом. Энергия светового импульса будет равна энергии, запасенной в конденсаторе и разряженной через нихромовую спираль, что приводит к такому же максимальному отклонению индикатора с учетом прозрачности окон.

Непрерывную мощность измеряют аналогично, регистрируя при этом установившееся повышение температуры.

Два луча W_1 и W_2 подают в средние секции, находящиеся в одинаковых термоусловиях, и значения оптической энергии этих лучей

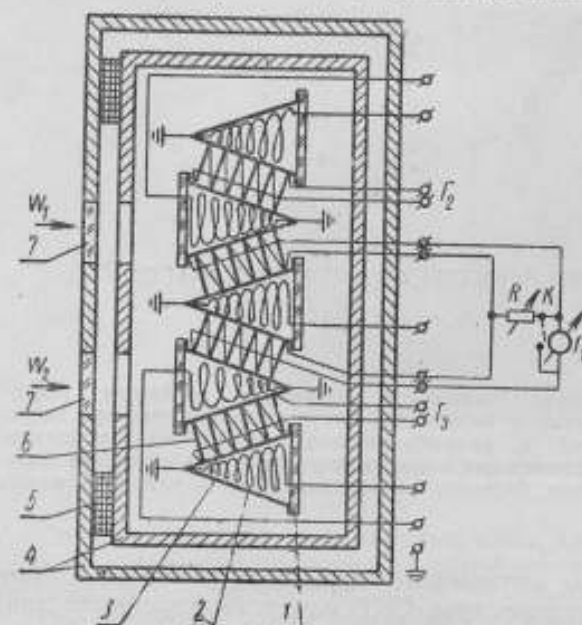


Рис. 1. Принципиальная схема дифференциального калориметра:

1 — входное окно приемного конуса; 2 — подогревательная спираль; 3 — приемный конус; 4 — теплоизолирующие экраны; 5 — установочные вставки; 6 — термопары; 7 — окна экрана

определяют по показаниям приборов Γ_2 и Γ_3 , подключенных к крайним термопарам. Разность энергий $\delta W_1 - W_2$ определяется по показанию индикатора Γ_1 , имеющего нуль в центре шкалы и подсоединенного к средним термопарам, включенным навстречу. Несимметрия средних секций из-за неточного изготовления идентичных секций устраняется шунтированием с помощью переменного сопротивления одной из средних термопар. Отсутствие несимметрии проверяют, подавая мощность постоянного тока в центральную секцию — индикатор Γ_1 должен при этом показывать нулевое отклонение. Средние секции предварительно градуируют по мощности постоянного тока

или электрической энергии, запасенной в конденсаторе.

Каждый медный конус имеет диаметр основания 12 мм, высоту 25 мм и толщину стенки 0,06 мм. Подогревательная спираль в виде конуса с таким же углом раскрытия при вершине вставляется внутрь медного конуса и изолируется от его стенок. Общая масса конуса с окошком не превышает 1 г. Степень черноты такой модели абсолютно черного тела проверена с помощью прибора СФ-10 и в оптическом диапазоне составляет 98—99%. Сопротивление каждой спирали подогрева составляет около 60 ом.

Конструкция поглощающего элемента позволяет рассеять как оптическую энергию, так и градуировочную энергию на спирали, нагревающей через воздух медный конус, температура которого регистрируется. После рассеяния оптической и градуировочной энергии на спирали тепловые процессы идут идентично.

Каждая батарея термопар содержит около ста сплавов медь—константан, соединенных последовательно и расположенных равномерно между двумя образующими конусов по всей длине. Такая термопары регистрирует среднее повышение температуры одного конуса относительно другого.

Различие показаний прибора из-за неравномерного распределения оптической энергии по всей внутренней поверхности конуса мало ввиду большой теплопроводности меди. Погрешность измерения средней

температуры по всей длине образующей конуса и рассеяния энергии на спирали не превышает $\pm 2\%$.

Чувствительность каждой секции калориметра при измерении импульсной энергии обратно пропорциональна полной теплоемкости, а при измерении непрерывной мощности обратно пропорциональна боковой поверхности и коэффициенту теплообмена с внешней средой.

Использование фотоэлектрических усилителей типа Ф117 при измерении разности температур позволяет измерять энергию в диапазоне от 10^{-4} до 10 дж, а непрерывную мощность — от 10 мквт до 1 вт. Погрешность измерений энергетических характеристик не превышает $\pm 10\%$. Постоянная времени прибора не превышает 100 сек. Если импульсы равных значений энергии менее 1 сек, то максимальное повышение температуры не зависит от продолжительности импульса.

Общий вид калориметра показан на рис. 2.

Основным достоинством прибора является возможность измерять им коэффициенты отражения, прохождения и поглощения при одной вспышке импульсного ОКГ, когда луч, раздвоившись, дает два луча равной энергии и один из них подается в одну входную секцию, а другой после отражения от неизвестного зеркала или прохождения через исследуемую среду поступает во вторую входную секцию. Это важно потому, что энергия ОКГ от импульса к импульсу может меняться в значительных пределах и другие способы измерения данных величины дают дополнительные погрешности. Кроме того, такой калориметр позволяет измерять отражение, прохождение и поглощение и их нелинейность при большой плотности оптической энергии, что невыполнимо другими известными индикаторами.

Возможная схема измерения коэффициента отражения показана на рис. 3. Луч ОКГ раздваивается полупрозрачным зеркалом 2, и один из образовавшихся лучей сразу поступает на первый вход дифференциального



Рис. 2. Общий вид калориметра

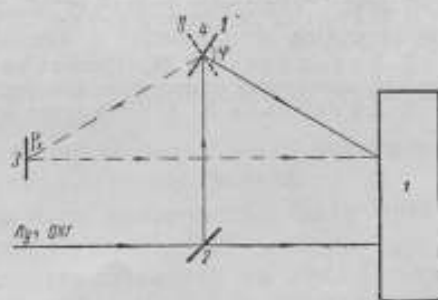


Рис. 3. Схема измерения коэффициента отражения

калориметра 1, а другой после отражения от дополнительного зеркала 4 поступает на другой вход калориметра. Небольшой юстировкой зеркал 2 и 4 добиваются равенства энергий обоих лучей. Затем зеркало 4 поворачивают на угол φ . Угол падения луча в положениях I и II одинаковый. Теперь второй луч, отразившись от зеркала 3 с неизвестным коэффициентом отражения ρ_x , попадает на второй вход калориметра. Зная энер-

тию на первом входе W и разность значений энергии δW , находим измеряемый коэффициент отражения

$$\rho_x = 1 - \frac{\delta W}{W}. \quad (1)$$

Среднеквадратическая погрешность измерения коэффициента отражения определяется как

$$\frac{\Delta \rho_x}{\rho_x} = \frac{\frac{\delta W}{W}}{1 - \frac{\delta W}{W}} \sqrt{\left(\frac{\Delta(\delta W)}{\delta W}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W}{W}\right)^2}, \quad (2)$$

где $\frac{\Delta(\delta W)}{\delta W}$ — относительная погрешность измерения разности значений энергии;

$\frac{\Delta W}{W}$ — относительная погрешность измерения энергии одного луча.

Из выражения (2) видно, что погрешность измерения коэффициента отражения при $\frac{\delta W}{W} \ll 1$ во столько раз меньше погрешности измерения энергетических величин, во сколько δW меньше W .

Коэффициент прохождения можно определить, установив исследуемую среду на пути второго луча и проделав вычисления по формуле (1). Среднеквадратическая погрешность измерения коэффициента прохождения определится по формуле (2).

Малые коэффициенты поглощения можно точно измерить с помощью методики, описанной в работе [6], и дифференциального калориметра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Li T., Sims S. P. «Applied Optics», 1962, May, v. 1, № 3, pp. 325—328.
2. Daly Richard T. «Micro Waves», 1964, № 1, 50—58.
3. Tachoir H. «C. r. Acad. Sci», 1964, 258, № 25, 6093—6095.
4. Davoine F., Macgueron J. L., Novailhai A. «J. Phys.», 1963, 24, № 12, 1103—1106.
5. Кузьмичев В. М., Половников Г. Г., Валитов Р. А. Дифференциальный калориметр оптического диапазона. Бюл. изобретений, № 23, декабрь 1965.
6. Афанасьев В. А. Оптические измерения. М., Геодезиздат, 1961.

Статья поступила в октябре 1965 г.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ БОЛЬШИХ УРОВНЕЙ ВЫХОДНОЙ ЭНЕРГИИ ОКГ

Описан калориметрический измеритель выходной энергии ОКГ в диапазоне от десятых долей джоуля до 100 дж с погрешностью порядка $\pm 15\%$.

Калориметрические измерители непрерывной мощности и импульсной энергии ОКГ с сухой нагрузкой получили довольно широкое применение при измерении малых и средних уровней мощности (10 мквт—1 вт) и энергий импульса (10^{-3} —10 дж) [1—3]. Это объясняется сравнительной простотой их изготовления, возможностью применить электрическую многопредельную индикацию и осуществить электрическую градуировку хорошей точностью измерений.

При изготовлении калориметров для измерения больших импульсных энергий ОКГ (порядка 100 дж) возникают дополнительные трудности. При такой энергии плотность оптической мощности становится достаточной для разрушения поглощающих слоев чернения.

Известный прибор для измерения больших уровней импульсной энергии [4], состоящий из стопы лезвий с термопарой, имеет следующие недостатки:

в процессе работы стальные острия разрушаются и резко изменяют поглощательную способность системы;

из-за малого коэффициента теплопроводности материала показания прибора зависят от места попадания оптического луча.

При конструировании описываемого калориметра были приняты меры для устранения этих недостатков.

Принципиальная схема калориметра показана на рис. 1. Основными элементами являются два медных конуса 2 и 8, представляющих собой модели абсолютно черного тела, между которыми находится батарея термопар 10. В теле каждого конуса помещается нихромовый подогреватель 1 и 7 для электрической градуировки измерителя. Конусы и батарея термопар крепятся в каркасе из плексигласа. Дифференциальная схема калориметра уменьшает влияние изменений внешней температуры. Для дальнейшего уменьшения этого влияния вся чувствительная часть помещена в систему из двух медных теплоизолирующих экранов 3 и 4, разделенных шайбой из плексигласа 6. Экраны имеют отверстия для прохождения света в нагрузку. В отверстиях внешнего экрана имеются вставки 5 и 9, позволяющие крепить а слу-

чае необходимости окна или линзы из материала, стойкого против воздействия оптической энергии (сапфира, кварца).

Внутренний диаметр основания конуса поглощающей нагрузки 18 мм, угол при вершине 13° .

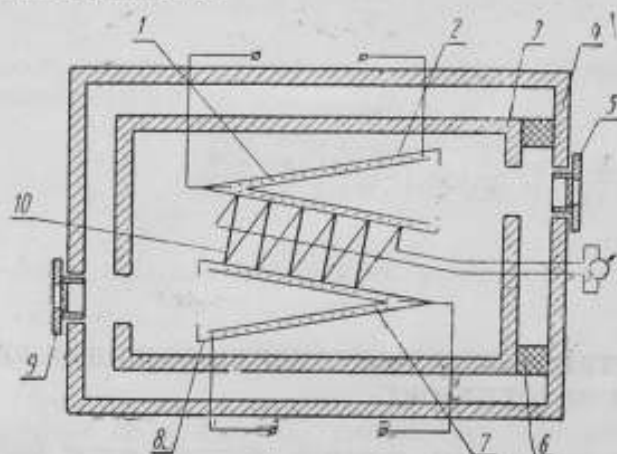


Рис. 1. Принципиальная схема калориметра

Каждый конус состоит из двух частей — внутренней и наружной, которые в собранном состоянии имеют хороший тепловой контакт по соприкасающимся поверхностям, что приводит к почти равномерному распределению температуры по толщине стенки конуса. На внутренней части имеется выточка в виде прямоугольной резьбы, в которую укладывается провод подогревателя. На подогреватель нанизаны стеклянные бусинки для предотвращения замыкания между ним и конусом. Сопротивление подогревателя составляет около 30 ом. Основание конуса закрывается медной диафрагмой внутренним диаметром 12 мм, имеющей тепловой контакт с конусом. Это увеличивает коэффициент поглощения нагрузки.

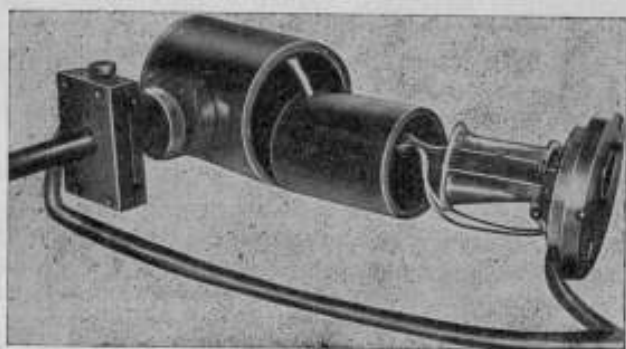


Рис. 2. Калориметр в разобранном виде

На рис. 2 показан калориметр в разобранном виде. Внутренняя поверхность конуса не покрывается поглощающим покрытием, что создает диффузное отражение от чистой меди и при достаточно большом коэффициенте отражения приводит к почти равномерному распределе-

нию поглощенной энергии по всей поверхности и стабильной поглощательной способности данной модели абсолютно черного тела.

Коэффициент поглощения конусной модели определяли при помощи светомерного шара, входящего в прибор СФ-10; в оптическом диапазоне коэффициент поглощения равен 90%. Зависимость его от длины волны не наблюдалась.

Батарея термопар содержит около 100 последовательно соединенных термопар медь—константан, расположенных между двумя образующими конусов, что позволяет измерять повышение средней температуры одного конуса относительно другого.

Общая масса нагрузки составляет около 9 г. Вследствие значительной толщины стенки медного конуса и почти равномерного распределения поглощенной энергии по всей поверхности показания прибора не зависят от места попадания и размеров оптического луча. Это проверено фокусировкой луча ОКГ постоянной энергии диаметром до 2—3 мм в различные места внутренней поверхности конуса.

Прибор позволяет измерять импульсную энергию ОКГ от десятых долей джоуля до ста джоулей с погрешностью, не превышающей $\pm 15\%$. Измерение оптической энергии сводится к измерению электрической энергии конденсатора, разряжаемой через подогревательную спираль и вызывающую такой же максимальный нагрев конуса (с учетом поглощательной способности нагрузки).

При градуировке прибора электрической энергией, запасенная в батарее конденсаторов общей емкостью $C=1100$ мкф, заряженных до напряжения $V=500$ в, рассеивалась в подогревателе, и измерялось соответствующее напряжение термопары.

Таким способом была проведена градуировка до энергии $W=150$ дж. Показания индикатора температуры линейны по отношению к рассеиваемой энергии.

Прибор проверяли на рубиновом ОКГ, дающем импульсную энергию до 10 дж. Для измеряемой энергии более 10 дж индикатором может служить микроамперметр типа М24, а для меньших значений энергии — гальванометр М-95.

При длительном измерении энергии больших уровней необходимо чаще проводить градуировку прибора, так как возможное разрушение внутренней поверхности конуса изменяет его массу и чувствительность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Li J., Sims S. D. «Applied Optics», 1962, May, v. 1, № 3, 325—328.
2. Зуев В. С., Крюков П. Г. ПТЭ, 1963, № 3, 188—189.
3. Davoine F., Macqueron J. L., Novailhait A. «J. Phys.», 1963, 24, № 12, 1103—1106.
4. Acherman J. A., «Applied Optics», 1964, 3, № 5, 644—645.

Статья поступила в октябре 1965 г.

ПОНДЕРОМОТОРНЫЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ОПТИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ И ИМПУЛЬСНОЙ ЭНЕРГИИ

Кратко описан макет пондеромоторного измерителя мощности и импульсной энергии, указано ожидаемое значение среднеквадратической погрешности измерений на основе предварительной оценки. Сообщается об экспериментальном сравнении показаний пондеромоторного и калориметрического измерителей, указывающих на существенное расхождение результатов, возрастающее с увеличением измеряемой мощности.

Для измерения больших уровней непрерывной мощности и импульсной энергии ОКГ находит применение метод с использованием механического (пондеромоторного) действия света. Измерители такого типа, в отличие от калориметрических, не нуждаются в поглощающих нагрузках, которые могут разрушаться под действием светового излучения. Наоборот, в пондеромоторных измерителях желательно применять отражающие поверхности с большим коэффициентом отражения, что увеличивает давление света.

Сила, с которой свет при нормальном падении давит на зеркально-отражающую непрозрачную поверхность,

$$F = \frac{(1+R)P}{c}, \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения поверхности;

P — мощность светового излучения, падающего на поверхность;

c — скорость света в свободном пространстве.

Отражение от пластины из прозрачного материала обусловлено различными показателями преломления вещества пластины и окружающей среды. Сила, действующая на такую пластину с плоскопараллельными поверхностями при нормальном падении света,

$$F = \frac{2RP}{c}. \quad (2)$$

Такие прозрачные пластины с очень малым коэффициентом поглощения вещества и целесообразно использовать в качестве отражающего элемента пондеромоторных измерителей, применяемых при больших уровнях мощности и энергии, когда металлические или диэлектрические зеркала разрушаются под действием световой энергии.

Для измерения давления света целесообразно использовать датчик давления типа крутильных весов [1—5]. На тонкой нити крепится

подвеска с отражающими поверхностями на концах и индикаторным зеркальцем в центре.

Угол поворота системы под действием света пропорционален оптической мощности, падающей на металлическое зеркало:

$$\alpha = \frac{(1+R)rT}{cK} P, \quad (3)$$

где α — угол поворота системы;

r — расстояние от места попадания луча света до оси вращения;

T — коэффициент пропускания окна колбы, в которой находится система;

K — удельный противодействующий момент (жесткость) нити подвеса.

Если свет действует на подвеску в течение времени $t \ll \tau$ (где τ — период свободных колебаний системы), измеритель будет работать в баллистическом режиме. В этом случае

$$\alpha_{\max} = \frac{(1+R)rT}{c\sqrt{KJ}} W, \quad (4)$$

где α_{\max} — наибольший угол отклонения системы от положения равновесия;

J — момент инерции;

W — оптическая импульсная энергия.

Для прозрачной пластины в выражениях (3) и (4) $1+R$ заменяется $2R$.

Экспериментально исследован макет измерителя с металлическим отражающим покрытием. Общий вид колбы с подвеской внутри показан на рис. 1. Подвеска представляет собой прямоугольную пластину,



Рис. 1. Общий вид колбы с подвеской

вырезанную из слюды и покрытую тонким слоем алюминия. Момент инерции такой подвески можно вычислить по формуле

$$J = \frac{m l^2}{12},$$

где m — масса подвески;

l — длина подвески.

Нить, на которой находится подвеска, сделана из бериллиевой бронзы. Жесткость нити K определяется из соотношения

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{J}{K}}.$$

Вверху нить крепится к упругой распорке, которая поддерживает всю систему. Ниже распорки к нити крепится магнитная стрелка. Она помещается между полюсами магнита, находящегося вне колбы на поворотном устройстве. Поворачивая магнит, можно закручивать нить и ориентировать подвеску так, как это нужно для измерения.

После откачивания воздуха из колбы ее отплавляют. В ней удерживается вакуум не хуже 10^{-5} мм рт. ст. При таком давлении радиометрическим эффектом и влиянием конвекционных потоков воздуха, возникающих при нагревании подвески, можно пренебречь.

Для отсчета использована оптическая система прибора типа С-95. Основные данные прибора следующие:

длина подвески, мм	$40 \pm 0,1$
масса, мг	41 ± 1
период свободных колебаний, сек	$7,08 \pm 0,02$
момент инерции подвески, $\text{ч} \cdot \text{см}^2$	$(5,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
жесткость нити, $\text{дин} \cdot \text{см}/\text{рад}$	$(4,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-2}$
коэффициент пропускания окна колбы	$0,9 \pm 0,03$
коэффициент отражения зеркала	$0,7 \pm 0,02$
расстояние от места попадания луча до оси вращения, см	$1,6 \pm 0,15$
чувствительность к непрерывной мощности, град/вт	$1 \pm 0,1$
чувствительность к импульсной энергии, град/дж	$0,2 \pm 0,02$

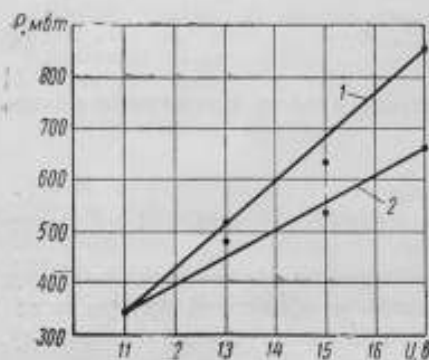


Рис. 2. Результаты сравнения показаний пандеромоторного (1) и калориметрического (2) измерителей при измерении непрерывной мощности

Было проведено сравнение показаний пандеромоторного измерителя и калориметрического. Результаты сравнения при измерении непрерывной мощности даны на рис. 2. По оси абсцисс отложены значения напряжения питания источника света.

Погрешность измерения складывается из погрешности отсчета угла отклонения системы, которая была равна 4%, погрешностей определения жесткости нити и момента инерции системы, погрешностей измерения коэффициента отражения зеркала и коэффициента пропускания окна колбы и вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta P}{P} = \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K}{K}\right)^2 + \left(\frac{R}{1+R}\right)^2 \left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2}.$$

Общая среднеквадратическая погрешность измерения мощности составляет $\pm 11\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев П. Н. Собр. соч. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Cook J. J., Flowers W. L., Arnold C. B. «Proc. IRE», 1962, v. 50, № 7.
3. Stimler M., Slawsky L. J., Grantham R. E. «Rev. Sci. Instrum.», 1964, т. 34, № 3.
4. Never H. V. «American Journ. of Physics», 1961, v. 29, № 10.
5. Братинский В. Б., Минакова И. И., Стенунии И. М. ПТЭ, 1965, № 3.

Статья поступила в октябре 1965 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ШИРИНЫ ЛИНИИ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

Описана работа по измерению ширины линий генерации гелиево-неонового ОКГ непрерывного действия, выполненная в Харьковском государственном научно-исследовательском институте метрологии. Измеренная ширина линии генерации не превышает 3,5 гц. Дана оценка погрешности измерения.

Прогресс техники оптических квантовых генераторов создал реальные возможности для их применения в метрологической практике, однако использование ОКГ в значительной степени определяется достоверностью измерения их характеристик и параметров. Одним из таких параметров для ОКГ непрерывного действия является ширина линии излучения.

В настоящее время достаточно хорошо отработаны методы изучения [1, 2] частотного спектра генерации путем выделения биений на фотокатоде фотоэлектронного умножителя (ФЭУ).

Известно, что теоретическая ширина линии излучения ОКГ, работающего на одном типе колебаний, составляет $\sim 10^{-3}$ гц [3]. Частотный спектр биений на фотокатоде ФЭУ не позволяет измерить ширину с достаточной достоверностью, так как он простирается от 0,5–1 Мгц и выше, в то время как полоса пропускания приемников спектроанализаторов обычно составляет несколько килогерц. В этом случае наблюдаемая на экране ширина пика будет определяться не шириной линий генерации, а полосой пропускания усилителей ПЧ приемника.

Нами применялся другой метод измерения ширины линии генерации He—Ne ОКГ, работающего на длине волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм. Особенностью его является использование спектра низкочастотных биений, что позволяет применить приборы для спектрального анализа с большим разрешением.

Для осуществления измерений на фотокатоде ФЭУ с помощью эффекта Доплера был получен спектр биений на очень низкой частоте. Допплеровское смещение линий излучения ($\Delta\nu = 2v \frac{v_0}{c}$) получалось с помощью отражающего зеркала, движущегося с постоянной скоростью. Принципиальная блок-схема установки, применявшейся для измерений, дана на рис. 1.

В качестве источника излучения применялся сконструированный и изготовленный в ХГНИИМ ОКГ с $\lambda = 0,6328$ мкм типа ХЛХ-1, работающий при возбуждении, слегка превышающем пороговое значение. Поскольку длина разряда достаточно велика (130 см), велико и уси-

ление. Поэтому даже в этом режиме возможно одновременное возбуждение многих типов колебаний, в том числе и неаксиальных. Чтобы получить наименьшее число генерируемых мод, апертуру луча в резонаторе ограничили при помощи диафрагмы.

ОКГ имеет достаточно массивную и жесткую конструкцию. Для уменьшения влияния вибраций лабораторный стол, на котором устанавливается ОКГ, был нагружен соответствующим образом. Отсутствие вибраций контролировали при помощи вибродатчика и спектроанализатора. Чтобы исключить передачу вибраций от механизма, перемещающего зеркало, на ОКГ, движущееся зеркало устанавливали на другом, таком же массивном лабораторном столе. Юстировочное устройство вместе с зеркалом крепится к каретке, которая могла перемещаться с помощью червячной передачи по направляющим массивного основания. Червячная передача приводилась в действие реверсивным двигателем через редуктор. Для уменьшения вибраций двигатель вместе с редуктором помещен на отдельную массивную подставку. Создана возможность плавного регулирования скорости двигателя. Вся система проверена на отсутствие вибраций при помощи вибродатчика.

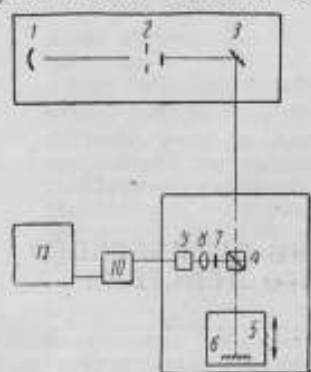


Рис. 1. Принципиальная блок-схема установки для измерения ширины линии генерации ОКГ:

1 — ОКГ; 2 — диафрагма; 3 — зеркало; 4 — призма; 5 — подвижная каретка; 6 — зеркало; 7 — фильтр; 8 — объектив; 9 — ФЭУ-27; 10 — усилитель; 11 — спектроанализатор

ретки $v=0,1$ см/сек. При этом получалось доплеровское смещение $\Delta\nu \approx 3$ кГц. Луч ОКГ расщеплялся при помощи призмы 4: часть луча направлялась непосредственно на фотоумножитель, а вторая — на движущееся зеркало 6. После отражения от зеркала луч также попадал на катод ФЭУ (9). Сигнал с выхода ФЭУ усиливался при помощи измерительного усилителя (10) и затем рассматривался при помощи спектроанализатора (11). Спектроанализатор позволяет просматривать спектр биений, начиная с 20 Гц, при узкой (7 Гц) полосе пропускания последнего приемника. Имеющаяся на выходе спектроанализатора цепочка интегрирования позволяет просматривать как общий контур спектра биений, так и отдельные его составляющие.

С помощью описанной установки исследовали спектр биения как при значительном превышении порога генерации, так и в режиме маломодной генерации. Показания снимали путем фотографирования экрана трубки индикатора спектроанализатора, а также непосредственным нанесением изображения на кальку.

На рис. 2 показан общий спектр биений при уровне подкачки, превышающем пороговое значение. Как видно из рисунка, общая ширина спектра на уровне 0,707 составляет $\Delta\nu \approx 1,5$ кГц. Такой спектр может иметь место в том случае, если ОКГ генерирует не только аксиальные типы колебаний, но и типы высших порядков.

На рис. 3 показан этот же спектр, но без интегрирующей цепи. Отчетливо видны пики, соответствующие отдельным спектральным составляющим. Наличие такого большого числа гармоник свидетельствует о существовании дополнительных вибраций, вызывающих амплитудную модуляцию одночастотного сигнала, что было подтверждено дополнительными измерениями с вибродатчиком.

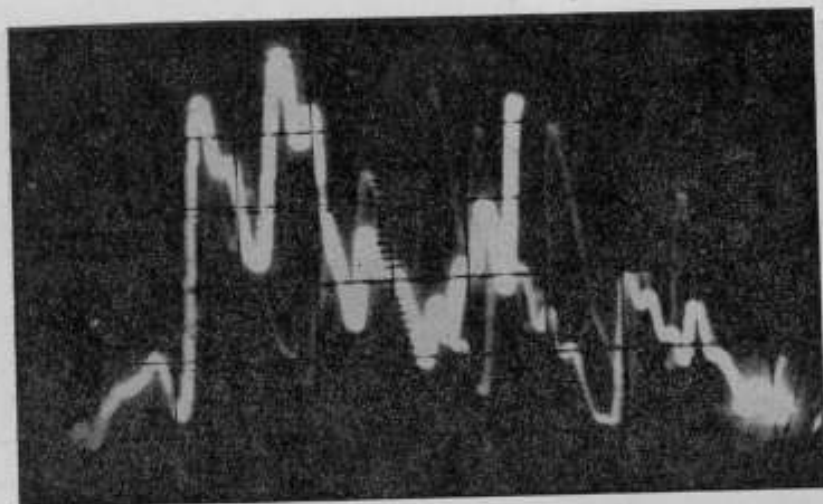


Рис. 2. Спектр биений ОКГ при уровне подкачки, превышающем пороговое значение

Спектроанализатор дает не абсолютные значения амплитуд составляющих, а только относительные. Шкала прибора была предварительно проградуирована по частоте при помощи генератора стандартных сигналов.

На рис. 4 показана запись сигнала ОКГ, работающего в режиме, близком к одночастотному. Общий спектр значительно сужен, однако еще достаточно широк из-за наличия дополнительных вибраций и, следовательно, модуляции сигнала ОКГ. Из рассмотрения рис. 2—4 следует, что биениям между одночастотными составляющими должны соответствовать отдельные пики. Поскольку полоса пропускания усилителя равна 7 гц и ширина компонент вдвое меньше ширины спектра их биений, то можно утверждать, что ширина линии генерации ОКГ, полученная в описанных измерениях, не должна превышать 3,5 гц.

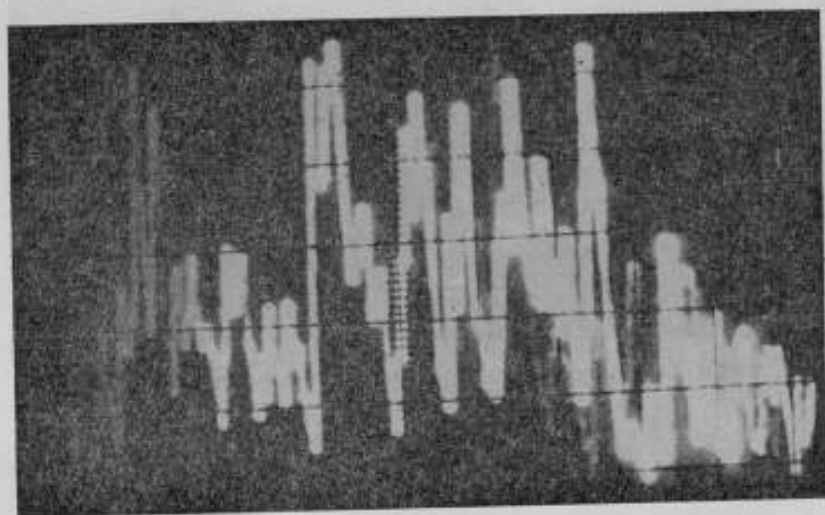


Рис. 3. Спектр биений ОКГ при уровне подкачки, превышающем пороговое значение, полученный без интегрирующей шели

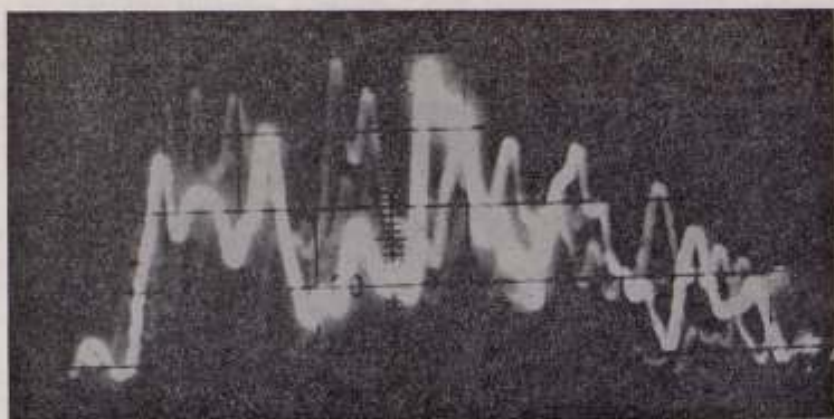
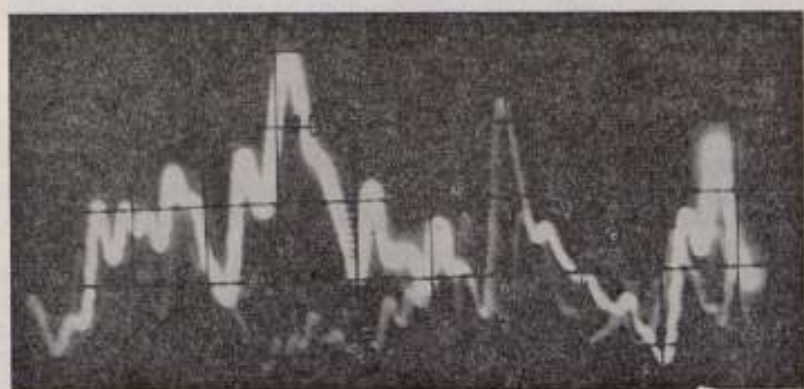
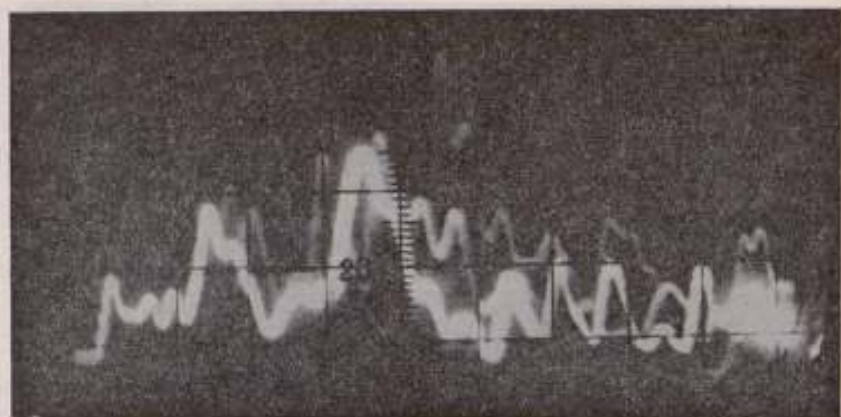


Рис. 4. Спектр сигнала ОКГ, работающего в режиме, близком к однодному

Для уменьшения влияния вибраций измерения проводились в вечернее время. Принимались также меры с целью устранения частиц пыли в резонаторе.

Описанный метод измерения ширины линии генерации имеет преимущество перед другими методами (методом гетеродинирования света, использования замкнутых резонаторов). Он более прост, имеет большую разрешающую силу и возможности для совершенствования.

Погрешность метода в основном определяется стабильностью полосы пропускания усилителя в диапазоне частот и на частоте измерений. В данном случае стабильность полосы пропускания усилителя обеспечивается кварцевым фильтром. Полоса пропускания составляет 7 ± 2 гц и в процессе измерений может считаться неизменной.

Таким образом, погрешность измерений принимается равной 28%. Однако при оценке этой погрешности надо учесть, что определялась ширина линии излучения с $\nu_0 = 4,7 \cdot 10^{14}$ гц.

При соответствующем усовершенствовании аппаратуры можно измерить ширину линии генерации с еще большей точностью. Для этого необходимо понизить скорость движения зеркала для получения доплеровского смещения порядка 20—25 гц. При этом достижимы полосы пропускания усилителя до $0,05 \div 0,1$ гц, что дает возможность определить ширину линии генерации с точностью такого же порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldsborough J. P. «Appl. Optics», 1964, v. 3, № 2.
2. Watson W. R., Polanyi T. G. «J. Opt. Soc. of America», 1964, v. 54, № 4.
3. Джаван А., Баллих Е., Бонд В. В сб. «Лазеры». М., ИЛ, 1963.
4. Magill, Young, «Appl. Phys. Letters», 1964, v. 5, № 1.

Статья поступила в апреле 1966 г.

СОБСТВЕННЫЕ ТИПЫ КОЛЕБАНИЙ РЕЗОНАТОРОВ ФАБРИ—ПЕРО С ТРЕТЬИМ ЗЕРКАЛОМ

Вычислены собственные частоты системы связанных резонаторов Фабри—Перо, образованной тремя соосными зеркалами. Полученные результаты определяют условия модуляции излучения газовых ОКГ с помощью третьего зеркала.

В последнее время в экспериментальной технике получили широкое распространение резонаторы Фабри—Перо с дополнительным третьим зеркалом. Эти системы явились удобным средством для исследования электромагнитных свойств веществ, в частности они были успешно применены для определения коэффициента преломления плазмы [1].

При интерпретации экспериментальных результатов возникают, однако, некоторые трудности, обусловленные тем обстоятельством, что свойства системы связанных резонаторов, образованных тремя зеркалами, не могут быть удовлетворительно объяснены на основе имеющихся теоретических результатов, относящихся к простым двухзеркальным резонаторам Фабри—Перо [2, 3]. Добавление третьего зеркала существенно усложняет процесс установления нормальных типов колебаний, так как порождает совокупность гармоник, соответствующих различным порядкам комбинированных отражений в системе трех зеркал. Поэтому собственные частоты системы не совпадают с собственными частотами исходного двухзеркального резонатора. В стационарное распределение поля дадут вклад только некоторые из возникающих гармоник, остальные же будут подавлены вследствие интерференции. Резонансные типы колебаний, соответствующие стационарному распределению поля в пространстве между зеркалами, можно найти обычным путем, используя принцип Гюйгенса [4].

Рассматриваемая система состоит из трех соосных зеркал M_1 , M_2 , M_3 . Зеркала M_1 и M_3 — сферические, радиусами кривизны соответственно R_1 и R_3 ; находящееся между ними зеркало M_2 — плоское. Резонатор, образованный зеркалами M_1 и M_2 , будем называть основным; резонатор, образованный зеркалами M_2 и M_3 , — референтным. Длина основного резонатора — L_1 , длина референтного — L_2 . Положительному направлению оси Z соответствует направление вдоль оси резонатора, от зеркала M_3 к зеркалу M_1 .

Электрическое поле волны, падающей на зеркало M_1 , является суперпозицией волн, отраженных от поверхностей зеркал M_2 и M_3 . Для аксиальных пучков на основании принципа Гюйгенса можно записать;

$$E^+(1) = \frac{ik}{2\pi} \int dS_2 E^+(2) \frac{e^{-ikr_{21}}}{r_{21}} + \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_3 E^+(3) \frac{e^{-ikr_{31}}}{r_{31}}, \quad (1)$$

где k — волновое число падающей волны;
 r_{21} и r_{31} — соответственно расстояния точек поверхности зеркала M_1
от точек на поверхностях зеркал M_2 и M_3 ;
 χ — коэффициент пропускания зеркала M_2 .
Аналогично для поля волны, падающей на поверхность зеркала M_3 ,
имеем

$$E^-(3) = -\frac{ik}{2\pi} \int dS_2 E^-(2) \frac{e^{ikr_{23}}}{r_{23}} - \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_1 E^-(1) \frac{e^{ikr_{13}}}{r_{13}}. \quad (2)$$

Поле на поверхности зеркала M_2 является результатом сложения волн, отраженных от зеркал M_1 и M_3 . Поэтому

$$\left. \begin{aligned} E^+(2) &= (1-\chi) \frac{ik}{2\pi} \int dS_1 E^-(1) \frac{e^{-ikr_{12}}}{r_{12}} + \\ &+ \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_3 E^+(3) \frac{e^{-ikr_{32}}}{r_{32}} \\ E^-(2) &= -\chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_1 E^-(1) \frac{e^{ikr_{12}}}{r_{12}} - \\ &- (1-\chi) \frac{ik}{2\pi} \int dS_3 E^+(3) \frac{e^{ikr_{32}}}{r_{32}} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Исключив из уравнений (1) и (2) $E^+(2)$ и $E^-(2)$, получим

$$\left. \begin{aligned} E^+(1) &= (1-\chi) \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_1 dS_2 E^-(1') \frac{e^{-ik(r'_{12}+r_{21})}}{r'_{12}r_{21}} + \\ &+ \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_2 dS_3 E^+(3) \frac{e^{-ik(r_{32}+r_{21})}}{r_{32}r_{21}} + \\ &+ \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_3 E^+(3) \frac{e^{ikr_{31}}}{r_{31}} \\ E^-(3) &= (1-\chi) \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_2 dS_3 E^+(3') \frac{e^{ik(r'_{32}+r_{23})}}{r'_{32}r_{23}} + \\ &+ \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_1 dS_2 E^-(1) \frac{e^{ik(r_{12}+r_{23})}}{r_{12}r_{23}} - \\ &- \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_1 E^-(1) \frac{e^{ikr_{13}}}{r_{13}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Вклад в напряженность $E^+(1)$ дается слагаемыми несколько различной физической природы. Первый член в правой части соответствует вкладу собственных колебаний резонатора M_1-M_2 . Второе слагаемое определяет вклад от собственных колебаний референтного резонатора. Третий член — вклад собственных колебаний резонатора M_1-M_3 . Слагаемые, дающие вклад в напряженность $E^-(3)$, имеют аналогичный физический смысл.

При $\chi=0$ система (4) распадается на два независимых уравнения, решениям которых соответствуют моды (резонансные типы колебаний) основного и референтного резонаторов.

Решениям замкнутой системы уравнений (4) соответствуют собственные типы колебаний рассматриваемой системы связанных резонаторов. Соответствующие собственные значения задаются условиями

$$\left. \begin{aligned} E^+(1) &= \sigma E^-(1) \\ E^-(3) &= \sigma^* E^+(3) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Равенства (5) являются обычным условием стационарности распределения поля на зеркалах. Следовательно, модам соответствуют стоячие электромагнитные волны в пространстве между зеркалами M_1 и M_2 .

После подстановки условий (5) в систему (4) получим

$$\left. \begin{aligned} \sigma E^-(1) &= (1-\chi) \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_1' dS_2 E^-(1') \frac{e^{-ik(r_{12}' + r_{21})}}{r_{12}' r_{21}} + \\ &+ \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_2 dS_3 E^+(3) \frac{e^{-ik(r_{22} + r_{31})}}{r_{22} r_{31}} + \\ &+ \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_3 E^+(3) \frac{e^{-ik r_{13}}}{r_{13}} \\ \sigma^* E^+(3) &= (1-\chi) \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_2 dS_3' E^+(3') \frac{e^{ik(r_{32}' + r_{23})}}{r_{32}' r_{23}} + \\ &+ \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \iint dS_1 dS_2 E^-(1) \frac{e^{ik(r_{11} + r_{23})}}{r_{11} r_{23}} - \\ &- \chi \frac{ik}{2\pi} \int dS_1 E^-(1) \frac{e^{ik r_{13}}}{r_{13}} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Собственным функциям системы (6) двух однородных интегральных уравнений Фредгольма второго рода соответствуют определенные собственные значения σ . Тем самым задаются определенные резонансные значения k , а следовательно, и резонансные частоты системы.

3. Поскольку собственные функции системы (6) при $\chi=0$ образуют две полные ортонормированные системы, удобно искать решения в виде разложений по этим системам функций. Поэтому положим:

$$\left. \begin{aligned} E^-(1) &= \sum_p \alpha_p E_p^-(L_1, R_1) \\ E^+(3) &= \sum_q \beta_q E_q^+(L_2, R_2) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где $E_p^-(L_1, R_1)$ и $E_q^+(L_2, R_2)$ — соответственно собственные функции основного и референтного резонаторов, соответствующие собственным значениям σ_p и σ_q и зависящие от L_1, R_1 и L_2, R_2 как от параметров; α_p и β_q — вещественные коэффициенты.

Подстановка разложений (7) в систему (6) дает

$$\left. \begin{aligned} \sum_p \alpha_p E_p^-(1) [\sigma - (1-\chi)\sigma_p] &= \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \sum_q \beta_q \iint dS_2 dS_3 \times \\ &\times E_q^+(3) \frac{e^{-ik(r_{22} + r_{31})}}{r_{22} r_{31}} + \chi \frac{ik}{2\pi} \sum_q \int dS_3 E_q^+(3) \frac{e^{-ik r_{13}}}{r_{13}} \\ \sum_q \beta_q E_q^+(3) [\sigma^* - (1-\chi)\sigma_q^*] &= \chi \left(\frac{ik}{2\pi}\right)^2 \sum_p \alpha_p \iint dS_1 dS_2 \times \\ &\times E_p^-(1) \frac{e^{ik(r_{11} + r_{23})}}{r_{11} r_{23}} - \chi \frac{ik}{2\pi} \sum_p \alpha_p \int dS_1 E_p^-(1) \frac{e^{ik r_{13}}}{r_{13}} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Умножая первое уравнение на E_u^- (1), второе — на E_v^+ (3), интегрируя по S_1 и S_3 и учитывая ортонормировку функций E_p^- (1) и E_p^+ (3), получим

$$\left. \begin{aligned} \alpha_u [\sigma - (1 - \chi) \sigma_u] &= \sum_q \beta_q M_{qu} \\ \beta_v [\sigma^* - (1 - \chi) \sigma_v^*] &= \sum_p \alpha_p M_{vp}^* \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где

$$M_{qu} = \chi \left[\left(\frac{ik}{2\pi} \right)^2 \int \int \int dS_1 dS_2 dS_3 E_q^+ (3) E_u^- (1) \frac{e^{-ik(r_{u1} + r_{u3})}}{r_{u2} r_{u1}} + \right. \\ \left. + \frac{ik}{2\pi} \int \int dS_1 dS_3 E_q^+ (3) E_u^- (1) \frac{e^{-ik r_{u1}}}{r_{u1}} \right]. \quad (10)$$

Амплитуды переходов M_{qu} являются суммой двух слагаемых. Первый член соответствует амплитуде вероятности перехода энергии колебания E_q^+ (3) в энергию колебания E_u^- (1) при прохождении волны через зеркало M_2 . Второй представляет собой амплитуду вероятности рождения резонансного колебания в интерферометре M_1 — M_3 . M_{qu} заметно отличны от нуля только для тех мод, собственные функции которых E_u^- (1) и E_q^+ (3) существенно перекрываются в некоторой области плоскости XY . Из равенства (10) следует, что по абсолютной величине амплитуды переходов M_{qu} не превышают χ . Поэтому можно приближенно положить

$$M_{qu} = \chi \left[a e^{-ik(L_1 + L_3) + i\pi} + b e^{-ik(L_1 + L_3) + i\frac{\pi}{2}} \right], \quad (11)$$

где a и b — вещественные положительные коэффициенты, не превышающие единицы.

Приближение (11) соответствует учету вклада продольных гармоник и пренебрежению вкладом поперечных гармоник в процессы интерференции резонансных типов колебаний. Оно является достаточно строгим, если длина референтного резонатора значительно меньше длины основного резонатора, поскольку в этом случае дополнительным фазовым сдвигом, обусловленным аксиально несимметричными поперечными гармониками референтного резонатора, можно пренебречь.

4. Бесконечную систему однородных алгебраических уравнений (9) для коэффициентов α_p и β_q можно решать методом последовательных приближений. В первом приближении достаточно в суммах правых частей оставить по одному слагаемому, содержащему соответственно α_u и β_v , после чего система (9) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_u [\sigma - (1 - \chi) \sigma_u] &= \beta_v M_{uv} \\ \alpha_u M_{uv}^* &= \beta_v [\sigma^* - (1 - \chi) \sigma_v^*] \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Учитывая вещественность коэффициентов α_u и β_v , систему (12) можно переписать в эквивалентной форме:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_u [\sigma^* - (1 - \chi) \sigma_u^*] &= \beta_v M_{uv}^* \\ \alpha_u M_{uv} &= \beta_v [\sigma - (1 - \chi) \sigma_v] \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

Поскольку системы (12) и (12a) эквивалентны, их решения должны совпадать.

Условием разрешимости систем (12) и (12а) является равенство нулю их детерминантов. Тем самым задаются характеристические уравнения для собственных значений:

$$[\varepsilon - (1 - \gamma) \varepsilon_u] [\varepsilon^* - (1 - \gamma) \varepsilon_u^*] = M_{uv} M_{uv}^*, \quad (13)$$

$$[\varepsilon - (1 - \gamma) \varepsilon_v] [\varepsilon^* - (1 - \gamma) \varepsilon_v^*] = M_{uv}^* M_{uv}. \quad (13a)$$

Собственные значения σ_u и σ_v двухзеркальных резонаторов Фабри—Перо имеют вид [4]:

$$\sigma_u = \exp \left\{ -i \left[2kL - 2(m + n + 1) \left(\frac{\pi}{2} - \text{arctg} \frac{2\delta}{1 - 4\delta^2} \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

где характеристическая длина δ для интерферометров с плоским и сферическим зеркалом определяется равенством

$$\delta = \frac{2L - R}{2R}. \quad (15)$$

Из уравнений (13) и (13а) получаем два решения для получения собственных значений σ :

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 - M_{uv} &= (1 - \gamma) \varepsilon_u = (1 - \gamma) \varepsilon_v \\ \varepsilon_1^* - M_{uv}^* &= (1 - \gamma) \varepsilon_u^* = (1 - \gamma) \varepsilon_v^* \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_2 - M_{uv}^* &= (1 - \gamma) \varepsilon_u = (1 - \gamma) \varepsilon_v \\ \varepsilon_2^* - M_{uv} &= (1 - \gamma) \varepsilon_u^* = (1 - \gamma) \varepsilon_v^* \end{aligned} \right\} \quad (16a)$$

Равенства (16) и (16а) должны выполняться при любых допустимых значениях σ_u и σ_v . Следовательно, собственные типы колебаний рассматриваемой системы связанных резонаторов Фабри—Перо существуют при условиях

$$\left. \begin{aligned} \sigma_u &= \sigma_v \\ \sigma_u^* &= \sigma_v^* \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

где σ_u и σ_v — собственные значения соответственно основного и референтного резонаторов.

Учитывая малость амплитуд M_{uv} , находим согласно решениям (16) и (16а), что резонансные частоты системы совпадают с резонансными частотами исходных двухзеркальных резонаторов:

$$\omega = \omega_0 = \omega_p. \quad (18)$$

Согласно равенству (18) референтный резонатор является фильтром по отношению к основному резонатору, так как отбирает из всей совокупности резонансных типов колебаний, отвечающих данному расстоянию между зеркалами M_1 — M_2 , только такие, собственные частоты которых совпадают с собственными частотами резонатора M_2 — M_3 .

Дополнительный фазовый сдвиг, обусловленный амплитудами M_{uv} , по порядку величины не превосходит значения

$$\Delta \varphi = \text{arc tg} \frac{\gamma}{1 - \gamma}. \quad (19)$$

Если M_{uv} не являются вещественными величинами, то каждая резонансная линия расщепляется на дуплет:

$$\omega_{1,2} = \omega \pm \Delta \omega, \quad (20)$$

где

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \leq \frac{\operatorname{arctg} \frac{\gamma}{1-\gamma}}{2\pi q} \quad (21)$$

При $\omega \sim 10^{15}$ гц $\Delta \omega \sim 10^6$ гц.

5. В случае генерации на продольных модах условия резонанса принимают вид:

$$\left. \begin{aligned} 2kL_1 - \pi &= 2\pi q_1 \\ 2kL_2 - \pi &= 2\pi q_2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Следовательно,

$$k(L_1 + L_2) = \pi(q_1 + q_2 + 1), \quad (23)$$

при этом согласно уравнению (11)

$$M_{qu} = \gamma e^{-i\pi(q_1+q_2)} \left(a - b e^{i\frac{\pi}{2}} \right). \quad (24)$$

Поэтому, если сумма $q_1 + q_2$ представляет собой четное число, то соответствующее резонансное собственное значение больше величины $1-\gamma$, если же $q_1 + q_2$ — нечетное число, то собственное значение меньше $1-\gamma$. Из выражений (23) и (24) следует, что модуляция излучения должна наблюдаться при изменении длины референтного резонатора на каждую половину длины волны. Хотя модуляция излучения в пассивном резонаторе согласно выражению (24) мала, взаимодействие с активной средой может существенно ее увеличить. Действительно, оптические длины путей лучей, дающих вклад в M_{qu} , могут значительно превосходить оптические длины путей в основном резонаторе. По этой причине усиление модулирующего излучения в активной среде будет превышать усиление немодулированного излучения и модуляция может достигать большой глубины или быть полной.

Если возможна генерация излучения на двух или нескольких длинах волн, то роль двух слагаемых, дающих вклад в M_{qu} , может быть различной. В частности, в гелий-неоновом ОКГ член

$$M_{qu}^{(1)} = \gamma a e^{-ik(L_1+L_2)+i\pi}$$

может модулировать излучение на волне 0,6328 мкм, тогда как наличие слагаемого

$$M_{qu}^{(2)} = \gamma b e^{-ik(L_1+L_2)+i\frac{\pi}{2}}$$

может облегчать генерацию на волне 3,39 мкм с модами, соответствующими резонатору M_1-M_3 . Модуляция через полдлины волны на волне 0,6328 мкм и возникновение генерации на волне 3,39 мкм наблюдалось экспериментально В. П. Коронкевичем и Г. А. Ленковой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джерардо Д., Верлейен Д. «Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1964, 52, 733. М., ИИЛ.
2. Фокс Д., Ли Т. В сб. «Лазеры», М., ИИЛ, 1963.
3. Бойд Д., Гордон Д. В сб. «Лазеры», М., ИИЛ, 1963.
4. Кларк П. «Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике», 1965, 53, 43. М., ИИЛ.

Статья поступила в марте 1966 г.

ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА ДЛЯ ПОДГОНКИ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ КВАРЦЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Описан способ подгонки частоты колебаний вакуумных кварцевых резонаторов без нарушения вакуума. Для подгонки на элементы резонатора воздействуют фокусированным излучением оптического квантового генератора. Приведены результаты лабораторных исследований способа, подтверждающие его высокую эффективность.

В процессе производства кварцевых резонаторов с металлизированными электродами важную роль играет процесс подгонки частоты колебаний к номинальному значению. В зависимости от назначения резонаторов требования к точности подгонки могут быть различными. В настоящее время известно несколько методов настройки кварцевых резонаторов по частоте. В частности, распространены способ подгонки частоты посредством индивидуальной металлизации и подгонки с помощью паров иода [1]. Эти методы сравнительно мало точны и достаточно трудоемки. Применение их приводит, как правило, к увеличению старения кварцевых резонаторов.

Описываемый ниже метод настройки кварцевых резонаторов посредством воздействия на кварцевый элемент резонатора фокусированным излучением ОКГ в достаточной мере прост и удобен при изготовлении опытных образцов резонаторов.

Суть метода заключается в следующем. На металлическую часть держателя кварцевого элемента (в случае, когда необходимо понизить частоту колебаний резонатора) либо на электрод, напыленный на кварцевый элемент, или на сам кварцевый элемент (в случае, когда необходимо повысить частоту колебаний резонатора) направляют фокусированный пучок света от ОКГ. В том месте, где фокусируется свет ОКГ, развивается высокая температура и вещество держателя или электрода частично испаряется. При действии фокусированного света ОКГ на металлическую часть держателя часть металла распыляется и попадает на кварцевый элемент, увеличивая тем самым его массу, что приводит к уменьшению частоты колебаний. При испарении вещества электрода, напыленного на кварц, частота колебаний увеличивается. Изменению массы кварцевого элемента на Δm соответствует изменение частоты колебаний на $\Delta f \sim -f \Delta m$ [2]. Из данных экспериментов и несложных расчетов следует, что при энергии импульса ОКГ порядка 1 Дж в случае подбора линзы с соответствующим фокусным расстоянием может быть распылено $2 \cdot 10^{-3}$ г вещества за одну вспышку, что

для резонатора частотой колебаний 100 кГц приводит к изменению частоты порядка нескольких десятых герца.

Изменением степени фокусировки луча или мощности на выходе ОКГ можно в широких пределах изменять количество распыляемого вещества, что позволяет настраивать резонатор практически с любой требуемой точностью.

Блок-схема установки, использованной для измерения основных параметров (частоты, добротности и ТКЧ) кварцевых резонаторов, приведена на рис. 1. При исследованиях использовались различные вакуумированные резонаторы частотой колебаний 500, 1000 и 5000 кГц.

Кварцевый резонатор помещали в термостат, в котором в качестве терморегулирующего элемента использовался ртутный контактный термометр. Для контроля температуры применяли образцовый ртутный термометр. Погрешность термостатирования была не хуже $\pm 0,1$ град. Термостат представлял собой толстостенный медный цилиндр, на наружной поверхности которого имелась нагревательная обмотка из манганина диаметром 0,3 мм, помещенная в теплоизолирующий корпус из пенопласта. В работе использовался кварцевый генератор с катодным повторителем на выходе. Питание генератора осуществлялось от универсального источника питания УИП-1. Частота генератора измерялась электронным частотомером типа ЧЗ-4 при опорной частоте 100 кГц от эталона частоты ВНИИФТРИ. Частота измерялась с погрешностью $\pm 0,1$ гц. Добротность и эквивалентные параметры измерялись Q-метром, разработанным во ВНИИФТРИ и основанным на измерении свободнозатухающих колебаний с автоматическим отсчетом времени затухания.

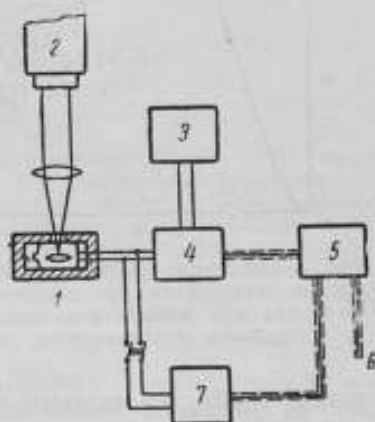


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения основных параметров кварцевых резонаторов:

1 — термостатированный кварцевый резонатор; 2 — оптический квантовый генератор; 3 — универсальный источник питания УИП-1; 4 — кварцевый генератор; 5 — электронный частотомер ЧЗ-4; 6 — опорная частота 100 кГц (от эталона частоты ВНИИФТРИ); 7 — Q-метр

Кварцевый резонатор настраивали путем фокусирования излучения ОКГ внутрь стеклянного баллона резонатора с помощью линз с фокусным расстоянием 30 и 50 мм. Кварцевый резонатор можно перемещать в термостате в горизонтальном и вертикальном направлениях. Эти перемещения использовали для фокусирования света ОКГ в различные участки металлизированного электрода.

Эксперименты показали, что точность подгонки частоты к номинальному значению описанным способом можно регулировать в широких пределах. Обнаружено, что для точной настройки частоты необходимо фокусировать излучение ОКГ вблизи края металлизированного электрода. На рис. 2 приведен график изменения частоты колебаний резонатора при воздействии однократным импульсом излучения ОКГ фиксированной энергии порядка 1 дж в зависимости от расстояния до края электрода. Грубая настройка осуществляется при испарении вещества металлического электрода вблизи центра электрода.

Исследования показали, что добротность резонаторов и эквивалентные параметры (рис. 3), а также ТКЧ в процессе настройки частоты при испарении вещества электрода с помощью фокусированного излу-

чения ОКГ практически не изменяются (при условиях, аналогичных для случая, данного на рис. 2).

Настройка частоты колебаний кварцевых резонаторов предложенным способом имеет очевидные преимущества с точки зрения старения

в сравнении с методом подгонки посредством металлизации и настройки с помощью паров иода, когда при повторных соприкосновениях кварцевого элемента с атмосферой металлизированный слой доопла-

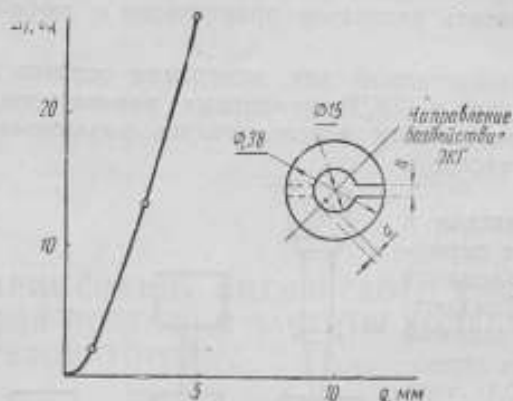


Рис. 2. Изменение частоты колебаний резонатора в зависимости от расстояния до края электрода при воздействии однократным импульсом фиксированной энергии

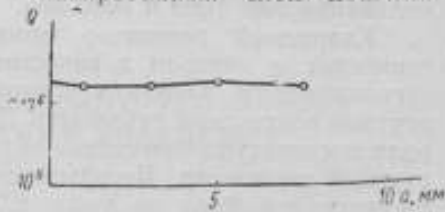


Рис. 3. График изменения добротности резонатора

тельно сорбирует частицы газа. Это явление не наблюдается, так как подгонка частоты с помощью фокусирования излучения ОКГ происходит без вскрытия вакуумного баллона.

На основании проведенных исследований может быть сделан вывод, что предложенный метод подгонки частоты колебаний кварцевых резонаторов является одним из прогрессивных, позволяющих производить настройку вакуумированных резонаторов без изменения добротности и эквивалентных параметров. Простота метода и высокая производительность также свидетельствуют о целесообразности широкого применения предложенного метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глюкман Л. И. Производство пьезоэлектрических кварцевых резонаторов. М., Энергоиздат, 1964.
2. Современная вакуумная техника, Сб. статей под общ. ред. Н. В. Черепнина. М., ИИЛ, 1963.

Статья поступила в декабрь 1965 г.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИИ РЕНТГЕНОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР ОТ 77 ДО 300°К

Описана установка для исследования рентгенолюминесценции (РЛ) твердых тел в интервале температур от 77 до 300°К в спектральном диапазоне от 400 до 900 нм. В качестве спектрографа используется универсальный монохроматор УМ-2, за выходной щелью которого устанавливается фотоумножитель ФЭУ-22. Разрешающая способность монохроматора увеличена благодаря использованию криволинейной выходной щели. Запись спектров РЛ ведется с помощью стандартной электронной аппаратуры. Приведены некоторые результаты исследований РЛ флюоритов с редкоземельными элементами и рубина.

При изучении механизмов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом важную информацию можно получить, наблюдая радиолюминесценцию, то есть люминесценцию, возникающую в исследуемом веществе в результате первичных и вторичных процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом, в ходе которых в нем возбуждаются оптические переходы. Ионы, образующие кристаллическую решетку, могут приобретать любую разрешенную энергию вплоть до значений, соответствующих непрерывному спектру, что обуславливает более богатый спектр люминесцирующих ионов по сравнению с тем случаем, когда люминесценция вещества возбуждается оптическим путем. Поэтому, регистрируя спектр РЛ вещества, можно более надежно идентифицировать примеси в кристаллах, стеклах и др.

Чрезвычайный интерес представляет изучение кинетики РЛ, поскольку при этом мы по существу наблюдаем за процессами накопления дефектов и изменения валентности, т. е. электронной структуры внешних оболочек примесных ионов. Не менее ценные сведения о кинетике образования радиационных дефектов можно получить, исследуя спектры поглощения вещества в ходе его облучения. Наконец, изучение кинетики термовывечивания и обесвечивания полос поглощения облученных веществ при различных температурах позволяет определить энергию активации различных радиационных дефектов.

Значительную часть названных выше экспериментов можно проводить на установке РЛУ-1, созданной в отделе квантовой радиофизики ВНИИФТРИ.

Установка РЛУ-1 (рис. 1) включает в себя следующие основные узлы: источник рентгеновского излучения, криостат с исследуемым образцом, световод, модулятор светового пучка, монохроматор УМ-2, фотоприемник ФЭУ-22, электронную регистрирующую аппаратуру. Ниже дается краткое описание отдельных узлов.

В качестве источника рентгеновского излучения использована рентгеновская установка РУМ-11. Кожух трубки был переконструиро-

ван таким образом, что в плоскости выходного окна, закрытого латунной фольгой толщиной 0,2 мм, имеется свободное пространство диаметром 150 мм. Это позволяет размещать в непосредственной близости от окна криостат или другое устройство с исследуемым образ-

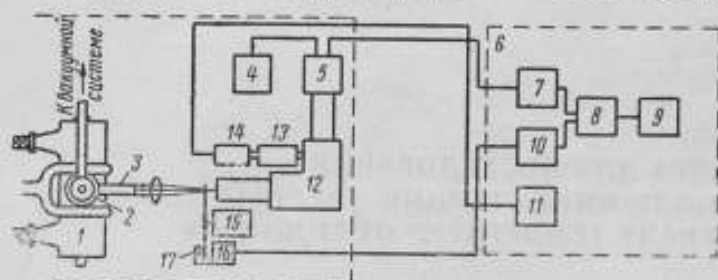


Рис. 1. Блок-схема установки для изучения рентгенолюминесценции;

1 — рентгеновская трубка; 2 — криостат с исследуемым образцом; 3 — световод; 4 — блок питания фотоумножителя; 5 — фотоумножитель; 6 — катодная; 7 — селективный усилитель; 8 — синхронный детектор; 9 — самонастройка; 10 — усилитель опорного сигнала; 11 — реверсивный переключатель; 12 — монохроматор; 13 — барабан монохроматора; 14 — реверсивный двигатель с редуктором; 15 — модулятор светового пучка; 16 — датчик опорного напряжения; 17 — осветитель

цом. Максимальная дифференциальная доза на расстоянии 10 мм от выходного окна составляет около 600 r/min (при напряжении на трубке 200 кВ и токе 20 мА).

Конструкция оптического криостата с исследуемым образцом показана на рис. 2. Образец в виде пластинки или стержня крепится

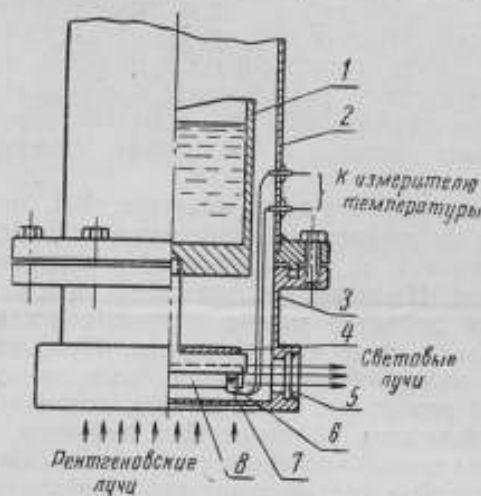


Рис. 2. Конструкция оптического криостата;

1 — азотная ванна; 2 — корпус; 3 — съемный стакан с окнами; 4 — нагреватель; 5 — кварцевое окно; 6 — крепление образца; 7 — термопара; 8 — рубиновый стержень

к нижней плоскости медного цилиндрического держателя, который соединен с азотной ванной тонким латунным стержнем. На верхнюю плоскость держателя в виде спирали Архимеда намотана нагревательная обмотка, которая позволяет поддерживать на образце любую температуру от 300 до 77°К. Термопара для измерения температуры прикрепляется к образцу. Оптические окна сделаны в стальном съемном стакане таким образом, что герметично закрывающие их пластины из плавленого кварца защищены от действия прямого пучка рентгеновских лучей. В съемном стакане сделаны три окна, два из которых имеют общую ось и расположены друг против друга, а третье окно имеет ось, перпендикулярную к оси двух других окон.

Такое расположение окон позво-

смены образцов. Система состоит из форвакуумного насоса РВН-20 и диффузионного насоса ЦВЛ-100.

Световод представляет собой металлическую трубку, хромированную и полированную внутри. Она прикреплена к корпусу криостата соосно с двумя окнами. На свободном конце световода закреплена подвижная линза, с помощью которой световой поток от образца фокусируется на входную щель монохроматора.

Перед входной щелью монохроматора установлен модулятор светового луча. Он необходим в связи с тем, что шумовая характеристика фотоприемника хорошо аппроксимируется функцией $1/f$. Для получения высокой чувствительности установки необходимо прерывать лучок с возможно более высокой частотой. Этот путь мы использовали недостаточно эффективно. Частота прерывания или модуляции светового потока в установке РЛУ-1 составляет 1950 гц. Модулятор сделан в виде диска с прорезями. Диск вращается синхронным двигателем типа Г-31.

На кожухе модулятора установлен датчик опорного напряжения, изготовленный из триода П1А (годится любой фотодиод или любой триод серии П). Триод был вскрыт со стороны коллектора, и был удален коллекторный проводник, в результате чего кристалл триода можно освещать вспомогательным источником света. Выводы базы и эмиттера служили электродами полученного в результате этой несложной операции датчика. Для защиты кристалла от внешних воздействий на фотодиод со стороны коллекторного перехода наклеивали слюдяную пластинку.

Фотодиод и осветительную лампочку 6,3 в устанавливали друг против друга по обе стороны диска прерывателя. Осветительная лампочка питается от источника постоянного стабилизированного напряжения.

Для увеличения разрешающей способности монохроматора УМ-2 прямолинейная выходная щель была заменена радиусной (радиус кривизны 160 мм). Результаты этого усовершенствования иллюстрируются рис. 3, на котором показана спектрограмма линий R_1 и R_2 рубина, полученная с помощью радиусной выходной щели (входная и выходная щель 0,07 мм; $T=290^\circ\text{K}$).

Барaban монохроматора вращается с помощью синхронного двигателя СД-54, снабженного четырехскоростным редуктором. Минимальная скорость вращения барабана составляет 30 град/мин, максимальная 110 град/мин. На пульте управления рентгеновской установки имеется переключатель направления вращения барабана монохроматора.

Электронная схема регистрации спектров РЛ состоит из фотоумножителя ФЭУ-22, который устанавливается за выходной щелью монохроматора, селективного усилителя У2-6, усилителя опорного сигнала В6-4, синхронного детектора СД-1 и самописца ЭПП-09.

Установку РЛУ-1 можно использовать для изучения не только рентгенолюминесценции, но и спектров поглощения, фото- и термо-

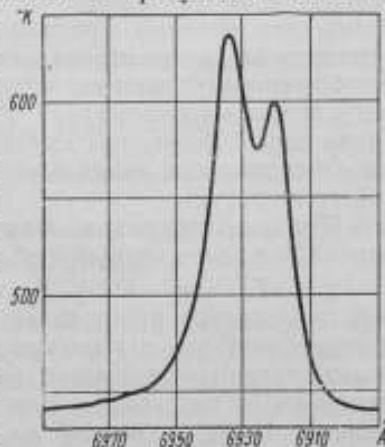


Рис. 3. Спектрограмма линий R_1 и R_2 рубина, снятая с помощью монохроматора УМ-2 с радиусной выходной щелью.

люминесценции, а также кинетики отжига центров окраски и люминесценции в различных веществах. При этом, однако, необходимо иметь в виду, что относительная скорость наблюдаемых процессов не должна быть выше $1/(3+4)\tau$, где τ — постоянная времени синхронного детектора.

Приведем некоторые результаты исследования рентгенолюминесценции флюоритов и рубина.

1. $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{3+} : \text{Sm}^{2+}$. Поведение этих кристаллов под действием рентгеновского излучения характеризуется тем, что часть ионов Sm^{2+} восстанавливается до Sm^{3+} . Этот процесс сопровождается изменением окраски кристалла — интенсивность зеленой окраски увеличивается. Насыщение окраски наступает при дозах порядка 6000 р. При этом, однако, не все ионы Sm^{2+} переходят в Sm^{3+} . На это указывает спектр РЛ, в котором хорошо видны линии, совпадающие с линиями Sm^{2+} в спектре фотолюминесценции, полученном при 77°K [1]. В соответствии с обозначениями, предложенными Степановым и Феофиловым [2], мы наблюдали линии из спектра I (в образцах с концентрацией $\text{Sm} \sim 0,001$ мол. %) и линии из спектра II (в образцах с концентрацией Sm более 0,01 мол. %). Линии волны короче 5583Å, наблюдавшиеся в спектре РЛ трех образцов $\text{CaF}_2 : \text{Sm}$, связаны, по-видимому, как с переходами с более высоких возбужденных уровней Sm^{2+} (например, с уровней мультиплета ${}^4F_{9/2}$), так и с другими примесями, количество которых при выращивании кристаллов по тем или иным причинам не контролировалось.

Интересно отметить, что при визуальном наблюдении спектра через окуляр монохроматора УМ-2 нам не удалось заметить ни одной линии Sm^{2+} . Во всяком случае интенсивность линий Sm^{2+} намного выше интенсивности линий Sm^{3+} . Эксперименты проводились при комнатной температуре.

После прекращения облучения образцы $\text{CaF}_2 : \text{Sm}$ слабо люминесцировали в зелено-голубой области спектра.

2. $\text{CaF}_2 : \text{Sm}^{3+} : \text{Tm}^{3+}$. В спектре РЛ этого кристалла при комнатной температуре наблюдался ряд линий (см. таблицу), которые легко отождествляются с линиями Sm^{3+} . Кроме этих линий, наблюдается большое количество плохо разрешенных линий, которые связаны, по-видимому, с переходами ионов Tm^{3+} и Tm^{2+} с высоких возбужденных уровней. Полоса 468—445 нм совпадает, по-видимому, с серией линий Tm^{3+} в CaF_2 , наблюдавшихся Степановым и Феофиловым [3, 4].

3. $\text{CaF}_2 : \text{YF}_3$. Линии спектра РЛ этого кристалла характеризуются высокой интенсивностью. Отчасти это объясняется тем, что CaF_2 и YF_3 образуют твердый раствор, вследствие чего концентрация Y в таком растворе может быть много больше критических концентраций редкоземельных ионов. Спектр РЛ этого кристалла приведен в таблице. Облученные дозой в несколько тысяч рентген кристаллы $\text{CaF}_2 : \text{YF}_3$ дают яркую термолюминесценцию в интервале 535—550 нм в течение примерно полчаса при комнатной температуре после прекращения облучения.

4. Рубин. Рубин, как известно [5], интенсивно люминесцирует под действием рентгеновских лучей. Спектр РЛ состоит из линий R_1 и R_2 и нескольких других гораздо более слабых линий. Мы заметили, что с повышением концентрации хрома увеличивается интенсивность N-линий в спектре РЛ. При комнатной температуре интенсивность N-линий в нашем образце (концентрация хрома $\sim 0,5$ мол. %) примерно на порядок меньше интенсивности R-линий. При понижении темпе-

Спектры рентгенолюминесценции флюоритов

Наблюдаемый спектр, Å, образца при концентрации примесей, мол. %

CaF ₂ : Sm Sm ~ 0,1	CaF ₂ : Sm Sm ~ 0,011	CaF ₂ : Sm Sm ~ 0,00001	CaF ₂ : Sm : Tm Sm ~ 0,01 Tm ~ 0,01	CaF ₂ : YF ₃ YF ₃ ~ 2
6037 (6040 I, II)	6059 (6056 II)	5913 (5908 II)	6003 (5999 II)	5732
5713 (5711 I)	5668 5509*	5997 (5999 II)	5909 (5908 II)	5601 5512** 5471**
5668—5509* (полоса)	— (полоса)	6049	5663*	5434**
—	—	(6056 I)	(5665 II)	5394**
—	—	5666	5593	5372**
—	—	(5665 II)	(5598 II)	5237—5138 (полоса)
—	—	5626	5377	4952—4682 (полоса)
—	—	(5621 II)	5162 (центр полосы)	—
—	—	5536	4896 (центр полосы)	—
—	—	4725 (полоса)	4780 (центр полосы)	—
—	—	—	4678—4450 (полоса)	—

* Полоса 5668—5509 занимает область спектра, которая охватывает подгруппу II—A, две слабые линии из подгруппы I—A [2] и часть линий, связанных, по-видимому, с переходами с высших возбужденных уровней Sm²⁺.

** Эти линии образуют спектр радиотермолюминесценции.

Примечания:

1. В скобках указаны длины волн линий спектра люминесценции CaF₂ : Sm²⁺ при 77°K [1].

2. Погрешность определения длины волны узких линий не превышает 5Å в синей части спектра (4000Å) и 10Å в красной части спектра (7000Å).

ратуры кристалла до 77°K интенсивность R-линий оставалась неизменной, а интенсивность N-линий возрастала в 20 раз. Попытка наблюдать термолюминесценцию при нагреве облученного кристалла от 77 до 300°K пока не дала результатов. Как выяснилось впоследствии, это объясняется тем, что в первой модели криостата потери в световоде были очень велики и чувствительности установки не хватало для регистрации спектров термовысвечивания.

Термолюминесценция облученных рубинов хорошо наблюдается при комнатной температуре. При анализе спектра термолюминесценции на монохроматоре УМ-2 выяснилось, что спектр состоит из R-линий.

В связи с имеющимися в литературе указаниями на то, что гамма- или рентгеновские лучи могут использоваться для облучения рубиновых стержней ОКГ с целью увеличения выходной энергии последних, мы провели эксперименты, подобные тем, которые описаны в литературе [5—9].

Результаты наших экспериментов позволяют сделать следующие выводы. Эффективность рентгеновской накачки рубина более чем на порядок ниже эффективности накачки с помощью ртутной лампы. Облучение кристаллов с целью увеличения эффективности оптической накачки за счет образования новых полос поглощения дало отрица-

тельный эффект. По нашим данным, рентгеновское облучение дает 10-процентное уменьшение выходной энергии ОКГ при первой вспышке (энергия накачки вдвое превышала пороговое значение). При первой вспышке происходил полный отжиг радиационных дефектов и восстанавливалось то значение выходной энергии, которое кристалл обеспечивал до облучения. Облучение гамма-лучами (доза около 2000 p) не влияло на выходную энергию ОКГ.

Мы полагаем, что экспериментальные данные, полученные различными авторами, отличаются друг от друга из-за неточности определения доз облучения и неидентичности условий выращивания кристаллов, что предопределяет различную концентрацию дефектов в них. В настоящее время мы продолжаем исследование радиационных эффектов в рубине.

В заключение автор выражает благодарность за помощь в данной работе В. П. Дергачеву, В. Е. Коновалу и И. Г. Соловьевой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rabbiner N. «Phys. Rev.», 130, 502 (1963).
2. Степанов И. В. и Феофилов П. П. ДАН, 1956, 108, 615.
3. Степанов И. В. и Феофилов П. П. ДАН, 1957, 1, 350.
4. Феофилов П. П. «Известия АН СССР», сер. «Физика», 1962, 26, 435.
5. Low W. «Appl. Phys. Lett.», 5, № 4 (1964).
6. Low W. «ZAMP», 16, № 1, 66 (1965).
7. Davis W. R., Menius A. C., Moss M. K., Philbrick C. R. «J. Appl. Phys.», 36, № 2, 670 (1965).
8. Джонсон и Гроу. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1964, 52, 194. М., ИИЛ.
9. Флауэре и Дженни. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. 1963, 51, 875—876. М., ИИЛ.

Статья поступила в ноябре 1965 г.

**УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ,
ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ И МОЩНОСТИ
НАСЫЩЕНИЯ ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ**

Обоснован выбор методов точного измерения коэффициента усиления, полосы пропускания и мощности насыщения квантовых парамагнитных усилителей, проанализированы погрешности предложенных методов и описана установка, обеспечивающая измерение на частоте 9375 Мгц, коэффициента усиления КПУ в диапазоне от 0 до 40 дБ с погрешностью 0,3 дБ, полосы пропускания от 5 до 900 Мгц с погрешностью 10% + 0,3 Мгц и мощности насыщения ниже 10^{-5} Вт с погрешностью порядка 1 дБ.

Квантовые парамагнитные усилители (КПУ) обладают рядом специфических особенностей, которыми определяются требования к методам измерения их характеристик и соответствующей аппаратуре. Ранее всего при мощности сигнала порядка 10^{-9} Вт и выше начинает сказываться эффект насыщения, и коэффициент усиления следует измерять при уровне сигнала не выше 10^{-10} Вт. Нестабильность коэффициента усиления КПУ по литературным данным составляет от 0,05 дБ (кратковременная) до 0,5 дБ. Отсюда следует, что абсолютная погрешность измерения коэффициента усиления должна быть порядка 0,5 дБ, а аппаратура должна позволять измерять нестабильность усиления порядка 0,05 дБ. Разрабатываемые за последние годы КПУ имеют полосу пропускания от 2 до 300 Мгц. Аппаратура для измерения усиления КПУ должна обеспечить высокую разрешающую способность по частоте, от которой коэффициент усиления КПУ сильно зависит, и одновременно измерение полос пропускания усилителя шире полосы пропускания обычных с.в.ч. приемников.

В литературе имеется несколько сообщений о методах измерения характеристик КПУ [1—5]. Так, характеристики усиления измеряются в большинстве случаев методом замещения при помощи градуированного аттенюатора, включенного между генератором сигнала и входом КПУ [1, 2, 5] с использованием модулированного по частоте сигнала генератора и супергетеродинного приемника с индикацией по осциллографу.

В работе [4] описан метод замещения при помощи аттенюатора с использованием балансной схемы с двумя детекторами и разностным усилителем. Полосу пропускания измеряют, подмешивая в УПЧ сигнал от генератора на промежуточной частоте, по меткам на осциллографе [1] или прямо по проградуированной в единицах частоты развертке осциллографа [4].

Эти методы имеют ряд недостатков. В частности, методы измерения коэффициента усиления и полосы пропускания КПУ не позволяют отделить характеристики усилителя от характеристик приемника

(за исключением метода, описанного в работе [4]). Наблюдаемый на осциллографе сигнал сочетает частотные характеристики и приемника и усилителя. Искажение измеряемых характеристик усилителя приемником особенно сказывается в случае, когда полосы пропускания усилителя и приемника сравнимы. Существенные ограничения накладывает и нестабильность характеристик приемника и сигнал-генератора. В указанной литературе полностью отсутствует анализ и даже оценка погрешности применяемых методов.

Измерение коэффициента усиления и полосы пропускания КПУ при наблюдении частотной зависимости коэффициента усиления с помощью свип-генератора и супергетеродинного приемника требует разработки специальных свип-генераторов для обеспечения равномерного распределения мощности по частоте и специальных приемников с широкой полосой пропускания, имеющих равномерную частотную характеристику в диапазоне ширины полосы пропускания КПУ (сотен мегагерц).

При измерении дифференциального коэффициента усиления КПУ в принципе применимы методы, разработанные для измерения коэффициентов передачи (усиления или ослабления) с.в.ч. устройств.

Высокую точность измерения обеспечивает супергетеродинный метод замещения на промежуточной частоте [6], разработанный для аттестации образцовых аттенуаторов. С точки зрения специфики измерения характеристик КПУ метод замещения на промежуточной частоте и соответствующая аппаратура обладают некоторыми недостатками. Во-первых, из приведенной в работе [6] оценки погрешности Δf , вызванной нестабильностью частоты генератора сигнала и гетеродина δf_c ,

$$\Delta f \approx 12 \left(\frac{\delta f_c}{\Delta f} \right),$$

где Δf — полоса УПЧ, вытекает требование стабильности частоты гетеродина и приемника порядка 10^{-5} (при $\Delta f \approx 0,1$ дб). При измерении дифференциального коэффициента усиления на разных частотах требуется перестройка частоты при переходе от одного измерения к другому, и требование стабильности частоты не выполняется. Как недостаток метода следует отметить и необходимость импульсной модуляции генератора сигнала, а это приводит к появлению богатого спектра частот и исключает возможность измерения дифференциального коэффициента усиления.

Применение метода замещения на с.в.ч. со стабильным монохроматическим генератором сигнала (ГС) и супергетеродинным приемником предъявляет высокие требования к стабильности амплитудных и частотных характеристик ГС и приемника.

При применении супергетеродинных методов измерения с одним клистроном в качестве ГС и гетеродина также предъявляется требование высокой абсолютной стабильности частоты в процессе измерения.

При использовании рассмотренных выше методов измерения дифференциального коэффициента усиления необходимо стабилизировать частоту гетеродина (при достаточной стабильности частоты ГС) в диапазоне перестройки частоты в пределах полосы пропускания КПУ или, если воспользоваться методом замещения по промежуточной частоте, необходимо применить приемник с полосой пропускания порядка сотен мегагерц.

Следует также отметить, что разные авторы при исследовании характеристик усиления КПУ измеряют разные величины. Так, в работе [5] измеряется коэффициент усиления путем сравнения сигналов при включенном усилителе и выключенном из тракта с.в.ч. усилителе. В некоторых работах коэффициент усиления резонаторного КПУ измеряется сравнением сигналов на выходе усилителя при настроенном и расстроенном резонаторе. Ясно, что во втором случае измеряется не коэффициент усиления, а коэффициент парамагнитного усиления.

По нашему мнению [7], характеристики КПУ должны описывать его как каскад приемной системы. Характеристики же парамагнитного вещества представляют интерес в некоторых частных случаях и нередко могут быть определены косвенными измерениями. Например, коэффициент парамагнитного усиления однозначно определяется коэффициентом усилителя и потерями в усилителе.

В зависимости от условий рассогласования на входе и выходе усилителя различают разные коэффициенты усиления: номинальный, действующий и максимальный. Из работы [8] известно, что коэффициент усиления резонаторных КПУ зависит от условий согласования на входе. Отражения от источника сигнала приводят к смещению частоты и искажению частотной характеристики.

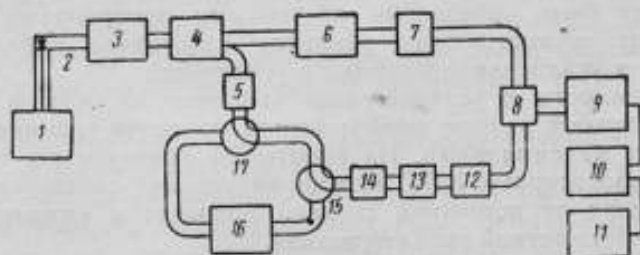
Максимальное значение коэффициента усиления для РПУ достигается часто при наличии существенных отражений от входной нагрузки усиления, при этом искажается частотная зависимость коэффициента усилителя. Ясно, что ни максимальный, ни действующий коэффициенты усиления не могут служить однозначной характеристикой усилителя, так как они зависят от свойств не только самого усилителя, но и внешнего тракта. Поэтому целесообразно пользоваться понятием номинального коэффициента усиления, который определяется как отношение мощности сигнала в согласованной нагрузке к мощности сигнала на входе усилителя. Для измерения номинального коэффициента усиления необходимо на входе и выходе усилителя обеспечить условия комплексно сопряженного согласования. КПУ в качестве необходимого включают невзаимный элемент, вследствие чего вход и выход усилителя, как правило, хорошо согласованы. Поэтому в случае КПУ можно пользоваться понятием коэффициента усиления в согласованном тракте (входная и выходная нагрузки не дают отражений), которое существенно отличается от общепринятого понятия номинального коэффициента усиления и также является однозначной характеристикой усилителя.

Применение понятия коэффициента усиления в согласованном тракте позволяет упростить методику измерения коэффициента усиления КПУ. Известно, что измерение входного импеданса работающего КПУ связано со значительными затруднениями в силу малости входного сигнала. Применение согласующих трансформаторов может привести к искажению частотной характеристики измеряемого КПУ. Отражения от входа и выхода КПУ, по принятому нами определению коэффициента усиления КПУ как коэффициента усиления в согласованном тракте, дополнительной погрешности не вносят.

С учетом указанной специфики во ВНИИФТРИ разработана методика измерения характеристик усиления КПУ. Предложен модуляционный метод компенсации на с.в.ч. с нулевым отсчетом. Усиление исследуемого КПУ компенсируется ослаблением прецизионного аттенюатора в тракте с.в.ч. Сигналы от измерительного и опорного каналов сравниваются при помощи модуляционного супергетеродинного приемника. Метод обеспечивает высокую чувствительность, хорошую разре-

шающую способность по частоте (при использовании соответствующего генератора сигнала) и позволяет исключить погрешность, вызванную нестабильностью амплитудных характеристик генератора сигнала и приемника и частотных характеристик приемника. Предлагаемый метод оставляет в силе лишь требование высокой стабильности и точности отсчета перестройки частоты ГС, что вызвано сильной частотной зависимостью коэффициента усиления КПУ.

На основе этого метода создана установка для измерения коэффициента усиления, полосы пропускания и мощности насыщения КПУ в трехсантиметровом диапазоне. Блок-схема установки приведена на рисунке.



Блок-схема установки для измерения характеристик усиления КПУ:

1 — генератор дециметровых волн; 2 — умножитель частоты; 3 — аттенюатор; 4 — направленный ответвитель; 5, 12 и 14 — ферритовые развязки; 6 — фазовращатель; 7 — компенсационный аттенюатор; 8 — ферритовый модулятор; 9 — высокочастотный блок супергетеродинного приемника; 10 — индикаторный блок приемника; 11 — блок питания приемника; 13 — образцовый поляризационный аттенюатор; 15 и 17 — волноводные переключатели; 16 — КПУ

В качестве генератора-сигнала использован гетеродинный волномер ЧЗ—4. Частота гетеродина волномера 1 умножается в умножительной головке 2, и измерения ведутся на 10-й гармонике основной частоты. Сигнал от ГС практически монохроматичен, имеется возможность плавной перестройки частоты, и обеспечен точный отсчет перестройки частоты. Соседние гармоники частоты гетеродина разнесены на 1000 Мгц по отношению к частоте измерения и в процессе измерения не участвуют. Сигнал от ГС разделяется и поступает в опорный и измерительный каналы. Делителем мощности служит направленный ответвитель 4 с переходным ослаблением 10 дБ. В измерительный канал включен развязанный при помощи ферритовых изоляторов 12 и 14 образцовый поляризационный аттенюатор 13 ОА-2—2,6—3,6.

Исследуемый КПУ включается при помощи двух волноводных переключателей 15 и 17. В опорный канал включен компенсационный поляризационный аттенюатор 7 и фазовращатель 6. Сигналы от опорного и измерительного каналов подаются на разные плечи ферритового модулятора 8 на входе модуляционного супергетеродинного приемника П5—10. Модулятор обеспечивает развязку между каналами выше 10 дБ. Чувствительность приемника по монохроматическому сигналу составляет 10^{-15} вт, что полностью перекрывает необходимый для измерения характеристик КПУ диапазон мощностей сигнала порядка $10^{-5} + 10^{-12}$ вт.

Перед измерением производится установка нуля при выключенном из тракта КПУ и выведенном аттенюаторе 13 с помощью компенсационного аттенюатора 7. В процессе измерения при включенном в

тракт КПУ его усиление компенсируется ослаблением прецизионного аттенюатора 13.

Вследствие неидеальной развязки между измерительным и опорным каналами сигнал на входе приемника складывается из основного и паразитного сигналов. Сигнал из измерительного канала на входе смесителя может быть записан в виде

$$E_1 = E_{10}[1 + m_1 \cos \Omega t] \cos \omega t + E_{20}(1 - m_2) \cos(\omega t + \Delta \varphi),$$

где E_{10} — амплитуда сигнала в измерительном канале;
 E_{20} — амплитуда сигнала в опорном тракте;
 $\Delta \varphi$ — сдвиг фазы между сигналами из измерительного и опорного каналов;
 m_1 — коэффициент модуляции основного сигнала;
 $1 - m_2$ — коэффициент, характеризующий «пролезание» паразитного сигнала из опорного тракта в измерительный;
 ω — частота сигнала;
 Ω — частота модуляции (для простоты записи закон модуляции считается синусоидальным).

Для сигнала из опорного канала имеем аналогичное выражение:

$$E_2 = E_{20}[1 + m_2 \cos(\Omega t + \pi)] \cos(\omega t + \Delta \varphi) + E_{10}(1 - m_1) \cos \omega t,$$

где m_2 — коэффициент модуляции основного сигнала;
 $1 - m_1$ — коэффициент, характеризующий «пролезание» паразитного сигнала из измерительного канала в опорный.

После гетеродинамирования общий характер сигнала сохраняется и после второго детектора составляющая с Ω , которая является сигналом, записывается в виде

$$E_{\Omega} = C [m_1 E_{10}^2 - m_2 E_{20}^2 + m_1(1 - m_2) E_{10} E_{20} \cos \Delta \varphi - \\ - m_2(1 - m_1) E_{10} E_{20} \cos \Delta \varphi] = \\ = C [m_1 E_{10}^2 - m_2 E_{20}^2 + (m_1 - m_2) E_{10} E_{20} \cos \Delta \varphi],$$

где C — постоянная преобразования.

Чтобы при $E_{10} = E_{20}$ показание стрелочного индикатора на выходе приемника равнялось нулю, необходимо выполнить условие $m_1 = m_2$. Если $m_1 \neq m_2$, отсчет по индикатору приемника зависит от разности фаз сравниваемых сигналов и максимальный отсчет имеет место при $\Delta \varphi = n\pi$, где $n = 0, 1, 2, \dots$. Когда выполняется условие $\Delta \varphi = 0$, нулевой сигнал на выходе получается при соотношении

$$m_1 E_{10}^2 - m_2 E_{20}^2 = (m_2 - m_1) E_{10} E_{20}.$$

Из сказанного следует, что для получения идентичных соотношений амплитуд сигналов из двух каналов при установке нуля и при измерении необходимо в обоих случаях обеспечить одну и ту же разность фаз $\Delta \varphi$. В процессе установки нуля и измерения разность фаз сигналов случайна, и при помощи фазовращателя δ в опорном канале в обоих случаях устанавливается максимальное показание индикатора приемника: $\Delta \varphi = 2n\pi$ или $\Delta \varphi = (2n + 1)\pi$.

Минимальный отсчет по индикатору приемника устанавливаются при помощи аттенюаторов после обеспечения необходимых фазовых соотношений; настройку фазовращателя проверяют после установления амплитуды, так как в процессе изменения поглощения аттенюатора его фазовая длина может меняться.

Предложенный метод позволяет измерить дифференциальный коэффициент усиления. Перестраивая частоту ГС и приемник в пределах полосы пропускания усилителя, можно снять частотную зависимость коэффициента усиления и определить полосу пропускания КПУ; при этом необходимо проверять установку нуля перед каждым измерением. Снимая на центральной частоте КПУ зависимость коэффициента усиления от мощности входного сигнала, можно определить мощность насыщения КПУ. Абсолютное значение этой величины определяется по градуированному приемнику в режиме измерений мощности монохроматического сигнала. Для этого достаточно отключить опорный канал и измерить мощность сигнала на выходе измерительного канала в том же положении регулирующих элементов, что и при измерении коэффициента усиления при наличии насыщения.

Как уже сказано выше, предлагаемый метод исключает возникновение погрешностей из-за нестабильности амплитудных характеристик ГС, амплитудных и частотных характеристик приемника, используемого в качестве высокочувствительного нуля-индикатора. В процессе установки нуля перед каждым измерением исключается и погрешность из-за неидентичности плеч модулятора, потерь в неподвижных с.в.ч. узлах, начального ослабления прецизионного аттенюатора и рассогласования неподвижных элементов схемы.

Погрешность измерения дифференциального коэффициента усиления складывается из следующих составляющих:

- 1) погрешности образцового аттенюатора Δ_{OA} ;
- 2) погрешности рассогласования отдельных элементов схемы Δ_p ;
- 3) погрешности вследствие изменения потерь в переключателях при переключении Δ_n ;
- 4) погрешности, вызванной изменением переходного ослабления направленного ответителя вследствие изменения условий согласования при переключениях, Δ_{no} ;
- 5) погрешности, обусловленной изменением потерь в фазовращателе при его перестройке, Δ_ϕ ;
- 6) погрешности из-за неидеальной развязки между измерительным и опорным каналами Δ_m ;
- 7) погрешности из-за флуктуационных шумов приемника $\Delta_{ш}$;
- 8) погрешности из-за неточной установки и нестабильности нуля Δ_n ;
- 9) погрешности из-за нестабильности частоты ГС $\Delta_{ГС}$;
- 10) погрешности рассогласования вследствие неидеального согласования тракта со стороны входа и выхода КПУ $\Delta_{КПУ}$;
- 11) погрешности из-за потерь в соединительных волноводах Δ_L .

Рассмотрим эти погрешности.

1. В работе [9] приведен детальный анализ погрешности образцовых поляризационных аттенюаторов трехсантиметрового диапазона, согласно которому погрешность на любой частоте при работе в согласованном тракте равна $\pm 0,005A$ дБ на участке 15—50 дБ, где A — ослабление аттенюатора.

Вследствие неидеального согласования тракта появляется дополнительная погрешность рассогласования $\Delta_{OA,p}$. Ферритовые развязки 12 и 14 имеют к.с.в.н. $< 1,1$; к.с.в.н. прецизионного аттенюатора не превышает 1,15. Для максимальной погрешности рассогласования прецизионного аттенюатора имеем [10]:

$$\Delta_{OA,p} = 8,7 (\Gamma_{OA}, \Gamma_p + \Gamma_{OA}, \Gamma_p + \Gamma_p, \Gamma_p) = 0,09 \text{ дБ},$$

опорного каналов при обеспечении в обоих случаях соотношения амплитуд

$$m_1 E_{10}^2 - m_2 E_{20}^2 = (m_2 - m_1) E_{10} E_{20}.$$

Величины m_1 и m_2 в процессе установки нуля и измерения остаются неизменными, так как условия работы модулятора не меняются. Поэтому можно считать, что неидеальная развязка между сигналами из двух каналов дополнительной систематической погрешности не вносит.

7. Чувствительность приемника П5-10 по монохроматическому сигналу составляет 10^{-10} вт; характеристики КПУ измеряются при сигналах порядка $10^{-6} - 10^{-12}$ вт. Флуктуационный порог чувствительности намного ниже уровня сигнала, и погрешность, вызванная собственными шумами приемника, $\Delta_{ш} \leq 0,01$ дб.

8. При установлении точного соотношения фаз и амплитуд в процессе установки нуля и измерения возникает погрешность, что объясняется как объективными причинами, так и субъективными свойствами оператора. Достаточный запас чувствительности приемника позволяет устанавливать фазу и точное равенство амплитуд при чувствительности приемника на 10-15 дб выше чувствительности, соответствующей уровню входного сигнала. Погрешность при этом не превышает 0,02 дб. Погрешность из-за нестабильности нуля и возможных измерений в с.в.ч. элементах в процессе измерения определялась экспериментально и имеет порядок 0,05 дб. Соответствующая суммарная погрешность, поскольку погрешность установки нуля входит дважды и все погрешности имеют случайный характер, равна

$$\Delta_n = \sqrt{0,02^2 + 0,02^2 + 0,05^2} = 0,06 \text{ дб.}$$

9. Используемый в качестве ГС гетеродинный волномер обеспечивает долговременную стабильность и отсчет перестройки частоты не хуже $5 \cdot 10^{-5}$. В процессе установления нуля нестабильность частоты ГС практически погрешности не вносит. Сказывается только нестабильность частоты в процессе измерения, и соответствующая погрешность зависит от крутизны частотной характеристики КПУ. В процессе измерения (время порядка 1 мин) нестабильность частоты ГС порядка 10^{-5} , что дает (для полосы пропускания КПУ $B \approx 5$ Мгц) погрешность

$$\Delta_{ГС} = \frac{2 \cdot 10^6}{5 \cdot 10^6} \cdot 3 \text{ дб} \approx 0,1 \text{ дб.}$$

10. Входной тракт со стороны входа и выхода КПУ имеет к.с.в.н. 1,1. Резонаторные КПУ, имеющие на входе хорошо согласованные циркуляторы, имеют к.с.в.н. со стороны входа и выхода порядка 1,05-1,1. Парамагнитные усилители бегущей волны имеют худшее согласование, к.с.в.н. замедляющей системы составляет порядка 1,2-1,8. Следует отметить, что исследуемый КПУ включается между двумя развязками 5 и 14 и изменение условий согласования при включении в тракт КПУ практически не меняет условий согласования в остальном тракте.

Для резонаторных КПУ погрешность $\Delta_{КПУ} \leq 0,04$ дб, для усилителей бегущей волны $\Delta_{КПУ} \leq 0,25$ дб.

11. Систематическая погрешность появляется в процессе установки нуля, вызванная потерями в волноводах, соединяющих переключатели 17 и 15. В волноводный тракт между переключателями входят

два фланца и волноводная труба длиной 22 см. Потери в тракте L_1 имеют порядок

$$L_1 = 2 \cdot 0,01 + 0,22 \cdot 0,14 = 0,05 \text{ дб.}$$

КПУ имеют различную конструкцию, и при подключении их к установке необходимо применять вспомогательные соединительные волноводы. Они имеют длину порядка 0,5 и включают 3—4 фланца. Потери в соединительных элементах L_2 имеют порядок (для каждого конкретного случая могут быть определены точнее)

$$L_2 = 4 \cdot 0,01 + 0,5 \cdot 0,14 = 0,1 \text{ дб.}$$

Зная для конкретного случая L_2 , можно ввести соответствующую поправку. Неисключенный остаток погрешности связан с неопределенностью L_1 и L_2 , которая по приведенным оценкам имеет порядок $\Delta_L = 0,05 \text{ дб.}$

Рассмотренные погрешности разделяются на систематические (рассматривается неисключенный остаток систематической погрешности) и случайные.

К систематическим относятся погрешности: образцового аттенюатора Δ_{OA} ; рассогласования $\Delta_{OA,p}$ и Δ_p ; вызванные изменением потерь в переключателях Δ_n , изменением переходного ослабления направленного ответвителя Δ_{HO} , изменением потерь в фазовращателе Δ_ϕ , неопределенностью потерь в соединительных волноводах Δ_L . Все они с равной вероятностью имеют положительный и отрицательный знаки, поэтому можно суммировать их предельные значения под квадратным корнем аналогично случайным погрешностям. Суммарная систематическая погрешность установки при измерении коэффициента усиления равна:

$$\Delta_c = \sqrt{\Delta_{OA}^2 + \Delta_{OA,p}^2 + \Delta_p^2 + \Delta_n^2 + \Delta_{HO}^2 + \Delta_\phi^2 + \Delta_L^2} = \\ = \sqrt{(0,005 G)^2 + 0,05} \text{ дб.}$$

Если $G \leq 40 \text{ дб}$, то $\Delta_c = 0,3 \text{ дб}$.

К случайным относятся погрешности, вызванные собственными шумами приемника Δ_m , неточной установкой и нестабильностью нуля Δ_n , нестабильностью частоты генератора $\Delta_{ГС}$. Среднеквадратическая случайная погрешность измерения коэффициента усиления равна

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{\Delta_m}{3}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_n}{3}\right)^2 + \left(\frac{\Delta_{ГС}}{3}\right)^2} = 0,04 \text{ дб.}$$

Экспериментальное исследование случайной погрешности установки (20 измерений при уровне сигнала 10^{-11} вт) дает среднеквадратическую погрешность ряда измерений, равную 0,04 дб, что хорошо совпадает с расчетным значением. Суммарная погрешность измерения коэффициента усиления при однократном измерении, поскольку систематическая погрешность имеет нулевое среднее значение и распределение, близкое к нормальному, равна (для $G \leq 40 \text{ дб}$)

$$\Delta_G = \sqrt{\Delta_c^2 + (3\sigma)^2} = 0,33 \text{ дб.}$$

Как видно из расчета погрешности, определяющими являются погрешности прецизионного аттенюатора и погрешности из-за рассогласования и нестабильности частоты генератора (при измерении характеристик узкополосных КПУ).

Помимо погрешности установки, следует учитывать систематическую погрешность из-за неидеального согласования тракта со стороны входа и выхода КПУ, которая при измерении характеристик хорошо согласованных КПУ практически не сказывается, но при измерении усилителей с к.с.в.н. ≈ 2 достигает 0,25 дб.

Ширина B полосы пропускания КПУ определяется как разность частот f_1 и f_2 , на которых коэффициент усиления КПУ меньше своего максимального значения на 3 дб. Погрешность определения полосы пропускания определяется погрешностями измерения коэффициента усиления и отсчета перестройки частоты генератора сигнала. Поскольку при измерении дифференциального коэффициента усиления отдельные измерения являются независимыми, можно для погрешности определения полосы пропускания написать

$$\Delta B = \sqrt{(\Delta f_1)^2 + (\Delta f_2)^2 + 2(\Delta_c)^2 B^2},$$

где Δf_1 и Δf_2 — погрешность отсчета частоты.

Отсчет перестройки частоты генератора сигнала обеспечен с точностью $5 \cdot 10^{-5}$ и для погрешности определения полосы пропускания при $B \geq 5$ Мгц получим приближенное значение

$$\Delta B \approx 0,1 B + 0,3 \text{ Мгц.}$$

При измерении полосы пропускания узкополосных резонаторных КПУ можно измерять полосу не по уровню 3 дб, а по более низкому уровню, так как точность измерения обеспечивается, начиная с нулевого уровня коэффициента усиления, и затем, воспользовавшись постоянством произведения $(\sqrt{G}-1)B$, вычислить полосу по уровню 3 дб.

Мощность насыщения определяется по приемнику с погрешностью ≤ 1 дб.

Установка обеспечивает измерение коэффициента усиления от 0 до 40 дб, полосы пропускания от 5 до 900 Мгц и мощности насыщения ниже 10^{-5} вт в диапазоне частот $9375 \text{ Мгц} \pm 5\%$. Установку можно использовать и при исследовании стабильности КПУ, так как стабильность нуля установки выше 0,05 дб, а также для измерения с повышенной точностью характеристик усиления КПУ и для исследования КПУ с целью применения их в измерительной технике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Прохоров А. М., Мартиросян Р. М. ПТЭ, 1964, № 1.
2. Kuhl R. L., McFarlane R. A., Straudberg M. W. P. «Proc. IRE», 1962, 50, 7.
3. Sato T., Stelzried C. T. «Trans. IRE», 1962, SET-8, 2.
4. Howard R., Doodwin F., Kiefer J. «IRE Wescon Conv. Rec.», 1959, p. 1.
5. Arams F. R., Onwit S. «Proc. IRE», 1959, 47, 5.
6. Биргер Л. А. «Труды институтов Комитета», вып. 44(104), М., Стандартгиз, 1960.
7. Хирикус Х. В., Кубарев А. В. «Измерительная техника», 1964, № 5.
8. Карлов Н. В., Мартиросян Р. М., Сороченко Р. Л. «Радиотехника и электроника», 1965, № 1.
9. Брянский Л. Н. «Труды институтов Комитета», вып. 70(130), М., Стандартгиз, 1963.
10. Брянский Л. Н., Герценштейн М. Е. «Измерительная техника», 1956, № 1.

Статья поступила в июле 1965 г.

ГЕЛИЕВЫЙ ГЕНЕРАТОР ШУМА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Описан разработанный авторами данной статьи гелиевый генератор шума для трехсантиметрового диапазона. Предлагается метод расчета выходной температуры шума в случае гелиевых температур и сантиметровых длин волны. Дана методика аттестации гелиевого генератора шума. Разработанный ГГШ имеет температуру шума на выходе $8,4 \pm 0,4^\circ\text{K}$.

Для измерения с повышенной точностью температуры шума малошумящих усилителей необходимо иметь источник шумового радиоизлучения, температура шума которого сравнима или меньше той же величины на входе исследуемого усилителя. Низкотемпературный генератор шума для измерения температуры шума на входе парамагнитных и охлаждаемых параметрических усилителей можно осуществить в виде охлажденной гелием поглощающей нагрузки.

Как в нашей стране, так и за рубежом отсутствуют установки, позволяющие аттестовать гелиевые генераторы шума (ГГШ) сравнением рабочих ГГШ с образцовыми. Единственным методом аттестации является пока метод расчета температуры шума на выходе ГГШ, основанный на теории излучения черного тела, который применяется обычно для аттестации образцовых генераторов шума. В литературе имеется несколько сообщений, содержащих описание низкотемпературных источников шумового радиоизлучения в виде гелиевых или азотных нагрузок [1, 2, 3]. Расчет выходной температуры шума ведется по формуле для последовательно включенных четырехполюсников, применимой в случае $h\nu \ll kT$.

При расчете высокотемпературных образцовых генераторов шума [4] используются работы [5] и [6], в которых дано прямое соотношение между температурой шума неравномерно нагретого тела $T_{ш}$ и его физической температурой T :

$$T_{ш} = \int T d\alpha, \quad (1)$$

где $d\alpha$ — поглощение в элементе, имеющем температуру T .

Формула (1) получена при условии применимости закона Релея—Джинса ($h\nu \ll kT$).

Для гелиевых генераторов шума сантиметрового диапазона условие $h\nu \ll kT$ не выполняется. При $\nu = 3 \cdot 10^{10}$ гц и $T = 4,2^\circ\text{K}$ $h\nu/kT \approx 0,36$. В связи с этим возникает необходимость произвести более строгий расчет выходной температуры шума ГГШ и оценить пределы примени-

мости распространенных формул для расчета генераторов шума, выведенных при условии $h\nu \ll kT$.

Рассмотрим схему гелиевого генератора шума (рис. 1), состоящего из поглощающего клина и входного тракта. Ось x направлена вдоль входного волновода (или коаксиала). Градиент температуры в поперечном направлении практически отсутствует. Поэтому можно рассмотреть одномерную задачу для неравномерно нагретого тела, где коэффициент поглощения и температура являются функциями только одной координаты x .

Спектральная плотность мощности излучения печерного тела

$$P(\nu) = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \alpha, \quad (2)$$

где α — коэффициент излучения, равный коэффициенту поглощения.

Для неравномерно нагретого тела, где α и T являются функциями координаты x ,

$$P(\nu) = \int_0^l \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_x}} - 1} \alpha(x) dx, \quad (3)$$

где $\alpha(x)$ — поглощение на единицу длины;
 T_x — температура в точке x .

Чтобы получить мощность шумового излучения на выходе генератора шума ($x=0$), нужно ввести коэффициент поглощения α как отношение мощности, поглощенной в данном элементе, к мощности, поступающей на вход генератора шума. Мощность, поглощенная в единичном элементе в текущей точке x , пропорциональна коэффициенту поглощения в точке x , умноженному на коэффициент передачи по мощности от выхода до точки x . Отсюда

$$P(\nu)_{\text{вых}} = \int_0^l \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_x}} - 1} \alpha(x) e^{-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi} dx. \quad (4)$$

Генератор шума в целом будем рассматривать как абсолютно черное тело, т. е.

$$\int_0^l \alpha(x) e^{-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi} dx = 1. \quad (5)$$

Для хорошо согласованного генератора шума с к.с.в.н. $\leq 1,05$ коэффициент отражения по мощности меньше 10^{-3} , т. е. условие (5) выполняется с погрешностью 0,1%. Из условия (5) имеем для коэффициента поглощения клина α_n :

$$\alpha_n = \int_{x_1}^l \alpha(x) e^{-\int_{x_1}^x \alpha(\xi) d\xi} dx = 1 - \int_0^{x_1} \alpha(x) e^{-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi} dx. \quad (6)$$

Далее предполагаем, что ее распределение по клину равномерное и клин имеет температуру жидкого гелия. Предположение на практике выполняется, если размеры клина не очень велики и уровень гелия выше x_1 .

С учетом соотношения (6) из формулы (4) и из условия равномерного распределения температуры по клину:

$$P(\nu)_{\text{вых}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_n}} - 1} + \int_0^{x_1} \left[\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_x}} - 1} - \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_n}} - 1} \right] \alpha(x) e^{-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi} dx, \quad (8)$$

где T_n — температура клина.

На выходе генератора шума T_m равна физической температуре абсолютно черного тела, которое имеет спектральную плотность мощности шума, равную спектральной плотности мощности шума на выходе генератора шума. По определению

$$P(\nu)_{\text{вых}} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_m}} - 1}$$

или

$$T_m = \frac{h\nu}{k \ln \left[\frac{h\nu}{P(\nu)_{\text{вых}}} + 1 \right]}. \quad (9)$$

В целях упрощения расчетов воспользуемся разложением в ряд:

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = kT \left[1 - \frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT} + \frac{1}{12} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 - \frac{1}{720} \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^4 + \dots \right].$$

Для верхних частот сантиметрового диапазона при гелиевой температуре $h\nu/kT \approx 0,36$, третий член разложения имеет порядок 10^{-2} , и, не превышая ошибки 1%, можно написать

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} = kT - \frac{1}{2} h\nu. \quad (10)$$

Преобразуя при помощи соотношения (10) выражение (8), имеем для температуры шума на выходе гелиевого генератора шума:

$$T_m = T_n + \int_0^{x_1} (T_x - T_n) \alpha(x) e^{-\int_0^x \alpha(\xi) d\xi} dx. \quad (11)$$

Выражение (11) идентично выражению для температуры шума на выходе высокотемпературного генератора шума, выведенного в работе [4]. Это и следовало ожидать, так как при разложении множителя Планка в ряд мы ограничились линейным приближением.

Легко доказать и применимость формулы для последовательно включенных четырехполюсников в случае $\left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 \ll 1$. Разделим генератор шума на n отрезков, где $n=1, 2, 3, \dots$, начиная с клина, и предположим, что на каждом отрезке температура постоянна и равна T_n .

Вместо интеграла в выражении (11) имеем ряд и с учетом выражения (6) получим:

$$T_w = T_n \alpha'_n k_1 k_2 \dots k_n + T_1 \alpha'_1 k_2 \dots k_n + \dots + T_n \alpha'_n, \quad (12)$$

где $\alpha'_n = \int_{x_{n-1}}^{x_n} \alpha(x) dx$ — потери на n -ном отрезке;

$$k_n = e^{-\int_{x_{n-1}}^{x_n} \kappa(x) dx} \quad \text{— коэффициент передачи } n\text{-го отрезка;}$$

α'_n — потери в клине.

Выражение (12) совпадает с известным выражением для температуры шума на выходе n последовательно включенных пассивных четырехполюсников, имеющих потери, ко входу которых подключена неидеальная согласованная нагрузка при температуре T_n , коэффициент поглощения которой α'_n .

Следует подчеркнуть, что в выражении (12) T_n обозначает физическую температуру четырехполюсника. Температура шума на выходе четырехполюсника в случае малых потерь может быть намного меньше физической температуры и, вообще говоря, не равна $T_n \alpha'_n$. Это легко показать. Спектральная мощность собственных шумов на выходе n -го четырехполюсника

$$P_n = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_n}} - 1} \alpha'_n = \left(kT_n - \frac{1}{2} h\nu \right) \alpha'_n. \quad (13)$$

Соотношение (13) верно в случае $\frac{h\nu}{kT_n} \leq 0,36$ с точностью 1%. Соответствующая температура шума на выходе n -го четырехполюсника T_{w_n} определяется из соотношения

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT_{w_n}}} - 1} = \left(kT_n - \frac{1}{2} h\nu \right) \alpha'_n. \quad (14)$$

Очевидно, что при малых α'_n левую часть соотношения (14) нельзя преобразовать при помощи соотношения (10), так как $h\nu/kT_{w_n} \leq 1$. Следовательно, $T_n \alpha'_n$, которое входит в выражение (12), не равно температуре шума на входе четырехполюсника.

Приведем пример: пусть $T_n = 300^\circ\text{C}$, $\alpha'_n = 0,001$, $\nu = 3 \cdot 10^{10}$ гц, т. е. вклад четырехполюсника в температуру шума на выходе системы в формуле (12) равен $0,3^\circ\text{K}$ (при $k_{i+1} \approx 1$). Температура шума на выходе n -го четырехполюсника

$$T_{w_n} = \frac{h\nu}{k \ln \left(\frac{h\nu}{kT_n \alpha'_n} + 1 \right)} = 0,48^\circ\text{K}.$$

Температура шума на выходе системы из двух четырехполюсников при температуре шума $0,48^\circ\text{K}$ каждого и коэффициенте передачи $k=1$ равна не $0,96^\circ\text{K}$, а $0,6^\circ\text{K}$.

Итак, температура шума на выходе последовательно включенных четырехполюсников в общем случае не равна алгебраической сумме температур шума на входе каждого из подключенных четырехполюсников с учетом коэффициентов передачи.

Из приведенных выше рассуждений и расчетов можно сделать некоторые общие выводы.

1. Между физической температурой и спектральной плотностью мощности шумового излучения существует с достаточной для расчета точностью ($\sim 1\%$) линейная зависимость вплоть до гелиевых температур и до высших частот сантиметрового диапазона.

2. Условием применимости линейного приближения, при которой остаются в силе формулы для расчета выходной T_m высокотемпературных образцовых генераторов шума и $T_{шн}$ шума на выходе последовательно включенных четырехполюсников, является не условие $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ (которое не всегда выполняется), как следовало бы ожидать в силу использованного при выводе этих формул приближения, а условие $\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^2 \ll 1$ в силу линейности первого приближения для формулы Планка.

3. Условием линейной зависимости между $T_{шн}$ и соответствующей спектральной плотностью мощности шумового излучения является также условие $\left(\frac{h\nu}{kT_{шн}}\right)^2 \ll 1$. Для четырехполюсников с малой температурой шума (например, пассивных элементов с малыми потерями) это условие не всегда выполняется. В таком случае при расчете температуры шума системы из n элементов следует суммировать (с учетом коэффициентов передачи) не температуры шума отдельных элементов, а соответствующие спектральные плотности мощности шумового излучения.

4. В случае, когда не выполняется условие $\frac{h\nu}{kT_{шн}} \ll 1$, а выполняется условие $\left(\frac{h\nu}{kT_{шн}}\right)^2 \ll 1$, температура шума системы из n четырехполюсников равна сумме температур шума отдельных четырехполюсников $T_{шн}$ с учетом коэффициентов передачи, но при переходе к спектральной плотности мощности шумового излучения появляется поправка $-\frac{1}{2}h\nu$. Ясно также, что действующая температура шума на входе приемника равна сумме температуры шума источника и температуры шума на входе приемника только при условии $\left(\frac{h\nu}{kT_m}\right)^2 \ll 1$.

Конструкция разработанного во ВНИИФТРИ макета гелиевого генератора шума приведена на рис. 2. Генератор шума состоит из поглощающего клина 1 в медном волноводе, отрезка волновода 7 из нержавеющей стали и волноводного изгиба 3 на выходе из криостата. Отрезок волновода из нержавеющей стали изготовлен из трубы соответствующего диаметра, и внутренняя поверхность его посеребрена по специальной технологии. Герметизация входного волновода обеспечивается тефлоновой пленкой 4 (толщина 0,1 мм) и резиновым уплотнением 5, зажатыми между двумя фланцами. По краям уплотнения обеспечивается электрический контакт. Клин изготовлен из поглощающего материала М-1.

У металлического гелиевого криостата 10 емкость гелиевой ванны составляет около 3 л. Вместо азотной рубашки применен охлаждаемый жидким азотом экран. Входная трубка гелиевой ванны охлаждается вследствие теплового контакта с азотной ванной 3. В нижней части гелиевой ванны имеется участок, куда опускается поглощающий

элемент, диаметр которого намного меньше диаметра основного объема. Нижняя узкая часть позволяет применять поглощающие нагрузки

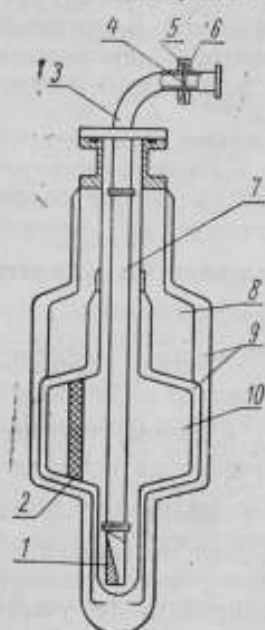


Рис. 2. Конструкция макета ГГШ:

1 — поглощающий клин; 2 — активированный уголь; 3 — волноводный изгиб; 4 — герметизирующая тефлоновая пленка; 5 — резиновое уплотнение; 6 — контактная пружина; 7 — волновод из нержавеющей стали; 8 — золотая ванна; 9 — вакуумное пространство; 10 — гелиевая ванна

значительных размеров и существенно уменьшить зависимость распределения температуры по клину от уровня гелия в основном объеме. В предложенной конструкции жидкий гелий попадает внутрь волновода, и поэтому температура поглощающего клина практически во всех точках равна температуре жидкого гелия.

Известно [7], что диэлектрическая проницаемость жидкого гелия отличается от диэлектрической проницаемости воздуха на 5%. Экспериментальное исследование макета ГГШ показало, что амплитуда и фаза коэффициента отражения входа ГГШ в течение длительного времени (нескольких часов) остаются неизменными, т. е. вызванные наличием жидкого гелия изменения к.с.в.н. (на 2%) не ухудшают электрических характеристик ГГШ. Нестабильность коэффициента отражения наблюдалась только в конце работы ГГШ, когда уровень гелия понизился до клина.

Продолжительность непрерывной работы ГГШ равна 20 ч (при одной заливке).

При аттестации гелиевого генератора шума исходным является соотношение (11) для температуры шума на выходе генератора. Для аттестации необходимо знать распределение температуры и потерь вдоль волноводного тракта.

Распределение температуры вдоль входного тракта измеряли при помощи медных термометров, намотанных непосредственно на трубу волновода. Погрешность измерения температуры — не хуже ± 3 град.

На рис. 3 приведены экспериментальные данные (показаны кружками) о распределении температуры вдоль волновода. Благодаря тепловому контакту входной трубы гелиевой ванны с азотной ванной распределение температуры вдоль трубы в интервале 300—40°K незначительно зависит от уровня жидкого гелия. Кривая 1, снятая через 2 ч после заливки, отличается от кривой 2, снятой при минимальном уровне гелия, не больше чем на 20°K. Измерения проводили при интервале 1 ч. Все остальные полученные экспериментально точки расположены между кривыми 1 и 2. Как будет показано ниже, участок входного тракта при температуре ниже 50°K дает пренебрежимо малый вклад в температуру шума на выходе ГГШ и практически отпадает необходимость исследовать распределение температуры на этом участке.

Решение одномерной задачи для уравнения теплопроводности дает для распределения температуры вдоль трубы в случае постоянного коэффициента теплопроводности теоретическую зависимость

$$T_x = T_1 + (T_2 - T_1) e^{-\beta \Delta x}, \quad (15)$$

где T_1 — температура на нижнем конце волновода;

T_2 — температура на верхнем конце волновода (в точке l_1);

β — коэффициент, зависящий от коэффициента теплопроводности;

$\Delta x = x - l_1$.

На самом деле коэффициент теплопроводности β зависит от температуры, т. е. от x , и зависимость становится более сложной. Для примененных в конструкции материалов (нержавеющей стали, меди, серебра) изменение коэффициентов теплопроводности в зависимости от температуры в интервале от комнатной до азотной менее существенно, чем при более низких температурах [7]. Поэтому можно для температур 300—50°K получить приближенную теоретическую зависимость для распределения температуры вдоль волновода. Коэффициент β определяется на основе экспериментальных данных. Полученная формула распределения температуры вдоль волновода имеет вид

$$T_x = 40 + 250 e^{-0,13 \Delta x}, \quad (16)$$

где Δx — расстояние от верхнего конца волновода из нержавеющей стали.

Графическое изображение этой зависимости дано на рис. 3 сплошной линией и достаточно точно описывает распределение температуры вдоль волновода в интервале 290—40°K. Отклонение экспериментальных данных от теоретической кривой за все время работы ГГШ не превышает $\pm 10^\circ\text{K}$.

Потери в волноводе измеряли методом больших к.с.в.н. при перемещении короткозамыкающего поршня в измеряемом волноводе, подключенном к измерительной линии. Входной волновод ГГШ является однородной линией, волновое сопротивление которой равно волновому сопротивлению измерительного тракта. В этом случае потери в измеряемом тракте определяются выражением

$$L = 1 - \frac{k-1}{k+1} - L_n, \quad (17)$$

где $L_n = 1 - \frac{k_n-1}{k_n+1}$ — потери в короткозамыкающем поршне и в измерительной линии (здесь k_n — к.с.в.н. поршня, расположенного около выходного фланца в измерительной линии);

k — измеряемый к.с.в.н. исследуемого элемента.

После преобразования выражения (17) получим

$$L = 4,34 \left(\frac{2}{k+1} - \frac{2}{k_n+1} \right) \partial \delta. \quad (18)$$

В конструкцию входного волновода ГГШ входят три фланца: выходной, герметизирующий и фланец между изгибом и волноводом из нержавеющей стали. Фланцы расположены друг от друга на расстоянии, кратном $\frac{\lambda_n}{2}$ на центральной частоте. Потери, вносимые фланцем при измерении потерь методом к.с.в.н., зависят от взаимного положения фланца и короткозамыкающего поршня. Потери во фланце можно оценить, перемещая фланец из узла поля в его пучность путем перемещения поршня.

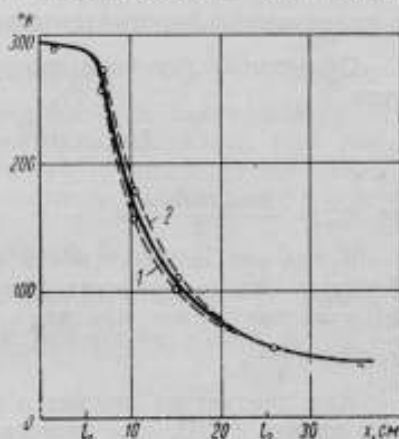


Рис. 3. Распределение температуры вдоль входного волновода:

1 — через 2 ч после заливки; 2 — при минимальном уровне жидкого гелия

Из сказанного вытекает методика измерения распределения потерь: во входном волноводе ГГШ необходимо определить минимальный и максимальный к.с.в.н. для измеряемого элемента путем плавного перемещения короткозамыкающего поршня в пределах $\frac{\lambda_n}{4}$.

Суммарные потери в измеряемом элементе определяются по формуле

$$L_{\Sigma} = 4,34 \left(\frac{2}{k_{\text{ср}} + 1} - \frac{2}{k_n + 1} \right) \text{ дб}, \quad (19)$$

где $k_{\text{ср}} = \frac{k_{\text{min}} + k_{\text{max}}}{2}$.

Когда нет необходимости оценить удельный вес потерь в сосредоточенных неоднородностях (фланцах), можно $k_{\text{ср}}$ определить как среднее значение к.с.в.н. при двух положениях поршня, сдвинутых на расстоянии $\frac{\lambda_n}{4}$.

Как следует из данных о распределении температуры вдоль входного тракта ГГШ, для аттестации ГГШ необходимо знать суммарные потери на первом участке, который включает все фланцы и изгиб, и коэффициент затухания на втором участке в волноводе из нержавеющей стали.

Потери на первом участке можно определить, измеряя $k_{\text{ср}}$, когда короткозамыкающий поршень расположен в начале волновода из нержавеющей стали на расстоянии не более $\frac{\lambda_n}{2}$ от фланца между изгибом и волноводом. Постоянную затухания в волноводе из нержавеющей стали можно определить путем определения разности суммарных потерь при короткозамыкающем поршне, расположенном в начале и в конце волновода, измеряя соответствующие $k_{\text{ср}_1}$ и $k_{\text{ср}_2}$, или путем плавного перемещения поршня по всей длине волновода. Коэффициент затухания определяется по формуле:

$$\alpha = \frac{1}{\Delta l} 4,34 \left(\frac{2}{k_{\text{ср}_2} + 1} - \frac{2}{k_{\text{ср}_1} + 1} \right) \text{ дб/м}, \quad (19')$$

где Δl — расстояние между двумя точками отсчета, относительно которых поршень перемещался на $\pm \frac{\lambda_n}{8}$.

Измерение к.с.в.н. производилось при помощи измерительной линии методом исследования стоячей волны около минимума напряжения. При измерении больших к.с.в.н. справедлива формула

$$\text{к.с.в.н.} = \frac{\lambda_n}{\pi a} \sqrt{\left(\frac{U}{U_0}\right)^2 - 1} = \frac{\lambda_n}{\pi a} \sqrt{\frac{A}{A_0} - 1},$$

где U_0 — напряженность поля в минимуме;

U — напряженность поля в точке отсчета;

A_0 и A — соответствующие U_0 и U показания индикатора при квадратичном детектировании;

a — расстояние между двумя положениями зонда, когда показание индикатора равно A .

При измерении отношение $\frac{A}{A_0}$ было выбрано равным 5, чтобы облегчить отчет перемещения зонда.

Погрешность формулы при измерении к.с.в.н. ≥ 50 не превышает долей процента.

Погрешность измерения к.с.в.н. складывается из нескольких частных погрешностей:

1. Погрешность определения длины волны в волноводе составляет 0,5% и соответствующая частная погрешность $\frac{\Delta k_1}{k} = 0,5\%$.

2. В качестве индикатора был использован гальванометр М193. Квадратичность характеристики детектора проверялась при помощи образцового поляризационного аттенюатора, и при токе детектора порядка 5 мкА отклонение от квадратичности не превышало 0,5% в диапазоне 10 дБ.

Погрешность индикатора составляла 5% при отсчете A_0 и 1% при A , в связи с чем погрешность определения отношения $\frac{A}{A_0}$ равна 6%. Соответствующая частная погрешность измерения к.с.в.н. из-за неопределенности отношения $\frac{A}{A_0}$

$$\frac{\Delta k_2}{k} = \frac{\frac{A}{A_0}}{2\left(\frac{A}{A_0} - 1\right)} \cdot \frac{\Delta\left(\frac{A}{A_0}\right)}{\frac{A}{A_0}} = 4\%.$$

3. Перемещение зонда a определяется с точностью $\Delta a = 0,01$ мм и соответствующая частная погрешность измерения к.с.в.н. $\frac{\Delta k_3}{k} = \frac{\Delta a}{a}$.

Случайная погрешность измерения к.с.в.н. определяется неточностью установки A_0 и A при перемещении зонда, нестабильностью частоты генератора, неточностью визуального отсчета. Случайная погрешность определялась экспериментально для ряда, образованного 10 измерениями. Соответствующая среднеквадратическая погрешность σ_n для всех измеряемых к.с.в.н. приведена ниже, в табл. 1.

Суммарная погрешность измерения к.с.в.н. определяется по формуле:

$$\left(\frac{\Delta k}{k}\right)_z = \sqrt{\left(\frac{\Delta k_1}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_2}{k}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_3}{k}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_n}{k}\right)^2}.$$

Конкретные значения погрешности для измеренных к.с.в.н. также приведены в табл. 1.

Погрешность определения потерь обусловлена погрешностью измерения к.с.в.н., погрешностью, связанной с изменением измеряемых потерь при перемещении поршня на $\pm \lambda_n/4$ в процессе измерения и погрешностью рассогласования из-за неидеального равенства волновых сопротивлений измерительного тракта и измеряемого элемента.

Погрешность определения потерь по формуле (19), вызванная погрешностью измерения k_{cp} ,

$$\left(\frac{\Delta L_z}{L_z}\right)_1 = \sqrt{\left(\frac{k_n}{k_n - k_{cp}}\right)^2 \left(\frac{\Delta k_{cp}}{k_{cp}}\right)^2 + \left(\frac{k_{cp}}{k_n - k_{cp}}\right)^2 \left(\frac{\Delta k_n}{k_n}\right)^2}.$$

Аналогичное выражение для погрешности определения коэффициента затухания в связи с погрешностью измерения к.с.в.н. получим из формулы (19):

$$\left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)_1 = \sqrt{\left(\frac{k_{cp1}}{k_{cp1} - k_{cp2}}\right)^2 \left(\frac{\Delta k_{cp1}}{k_{cp1}}\right)^2 + \left(\frac{k_{cp2}}{k_{cp1} - k_{cp2}}\right)^2 \left(\frac{\Delta k_{cp2}}{k_{cp2}}\right)^2}.$$

Погрешность, вызванная изменением измеряемых потерь при перемещении поршня в пределах $\pm \frac{\lambda_n}{4}$, не превышает

$$\Delta L_2 = 0,022 \alpha = 0,003 \text{ дб/м.}$$

Погрешность рассогласования при к.с.в.н. входного тракта ГШ $k_0 = 1,08$ равна

$$\frac{\Delta L_3}{L} = \left(\frac{k_0 - 1}{k_0 + 1} \right)^2 = 0,1\%.$$

Суммарная погрешность определения потерь вычисляется по формуле:

$$\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_z = \sqrt{\left(\frac{\Delta L_x}{L_x} \right)_1^2 + \left(\frac{\Delta L_2}{L} \right)^2 + \left(\frac{\Delta L_3}{L} \right)^2}.$$

Полученные в результате обработки экспериментальных данных значения $\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_z$ также приведены в табл. 1.

Распределение потерь измеряли на частоте 9375 Мгц с помощью бесконтактного короткозамыкающего поршня. Измеряемый к.с.в.н. определяется как среднее значение ряда из n измерений ($n \geq 10$).

Результаты обработки экспериментальных данных и сравнение с соответствующими теоретическими значениями потерь приведены в табл. 1.

Таблица 1

Измеряемый элемент	Значения измеряемого элемента для			
	линии и поршня	волноводного изгиба и фланцев	сборной конструкции входного тракта	волновода из нержавеющей стали
$k_{ср}$	$k_n = 450$	$k_{ср1} = 120$	$k_{ср2} = 75$	—
с при $n = 10$	10%	1,5%	1,5%	—
$\frac{\Delta k_3}{k}$	10%	4%	2,5%	—
$\left(\frac{\Delta k}{k} \right)_z$	15%	6%	5%	—
Длина измеряемого участка l ,	—	18 см	49 см	$\Delta l = 31$ см
L_{Γ}	0,02 дб	$L_{\Sigma 1} = 0,055$ дб	0,10 дб	—
$\left(\frac{\Delta L}{L} \right)_z$	15%	11%	8%	—
ΔL_{Γ}	0,003 дб	0,006 дб	0,008 дб	—
α	—	—	—	0,145 дб/м
$\frac{\Delta \alpha}{\alpha}$	—	—	—	15%
$L_{\Gamma \text{ теор}}$	—	0,052 дб	0,09 дб	$\frac{\alpha}{\alpha_{\text{теор}}} = 1,2$

Полученные значения измеренных потерь хорошо согласуются со справочными данными, указанными для потерь во фланце, и с теоретическим значением коэффициента затухания в волноводе [8].

Воспользовавшись экспериментальными данными, можно по формуле (11) рассчитать температуру шума на выходе ГГШ.

Для удобства расчета разделим входной волновод на три участка: 1) от выходного фланца до волновода из нержавеющей стали, 2) от начала волновода из нержавеющей стали до участка с температурой 50°K и 3) при температуре ниже 50°K.

На первом участке температура волновода равна комнатной (T_k) вне криостата и на 10° ниже комнатной в криостате. Этот участок включает все три фланца. Увеличение температуры шума на выходе ГГШ за счет первого участка определяется выражением

$$\Delta T_{m1} = \left[\frac{T_k - (T_k - 10)}{2} - 4,2 \right] L_{z1} = 290 \cdot 1,28 \cdot 10^{-2} = 3,7^\circ\text{K}.$$

На втором участке распределение температуры определяется выражением (16). Известно, что электропроводность металлов меняется в зависимости от температуры, следовательно, меняется и коэффициент затухания в волноводе. В интервале температур 300—50°K зависимость электропроводности от температуры для серебра определяется выражением (по данным работы [7]):

$$\rho_T = \rho_0 (1 - 0,00385 \Delta T),$$

где

$$\Delta T = T_k - T_x.$$

Температурная зависимость коэффициента затухания равна

$$\alpha_T = \alpha_0 \sqrt{1 - 0,00385 \Delta T}.$$

Подставив вместо ΔT соответствующее выражение, с учетом уравнения (16) получаем:

$$\alpha_T = \alpha_0 0,98^{-0,065x},$$

где x — расстояние от начала второго участка.

Увеличение температуры шума на выходе ГГШ за счет второго участка:

$$\begin{aligned} \Delta T_{m2} = & 0,98 \alpha_0 \int_0^{2l} (35,8 - 250 e^{-0,13x}) \times \\ & - 0,98 \alpha_0 \int_0^x e^{-0,065\xi} d\xi \\ & \times e^{-0,065x} e^{-0,065x} dx. \end{aligned} \quad (20)$$

Множитель $e^{-0,065x}$ отличается от 1 не более чем на 0,2% и может быть при дальнейших расчетах принят равным 1.

От температуры зависит только теоретический коэффициент затухания. Потери, вызванные неидеальностью стенок волновода, не изменяются и при низких температурах. С целью проверки этого вывода были измерены потери при охлажденном жидким азотом входном волноводе: наблюдалось уменьшение суммарных потерь в волноводе на 0,03 дб. Рассчитанное значение уменьшения потерь с учетом распределения температуры вдоль волновода составляло 0,028 дб.

Принимая в выражении (20) $\alpha_0 = \alpha_{\text{теор}}$, получаем

$$\Delta T'_{\text{ш}_1} = 0,48^\circ \text{K}.$$

Увеличение температуры шума на выходе ГГШ, обусловленное потерями из-за неидеальности стенок волновода, составляет:

$$\Delta T''_{\text{ш}_1} = 0,2 \alpha_{\text{теор}} \int_0^{21} (35,8 + 250) e^{-0,13x} dx = 0,04^\circ \text{K}.$$

Температура волновода на третьем участке зависит от уровня жидкого гелия. При полностью залитом криостате температура всего участка равна температуре жидкого гелия, и увеличения выходной температуры шума не происходит. Как показывает экспериментальное исследование распределения температуры во времени, температура в точке, находящейся на 9 см ниже начала третьего участка (там, где расположен термометр), и при минимальном уровне гелия не превышает 40°K . Поэтому увеличение выходной температуры ГГШ за счет третьего участка

$$\Delta T_{\text{ш}_3} = \frac{40 - 4,2}{2} \alpha_{\text{т}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{т}}}{\rho_0}} l = 0,07^\circ \text{K},$$

где $\rho_{\text{т}}$ — электропроводность серебра при 20°K .

$\Delta T_{\text{ш}_3}$ следует рассматривать как погрешность, вызванную изменением уровня жидкого гелия.

Таким образом, расчетная температура шума на выходе ГГШ

$$T_{\text{ш}} = T_{\text{н}} + \Delta T'_{\text{ш}_1} + \Delta T''_{\text{ш}_1} + \Delta T_{\text{ш}_3} = 8,4^\circ \text{K}.$$

Погрешность номинальной температуры шума на выходе ГГШ обусловлена погрешностью определения потерь во входном волноводе и неопределенностью распределения температуры.

Рассмотрим погрешность, вызванную неопределенностью распределения температуры. Неопределенность температуры $\pm 5^\circ \text{K}$ на первом участке дает погрешность

$$\delta(\Delta T'_{\text{ш}_1})_{\text{т}} = 0,06^\circ \text{K}.$$

Температурная погрешность на втором участке определяется по формуле

$$\delta(\Delta T'_{\text{ш}_2})_{\text{т}} = \left[\frac{\partial(\Delta T'_{\text{ш}_2})}{\partial T_{\text{т}}} \right] (\Delta T_{\text{т}}) + \left[\frac{\partial(\Delta T'_{\text{ш}_2})}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial T_{\text{т}}} \right] (\Delta T_{\text{т}}).$$

Так как отклонение температуры от теоретической кривой независимо от уровня гелия не превышает $\pm 10^\circ \text{K}$, для соответствующей погрешности имеем:

$$\delta(\Delta T'_{\text{ш}_2})_{\text{т}} = 0,05 + 0,03 = 0,08^\circ \text{K}.$$

Вследствие малости $\Delta T''_{\text{ш}_2}$ погрешностью из-за этой величины можно пренебречь.

Суммарная погрешность из-за неопределенности распределения температуры

$$\delta(T_{\text{ш}})_{\text{т}} = \sqrt{0,06^2 + 0,08^2} = 0,1^\circ \text{K}.$$

Оценим составляющую погрешности из-за неопределенности распределения потерь.

На первом участке погрешность определения суммарных потерь

$$\Delta L_{\Sigma} = 0,006 \text{ дб.}$$

Соответствующая погрешность в значениях температуры шума ГГШ составит:

$$\delta(\Delta T_{\text{ш1}})_{\Sigma} = 0,37^{\circ}\text{К.}$$

Погрешность температуры шума из-за неопределенности потерь на втором участке (с учетом $\frac{\Delta x}{x} = 15\%$):

$$\delta(\Delta T_{\text{ш2}})_{\Sigma} = 0,08^{\circ}\text{К.}$$

Суммарная погрешность из-за неопределенности потерь

$$\delta(T_{\text{ш}})_{\Sigma} = \sqrt{0,37^2 + 0,08^2} = 0,38^{\circ}\text{К.}$$

Следует также учесть возможность изменения потерь на выходном фланце. Можно считать, что при применении бронзовых прокладок изменение потерь на фланце (потери на фланце по данным работы [8] составляют 0,01 дб) не превышает 25%. Соответствующая погрешность

$$\delta(T_{\text{ш}})_{\Phi} = 0,17^{\circ}\text{К.}$$

Таким образом, суммарная погрешность аттестации ГГШ

$$\begin{aligned} \delta T_{\text{ш}} &= \sqrt{(\delta T_{\text{ш}})_{\Gamma}^2 + (\delta T_{\text{ш}})_{\Sigma}^2 + (\delta T_{\text{ш}})_{\Phi}^2 + (\Delta T_{\text{ш2}})^2 + (\Delta T_{\text{рас}})^2} = \\ &= \sqrt{0,08^2 + 0,35^2 + 0,17^2 + 0,07^2 + 0,08^2} = 0,42^{\circ}\text{К,} \end{aligned}$$

где $\Delta T_{\text{рас}}$ — погрешность, вызванная применением формулы (11).

В погрешность аттестации не входит погрешность, обусловленная определенностью температуры клина, так как температуру жидкого гелия можно определить с высокой точностью по давлению паров гелия.

Поскольку входной волновод близок к однородному, можно частотную погрешность выходной $T_{\text{ш}}$ вычислить, используя теоретическую зависимость α_0 от частоты. В диапазоне 2,6—3,4 см α_0 меняется на $\pm 12\%$. Изменение α_0 вызывает необходимость в дополнительной поправке к $T_{\text{ш}}$, равной:

$$(\Delta T)_{\Delta} = 0,33^{\circ}\text{К.}$$

Частотная поправка сравнима с погрешностью аттестации ГГШ на одной частоте. Так как ГГШ применяются при измерении характеристик узкополосных усилителей, можно дать частотную поправку в случае необходимости в виде поправочного графика.

Экспериментальные данные об исследовании частотной зависимости суммарных потерь во входном волноводе приведены в табл. 2.

Таблица 2

λ , см	$\left(\frac{L'_{\Sigma}}{L_{\Sigma}}\right)_{\text{эксп}}$	$\left(\frac{L'_{\Sigma}}{L_{\Sigma}}\right)_{\text{теор}}$
3,2	1	1
3,4	$1,13 \pm 0,11$	1,09
2,6	$0,85 \pm 0,09$	0,87

Частотная зависимость потерь не точно соответствует теоретической зависимости. Это объясняется, вероятно, изменением потерь во фланцах, прежде всего в герметизирующем фланце. Неопределенность частотной зависимости потерь вносит дополнительную погрешность

$$(\delta T_m)_4 = \delta \left(\frac{L'_2}{L_2} \right) \Delta T \leq 0,46^\circ\text{K}.$$

Итак, ГГШ на частоте $f_0 = 9375 \pm 50$ МГц имеет температуру шума на выходе $8,4 \pm 0,4^\circ\text{K}$. В диапазоне рабочих частот от 11 500 МГц до 8700 МГц температура шума на выходе определяется по приложенному к ГГШ графику (меняется от $7,7$ до $8,9^\circ\text{K}$) с суммарной погрешностью

$$(\delta T_m)_5 = \sqrt{(\delta T_m)^2 + (\delta T_m)_4^2} = 0,6^\circ\text{K}.$$

Таким образом, решающую роль при аттестации ГГШ играют потери в элементах тракта, находящихся в условиях комнатной температуры. Погрешность из-за неопределенности распределения температуры мала. Практически ничтожный вклад в выходную температуру шума дает отрезок входного тракта при температуре ниже азотной.

Преимуществом данной конструкции является отсутствие зависимости выходной температуры шума от уровня жидкого гелия и возможность применения достаточно длинных поглощающих элементов.

Погрешность аттестации ГГШ составляет величину порядка 5%, что позволит использовать его в качестве образцового при испытании маломощных усилителей и при поверке рабочих ГГШ методом сравнения. При таких точностях поэлементной аттестации предлагаемый метод расчета выходной температуры шума ГГШ является вполне удовлетворительным и может быть использован для аттестации образцовых гелиевых генераторов шума. Основной задачей дальнейшей работы в этом направлении является повышение точности измерения потерь в тракте ГГШ и соответственно точности их аттестации, создание образцовых ГГШ для других диапазонов длин волн и разработка устройств для поверки рабочих ГГШ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maxwell E., Leon B. J. «IRE Trans», MMT-4, 1956, 2, 81.
2. Stelzried C. T. «Proc. IRE», 1923, 49, 7.
3. Mezger P. G., Rothen H. «Frequenz», 1962, № 10.
4. Биргер Л. А., Сохов И. А. «Измерительная техника», 1962, 1, 47.
5. Левин М. Л. ДАН СССР, 1955, 102, 1, 53.
6. Рытов С. М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М., Изд-во АН СССР, 1953.
7. Малков М. П. и др. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения. М., Госэнергоиздат, 1963.
8. Фельдштейн А. Л. и др. Справочник по элементам волноводной техники. М., Госэнергоиздат, 1963.

Статья поступила в июле 1965 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ШУМА НА ВХОДЕ МАЛОШУМЯЩИХ (КВАНТОВЫХ) УСИЛИТЕЛЕЙ

Описан предложенный автором нулевой модуляционный метод измерения температуры шума малошумящих с.в.ч. усилителей и соответствующая аппаратура. В качестве источника сигнала использован гелиевый генератор шума. Подробно рассмотрена погрешность метода и приведены результаты измерения температуры шума резонаторного квантового усилителя. Погрешность измерения температуры шума в диапазоне $20 \div 100^\circ\text{K}$ составляет $\pm 10\%$ и на уровне 10°K равна $\pm 2^\circ\text{K}$.

Измерение шумовых характеристик усилителя — коэффициента шума или температуры шума — сводится к измерению отношения мощностей сигналов на выходе усилителя путем создания на его входе определенного изменения уровня мощности сигнала, например, подключением поочередно двух градуированных генераторов шума с разными шумовыми температурами. Методы измерения шумовых характеристик отличаются способом определения отношения мощностей на выходе усилителя и способом создания градуированного изменения уровня мощности на его входе. Различные методы измерения приводят к различным соотношениям между известными и измеряемыми величинами и к различным погрешностям.

Модуляционный метод с прямым отсчетом [1, 2] обеспечивает измерение эквивалентного коэффициента шума

$$F_s = \frac{T_{ш.вх} + T_n}{T_0}, \quad (1)$$

где $T_0 = 293^\circ\text{K}$ — нормальная температура;

T_n — температура шума источника;

$T_{ш.вх}$ — температура шума на входе испытуемого усилителя.

При температуре шума источника $T_n = T_0$ измеряется нормальный коэффициент шума. Погрешность определения температуры шума на входе усилителя по измеренному эквивалентному коэффициенту шума

$$\frac{\Delta T_{ш.вх}}{T_{ш.вх}} = \frac{\Delta F_s}{F_s} + \frac{\Delta F_s}{F_s} \frac{T_n}{T_{ш.вх}} + \frac{\Delta T_n}{T_{ш.вх}}. \quad (2)$$

При условии $\frac{\Delta F_s}{F_s} = 10\%$, $T_n = 293^\circ\text{K}$, $T_{ш.вх} \approx 10^\circ\text{K}$ и $\Delta T_n = 0$

$$\frac{\Delta T_{ш.вх}}{T_{ш.вх}} = 300\%.$$

Отсюда следует, что при измерении температуры шума малошумящих усилителей необходимо обеспечить высокую точность измерения

F_0 и использовать низкотемпературные источники сигнала. Метод поочередной модуляции при использовании азотного генератора шума обеспечивает измерение температуры шума на входе усилителя начиная с 60°K с погрешностью $0,8 \text{ дб}$. Модуляционный метод с прямым отсчетом (использована аппаратура, аналогичная измерителю коэффициента шума Х5—5) при гелиевой температуре генератора шума позволяет измерять температуру шума начиная с 10°K с погрешностью $0,4 \text{ дб} + 3^\circ\text{K}$, т. е. 40% на нижнем пределе.

Температура шума на входе квантовых парамагнитных усилителей (КПУ) лежит в пределах $10 + 50^\circ\text{K}$. В этой области, как следует из приведенных выше данных, модуляционные методы с прямым отсчетом обладают относительно низкой точностью даже в случае применения низкотемпературных генераторов шума. Поэтому широко используют метод определения отношения мощностей сигналов на выходе усилителя при подключении к его входу двух генераторов шума в виде согласованных нагрузок. Одна из нагрузок охлаждается жидким гелием или азотом и имеет температуру шума T_1 . Другая нагрузка имеет температуру шума T_2 , обычно равную комнатной. В зависимости от способа измерения отношения мощностей n на выходе можно различать два метода: метод двух отсчетов, если n определяется при помощи прямоотсчетного измерения мощности на выходе усилителя, и метод постоянного выходного уровня, при котором n измеряется градуированным аттенуатором в тракте с.в.ч. или промежуточной частоты. При измерении температуры шума отдельных усилителей наиболее выгодным является измерение n в тракте с.в.ч., что исключает влияние шумов приемника на результат измерения.

Температура шума на входе усилителя, измеренная методом двух отсчетов или методом постоянного выходного уровня, определяется выражением

$$T_{\text{ш.вх}} = \frac{T_2 - nT_1}{n-1} + \frac{T}{G}, \quad (3)$$

где n — отношение сигналов на выходе усилителя;

G — коэффициент усиления усилителя по мощности;

$T = T_0$ при измерении n в тракте с.в.ч. и равна температуре шума на входе приемника при измерении n на промежуточной частоте или методом двух отсчетов.

Если охлажденный генератор шума, имеющий гелиевую температуру, аттестован с погрешностью $\Delta T_1 = \pm 1^\circ\text{K}$, генератор шума при комнатной температуре аттестован с погрешностью $\Delta T_2 = \pm 0,5^\circ\text{K}$ и погрешность измерения отношения мощностей на выходе усилителя $\Delta n = 0,15 \text{ дб}$, то без учета неопределенности поправки $\frac{T}{G}$ погрешность измерения температуры шума на входе усилителя при $T_{\text{ш.вх}} = 10^\circ\text{K}$ равна $\Delta T_{\text{ш.вх}} = 1,3^\circ\text{K}$. При азотной температуре соответствующая погрешность $\Delta T_{\text{ш.вх}} = 4^\circ\text{K}$, т. е. существенно выше, чем при гелиевой температуре охлажденного ГЩ.

Нестабильность коэффициента усиления испытуемого усилителя и коэффициента передачи приемника в процессе измерения приводит к уменьшению точности измерения n . Нестабильность коэффициента передачи современных супергетеродинаминых с.в.ч. приемников за время измерения составляет $0,25 \text{ дб}$, и погрешность измерения температуры шума на входе идеально стабильного усилителя возрастает до $1,9^\circ\text{K}$. С учетом нестабильности коэффициента усиления усилителя порядка $0,25 \text{ дб}$ погрешность измерения температуры шума возрастает до $2,5^\circ\text{K}$.

Из приведенного краткого анализа методов измерения температу-

ры шума на входе малошумящих усилителей можно сделать следующие выводы относительно выбора метода измерения температуры шума на входе КПУ:

1. В сравнении с модуляционными методами с прямым отсчетом лучшую точность обеспечивают метод двух отсчетов и метод постоянного выходного уровня. Предпочтение следует отдать второму, так как он исключает погрешность из-за нелинейности преобразования сигнала после усилителя.

2. Способ определения отношения мощностей на выходе усилителя должен обеспечить точное измерение независимо от нестабильности характеристик усилителя и приемника.

3. В целях уменьшения систематической поправки T/G целесообразно измерять отношение мощностей в тракте с.в.ч., исключая влияния шумов приемника.

Этим требованиям удовлетворяет метод добавочного шума при использовании модуляционной схемы измерения отношения мощностей на выходе усилителя (рис. 1). Этот метод можно назвать нулевым мо-

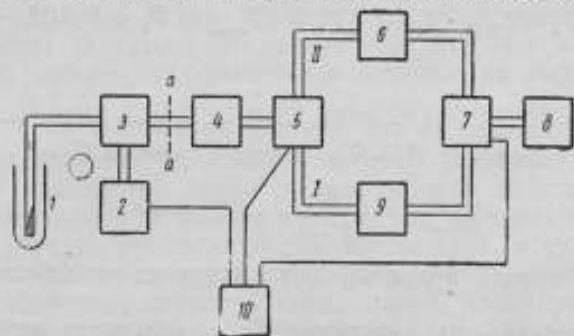


Рис. 1. Принципиальная схема нулевого модуляционного метода измерения температуры шума КПУ:

1 — железный генератор шума; 2 — газоразрядная шумовая лампа ГШ-2; 3 — направленный ответвитель; 4 — испытуемый усилитель; 5 — ферритовый переключатель; 6 — переменный аттенуатор; 7 — модулятор; 8 — модуляционный супергетеродинный приемник; 9 — образцовый поляризационный аттенуатор; 10 — источник модуляции

дуляционным методом. Вместо подключения второго генератора шума на входе усилителя создается градуированное приращение мощности сигнала путем введения добавочного шума. На вход испытуемого усилителя подключается низкотемпературный генератор шума. Добавочный уровень шума поступает на вход усилителя через направленный ответвитель от работающей в импульсном режиме шумовой лампы, которая модулируется от общего для измерительной схемы источника модуляции. При включенной шумовой лампе ферритовый переключатель 5 и модулятор 7 на входе модуляционного супергетеродинного приемника включают в тракт прецизионный аттенуатор 9. При выключенной шумовой лампе включается тракт без прецизионного аттенуатора. На выходе приемника выделяется сигнал с частотой модуляции, пропорциональной разности мощностей сигналов из трактов I и II. Отношение мощностей на выходе испытуемого усилителя при включенной и выключенной шумовой лампе измеряется прецизионным аттенуатором в тракте I при установке нулевого сигнала на приемнике. Перед измерением производится установка нуля при выведенном прецизионном аттенуаторе и при выключенной модуляции шумовой лампы (мощности в трактах I и II равны).

Обозначая температуру шума от охлажденного источника в плоскости $a-a$ через T_1 и вклад температуры шума включенной шумовой лампы в этой же плоскости через T_2 , получим для мощности сигнала на входе приемника при выключенной шумовой лампе:

$$P_1 = (T_{\text{ш.вх}} + T_1) GL_2 k + (1 - L_2) T_0 k \quad (4)$$

и при включенной шумовой лампе:

$$P_2 = \left[(T_{\text{ш.вх}} + T_1 + T_2) \frac{GL_1}{A} + (1 - L_1) T_0 + \left(1 - \frac{1}{A}\right) T_0 L_1 \right] k, \quad (5)$$

где A — ослабление прецизионного аттенюатора;

L_1 — коэффициент передачи тракта I при выведенном образцовом поляризационном аттенюаторе;

L_2 — коэффициент передачи тракта II;

T_0 — комнатная температура.

При установке нуля ($A=1$) выполняется условие:

$$(T_{\text{ш.вх}} + T_1 + T_2) GL_2 + (1 - L_2) T_0 = (T_{\text{ш.вх}} + T_1 + T_2) GL_1 + (1 - L_1) T_0, \quad (6)$$

откуда $L_1 = L_2$.

В процессе измерения при помощи прецизионного аттенюатора устанавливается равенство $P_1 = P_2$, откуда с учетом $L_1 = L_2$ получаем

$$T_{\text{ш.вх}} = \frac{T_2}{A-1} - T_1 + \frac{T_0}{G}. \quad (7)$$

В данном случае поправка появляется из-за собственных шумов аттенюатора.

Оценим погрешность измерения $T_{\text{ш.вх}}$ без учета неопределенности поправки. Соответствующие частные погрешности, вызванные неопределенностью T_1 , T_2 и A , равны

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{T_1} &= \Delta T_1 = 1^\circ\text{K} \\ \Delta_{T_2} &= \frac{1}{A-1} \Delta T_2 = 1^\circ\text{K} \\ \Delta_A &= \frac{T_2}{(A-1)^2} \Delta A = 0,8^\circ\text{K} \end{aligned} \right\} \quad (7a)$$

Оценки приведены для следующих значений:

$$\begin{aligned} T_1 &= 10 \pm 1^\circ\text{K}, \\ T_2 &= 200 \pm 10^\circ\text{K}, \\ T_{\text{ш.вх}} &= 10^\circ\text{K}, \\ \Delta A &= \pm 0,17 \text{ дБ (4\%)}. \end{aligned}$$

Как вытекает из методики аттестации генератора шума и из результатов расчета погрешности прецизионного аттенюатора [3], частные погрешности имеют нулевое среднее значение и распределение, близкое к нормальному. Суммарная погрешность измерения $T_{\text{ш.вх}}$

$$\Delta T_{\text{ш.вх}} = \sqrt{\Delta_{T_1}^2 + \Delta_{T_2}^2 + \Delta_A^2} = 1,6^\circ\text{K}. \quad (7b)$$

Использование нулевого модуляционного метода позволяет исключить зависимость результата измерения от характеристик приемника, в частности от их стабильности, так как приемник используется лишь

в качестве высокочувствительного индикатора нуля. Практически исключается зависимость от нестабильности коэффициента усиления испытуемого усилителя (если отсутствует модуляция его коэффициента усиления с частотой модуляции измерительной схемы). Использование образцовых поляризационных аттенюаторов на с.в.ч. позволяет обеспечить достаточную точность измерения.

По сравнению с известными методами нулевой модуляционный метод обладает большей точностью, особенно в случае малых измеряемых температур шума. Недостаток нового метода заключается в увеличении длительности измерения.

Метод позволяет измерять температуру шума усилителя в динамическом режиме, т. е. при его настройке.

Нулевой модуляционный метод создает иную зависимость измеряемой величины $T_{ш.вх}$ от известных параметров, чем в случае использования методов двух отсчетов и постоянного выходного уровня [см. формулы (3) и (7)]. В случае нулевого модуляционного метода частотная погрешность вследствие неопределенности температуры низкотемпературного генератора шума, которая при испытании малощумящих усилителей может оказаться доминирующей, входит с коэффициентом, равным 1. При методе двух отсчетов и постоянного выходного уровня соответствующая погрешность имеет коэффициент $\frac{n}{n-1} > 1$. Некоторое

увеличение погрешности при новом методе происходит из-за относительно низкой возможной точности градуировки добавочного уровня шума T_2 . Преимуществом нового метода по сравнению с методами подключения двух нагрузок является, кроме того, отсутствие необходимости переключения с.в.ч. трактов в процессе измерений.

Гелиевый генератор шума, а также шумы, вводимые в тракт шумовой лампой, должны быть аттестованы относительно выходного фланца генератора шума (плоскость $a-a$ на рис. 1), который непосредственно соединяется с входным фланцем испытуемого усилителя, так как потери в тракте между выходом ГШ и входом усилителя значительно понижают точность измерения.

На основе описанного выше метода создана установка для измерения температуры шума на входе КПУ в трехсантиметровом диапазоне.

На вход исследуемого усилителя подключаются генератор шума, включающий гелиевый генератор шума (ГГШ), описанный в статье Х. В. Хирикус и А. В. Кубарева, помещенной в настоящем сборнике, и источник добавочного шума — лампа ГШ-2, включенная через направленный ответвитель. Уровень добавочного шума измерен по специальной методике. Генератор шума при выключенной и включенной шумовой лампе аттестован относительно выходного фланца.

Разработан ферритовый переключатель (ФП), в котором используется эффект Фарадея. Переключатель обеспечивает в рабочем диапазоне установки 8900—9800 *Мгц* развязку между каналами не хуже 15 *дб*. В приемник П5—10 входит ферритовый модулятор, обеспечивающий изоляцию между двумя каналами не хуже 10 *дб*.

В качестве прецизионного аттенюатора использован образцовый поляризационный аттенюатор ОА 2—2,6—3,6, развязанный с двух сторон при помощи ферритовых вентилях. Нуль-индикатором служит модуляционный супергетеродинный приемник П5—10 с полосой пропускания 1 *Мгц*.

Перед измерением производится установка нуля при равных мощностях шума в обоих каналах (модуляция шумовой лампы выключена).

Этой операцией исключаются погрешности, вызванные неидентичностью потерь в двух каналах, начальным ослаблением ОА, рассогласованием отдельных элементов схемы и неидентичностью плеч ФП и модулятора. В процессе измерения условия согласования меняются только для ОА, на вход и выход которого включены ферритовые вентили.

Источниками частных погрешностей установки, определяющих погрешность измерения $T_{ш.вх}$ являются следующие:

1. *Погрешность прецизионного аттенюатора.* При измерении отношение мощностей на выходе при $T_1=16^\circ\text{К}$ и $T_2=160^\circ\text{К}$ не превышает 10 дБ. Погрешность аттенюатора ОА-2—2,6—3,6 в этом диапазоне составляет 0,07 дБ [3]. Погрешность, вызванная рассогласованием тракта (к.с.в.н. $\leq 1,1$) со стороны входа—выхода ОА, равна 0,09 дБ. Суммарная погрешность измерения отношения мощностей образцовым аттенюатором

$$\Delta_{\text{ОА}} = \sqrt{0,09^2 + 0,07^2} = 0,11 \text{ дБ.}$$

Неисключенный остаток систематической погрешности $\Delta_{\text{ОА}}$ имеет нулевое среднее значение и распределение, близкое к нормальному.

2. *Погрешность, обусловленная идеальной развязкой двух каналов.* Глубина модуляции сигнала после ФП зависит от разности фаз между импульсами горения шумовой лампы и переключениями ФП и от качества ФП. Для предотвращения попадания мощности шума на выходе КПУ при включенной шумовой лампе в канал II (см. рис. 1) длительность импульсов горения шумовой лампы была выбрана на 10% меньше полупериода частоты модуляции. Обозначим через m глубину модуляции шумового сигнала на выходе ФП и через m' — коэффициент модуляции сигнала модулятором на входе приемника. Если u_1^2 и u_2 — квадраты эффективного значения шумов на выходе исследуемого усилителя при выключенной и включенной шумовой лампе, то составляющая сигнала с частотой модуляции после второго детектора пропорциональна

$$S = u_1^2 m_1 m_1' k_1 - \frac{1}{A} u_1^2 (1 - m_1) (1 - m_1') k_2 - u_2^2 \frac{1}{A} m_2 m_2' k_2 + u_2^2 (1 - m_2) (1 - m_2') k_1, \quad (8)$$

где m_1 и m_1' — коэффициент модуляции сигнала в канале I;

m_2 и m_2' — коэффициент модуляции сигнала в канале II;

k_1 и k_2 — коэффициент передачи по мощности (с учетом рассогласования) каналов I и II.

В процессе установки нуля $u_1^2 = u_2^2$, $A=1$ и суммарный сигнал $S=0$. Следовательно, в процессе установки нуля достигаются условия:

$$\left. \begin{aligned} m_1' &= m_2' = m' \\ m_1 &= m_2 = m \\ k_1 &= k_2 = k \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

С учетом равенств (9) из уравнения (8) получим выражение для отношения мощностей при нулевом отсчете по выходному индикатору приемника в процессе измерения

$$\frac{u_2^2}{A u_1^2} = 1 + \left(A - \frac{1}{A} \right) \frac{(1-m)(1-m')}{mm'}. \quad (10)$$

Погрешность из-за неидеальной развязки между каналами определяется выражением

$$\Delta_m = \left(A - \frac{1}{A} \right) \frac{(1-m)(1-m')}{mm'} \quad (11)$$

и имеет максимальное значение при больших A .

Величина «пролезания» сигнала из канала I в канал II после ФП определялась экспериментально при рабочем режиме шумовой лампы. На вход схемы включалась шумовая лампа без направленного ответвителя. Паразитный сигнал измерялся при помощи приемника, когда канал I, куда подавался сигнал от шумовой лампы, был отключен от приемника и нагружен согласованной нагрузкой. В результате экспериментального исследования параметр $(1-m)$ в диапазоне рабочих частот установки равен $(1-m) = (0,15 \pm 0,1) \%$. Величина $(1-m') \ll \ll 0,1$, максимальное значение $A=10$. Следовательно, $\Delta_{M \max} = 0,25 \%$ $\approx \approx 0,01$ дб. Погрешность из-за неидеальной развязки между каналами мала (на порядок ниже Δ_{0A}), и при практических расчетах ею можно пренебречь.

3. *Систематическая погрешность аттестации генератора шума.* По данным аттестации ГШ относительно плоскости $a-a$ $\Delta T_1 = 0,8^\circ\text{K}$ и $\Delta T_2 = 5^\circ\text{K}$.

4. *Случайная погрешность, вызванная флуктуационными шумами приемника.* При коэффициенте усиления исследуемого усилителя ≥ 20 дб измерения производятся при уровне сигнала на выходе усилителя $10^{-12} - 10^{-13}$ вт. Флуктуационный порог чувствительности приемника П5-10 по шумовому сигналу при постоянном времени $\tau = 4$ сек — порядка 10^{-15} вт. Следовательно, случайная погрешность, вызванная флуктуационными шумами приемника, $\Delta_m \approx 0,05$ дб.

5. *Случайная погрешность из-за установки нуля и нестабильности нуля в процессе измерения.* Разрешающая способность установки при уровне сигнала 10^{-12} вт — порядка 0,05 дб. Эту величину можно считать и погрешность установки нуля. Того же порядка и нестабильность нуля в процессе измерения. Соответствующая частная погрешность, поскольку погрешность установки нуля входит дважды,

$$\Delta_n = \sqrt{2 \cdot 0,05^2 + 0,05^2} = 0,09 \text{ дб.}$$

Суммарная погрешность измерения отношения мощностей на выходе усилителя при однократном измерении составит:

$$\Delta A = \sqrt{\Delta_{0A}^2 + \Delta_n^2 + \Delta_m^2} = 0,16 \text{ дб.}$$

Суммарная погрешность установки для измерения $T_{ш.вх}$ определяется формулой (7а):

$$\Delta T_{ш.у} = \sqrt{\Delta T_1^2 + \left(\frac{1}{A-1} \Delta T_2 \right)^2 + \left[\frac{T_2}{(A-1)^2} \Delta A \right]^2}.$$

С учетом значений параметров установки $T_1 = 16^\circ\text{K}$ и $T_2 = 160^\circ\text{K}$ погрешность установки при измерении $T_{ш.вх}$ на уровне 10°K

$$\Delta T_{ш.у} = \sqrt{0,8^2 + \left(\frac{1}{6} \cdot 5 \right)^2 + \left(\frac{160}{36} \cdot 0,26 \right)^2} = 1,6^\circ\text{K}.$$

График зависимости $\Delta T_{ш.у}$ от измеряемой $T_{ш.вх}$ приведен на рис. 2 для гелиевой и азотной температуры низкотемпературного ГШ. Погрешно-

сти при применении азотного и гелиевого генератора шума сравнимы при измерении температуры шума выше 100°K. При измерении температуры шума на входе усилителя $T_{ш.вх} < 50^\circ\text{K}$ азотный генератор шума обеспечивает низкую точность измерения (25—70%). При применении

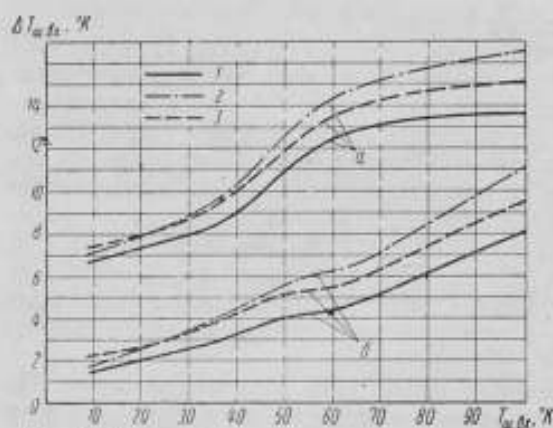


Рис. 2. Погрешности измерения температуры шума на входе усилителя нулевым модуляционным методом:
 а — при азотной температуре ГШ; б — при гелиевой температуре ГШ; 1 — погрешность установки; 2 — $\Delta T_{ш.вх}$ для КУБВ; 3 — $\Delta T_{ш.вх}$ для КРУ

гелиевого генератора шума погрешность установки меньше 10% при измерении температуры шума на входе усилителя выше 20°K и возрастает до 16% при измеряемой температуре шума, равной 10°K.

Кроме аппаратных погрешностей, при измерении $T_{ш.вх}$ возникает погрешность из-за неопределенности поправки $\frac{T_0}{G}$ [см. формулу (7)]. Для точного определения поправки необходимо знать среднее значение коэффициента усиления КПУ G в полосе приемника 1 МГц. При погрешности измерения коэффициента усиления $\Delta G = 0,3 \text{ дб}$ и

$$\Delta T_{ш.G} = 0,35^\circ\text{K}.$$

его нестабильности порядка 0,3 дб за время измерения неопределенность среднего коэффициента усиления будет порядка 0,5 дб. Погрешность из-за неопределенности поправки при $G = 20 \text{ дб}$

его нестабильности порядка 0,3 дб за время измерения неопределенность среднего коэффициента усиления будет порядка 0,5 дб. Погрешность из-за неопределенности поправки при $G = 20 \text{ дб}$

Шумовые характеристики усилителя зависят от условий согласования его входа с источником. В случае КПУ минимальное значение температуры шума на входе совпадает с ее значением при идеально согласованном тракте. Поэтому именно эту величину следует рассматривать как основную характеристику КПУ. В процессе измерения температуры шума условие идеального согласования нарушается. Возникает погрешность рассогласования, вызванная неполной передачей мощности ГШ на вход усилителя и отражением от ГШ шумов, излучаемых входом КПУ во входной тракт.

Температура шумов $T_{вх}$, излучаемых входом резонаторного квантового усилителя (РКУ) при условии идеального согласования, равна физической температуре нагрузки на входе КПУ. В случае неохлажденной нагрузки $T_{вх} = T_0$. В случае квантового усилителя бегущей волны (КУБВ) температура шума, излучаемого входом усилителя, приблизительно равна температуре шума на входе усилителя (с точностью разности между абсолютным значением температуры спиновой системы и физической температурой криогенной ванны). Легко показать, что температура отраженных от ГШ шумов

$$T'_{вх} = T_{вх} |\Gamma_{ГШ}|^2 (1 - |\Gamma_{вх}|^2), \quad (12)$$

где $\Gamma_{ГШ}$ и $\Gamma_{вх}$ — коэффициенты отражения ГШ и входа КПУ соответственно.

Используя соотношение, предложенное Алмазовым-Долженко, можно для температуры шума ГШ, передаваемого на вход усилителя, написать

$$T_{\text{ГШ}}' = T_{\text{ГШ}} \frac{(1 - |\Gamma_{\text{ГШ}}|^2)(1 - |\Gamma_{\text{вх}}|^2)}{(1 \pm |\Gamma_{\text{ГШ}}| |\Gamma_{\text{вх}}|)^2} \quad (13)$$

Поскольку источники шумов являются некоррелированными, можно для суммарной температуры шума, подаваемого на вход КПУ, написать

$$T_{\Sigma} = BT_{\text{ГШ}} + CT_{\text{вх}}, \quad (14)$$

где

$$B = \frac{(1 - |\Gamma_{\text{ГШ}}|^2)(1 - |\Gamma_{\text{вх}}|^2)}{(1 \pm |\Gamma_{\text{ГШ}}| |\Gamma_{\text{вх}}|)^2}$$

и

$$C = \frac{|\Gamma_{\text{ГШ}}|^2(1 - |\Gamma_{\text{вх}}|^2)^2}{(1 \pm |\Gamma_{\text{ГШ}}| |\Gamma_{\text{вх}}|)^2}$$

В процессе измерения при включении и выключении шумовой лампы условия согласования практически не меняются (переходное ослабление направленного ответвителя 20 дБ). Как легко видеть из формулы (7), погрешность рассогласования при измерении $T_{\text{ш.вх}}$

$$\Delta T_{\text{ш.р}} = (1 - B)T_{\text{ш.вх}} + CT_{\text{вх}} \quad (15)$$

Погрешность рассогласования приводит к увеличению измеренного значения $T_{\text{ш.вх}}$ по сравнению с ее истинным значением. Введение соответствующей поправки требует точного знания коэффициентов отражения входа усилителя и ГШ (который меняется в диапазоне частот). Поэтому можно ограничиться оценкой максимальной погрешности с учетом реальных параметров РКУ и КУБВ. К.с.в.н. генератора шума в диапазоне рабочих частот не превышает 1,08. Погрешность рассогласования в случае РКУ с неохлажденным циркулятором и к.с.в.н. входа не более 1,1

$$\Delta T_{\text{ш.р}} = 0,01 T_{\text{ш.вх}} + 0,5^\circ\text{К.}$$

Для КУБВ с к.с.в.н. входа не выше 1,5 соответствующая погрешность

$$\Delta T_{\text{ш.р}} = 0,03 T_{\text{ш.вх}}.$$

Суммарная погрешность измерения температуры шума входа РКУ

$$\Delta T_{\text{ш.вх}} = \sqrt{(\Delta T_{\text{ш.у}})^2 + (\Delta T_{\text{ш.г}})^2} + 0,01 T_{\text{ш.вх}} + 0,5^\circ\text{К.}$$

Соответствующая погрешность в случае КУБВ

$$\Delta T_{\text{ш.вх}} = \sqrt{(\Delta T_{\text{ш.у}})^2 + (\Delta T_{\text{ш.г}})^2} + 0,03 T_{\text{ш.вх}}.$$

При $T_{\text{ш.вх}} = 10^\circ\text{К}$ $\Delta T_{\text{ш.вх}} = 1,8^\circ\text{К}$.

Суммарные погрешности измерения температуры шума в зависимости от измеряемой $T_{\text{ш.вх}}$ для РКУ и КУБВ приведены на рис. 2. При измерении температуры шума на входе КПУ с коэффициентом усиления $G \geq 20$ дБ погрешность измерения с использованием описанной выше аппаратуры и методики не превышает 12% при измеряемой температуре шума выше 20°К и повышается до 23% для РКУ и до 18% для КУБВ при уровне измеряемой температуры шума 10°К .

При помощи описанной выше установки измерена температура шума на входе однорезонаторного КПУ трехсантиметрового диапазона. Величина A определялась как среднее арифметическое результатов 11 измерений, выполненных в течение 40 мин: $A_{\text{ср}} = 6,09$ дб. Коэффициент усиления усилителя $G = 22,5$ дб. Среднеквадратическое отклонение для A $\sigma_A = 0,04$ дб. Измеренная температура шума на входе усилителя

$$T_{\text{ш.вх}} = \frac{T_2}{A-1} - T_1 + \frac{T_0}{G} = \frac{161}{3,05} - 16 + \frac{299}{170} = 39^\circ\text{K}.$$

Теоретическая оценка привела к результату $T_{\text{ш.вх}} = 36^\circ\text{K}$. Среднеквадратическая случайная погрешность измерения

$$\sigma_T = \frac{T_2}{(A-1)^2} \sigma_A \approx 0,2^\circ\text{K}.$$

Погрешность измерения $T_{\text{ш.вх}}$ (по графику рис. 2) равна 4°K .

Таким образом, разработанный метод и макет аппаратуры обеспечивают измерение температуры шума на входе маломощных усилителей, начиная от значения 10°K и выше, с высокой точностью. Хорошее совпадение результата измерения с теоретической оценкой соответствующего параметра и малая случайная погрешность при измерении свидетельствуют о достоверности результата и о надежности разработанного нулевого модуляционного метода измерения малых температур шума на входе усилителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьмин А. Д. Измерение коэффициента шума приемно-усилительных устройств. М., Госэнергоиздат, 1955.
2. Измеритель коэффициента шума с прямым отсчетом. «Электроника», 1962, № 1.
3. Брайский Л. Н. «Труды институтов Комитета», вып. 70(130). М., Стандартгиз, 1965.

Статья поступила в ноябре 1965 г.

ОДНОПОЛОСНЫЙ БАЛАНСНЫЙ МОДУЛЯТОР с.в.ч. СИГНАЛОВ НА ДИОДАХ

Рассматриваются вопросы практического осуществления балансного однополосного модулятора (БОМ) с.в.ч. на диодах типа Д602А и Д602Б, работающего в диапазоне 9—10 Гц. Приводятся статистические модуляционные характеристики диодов, которые, как было найдено, обеспечивают надежную работу БОМ в диапазоне входных мощностей до 100 мвт. Потери преобразования БОМ с.в.ч. на диодах Д602А не превышают 7 дб. Подавление несущей относительно полезной боковой гармоники составляет не менее 50 дб, прочие гармоники подавляются не хуже чем на 30 дб. БОМ с указанными параметрами с успехом используется в качестве гетеродина в спектрометре ЭПР трехсантиметрового диапазона.

В настоящее время известен ряд работ, в которых модулятор с.в.ч. на диодах используется в качестве источника гетеродинного сигнала в спектрометрах ЭПР [1,2]. Нашей целью являлось построение БОМ для трехсантиметрового диапазона на частоте модуляции 60 Мгц с большим уровнем выходного сигнала.

Блок-схема БОМ может быть построена на основании общей теории модулятора, осуществляющего сдвиг спектра по оси частот на величину f_m [3]. В такой схеме всегда имеются два квадратурных канала по частоте модуляции и два квадратурных канала по с.в.ч. (рис. 1, а).

В диапазоне с.в.ч. двухфазный генератор можно осуществить с помощью таких устройств, как волноводно-щелевой мост, гибридное кольцо или Т-мост [4, 1]. Все эти устройства должны быть сбалансированы на несущей частоте. Мы использовали в качестве двухфазного устройства волноводно-щелевой мост. Второе и четвертое плечо моста удобно использовать для подключения балансных модуляторов, а третье плечо — как выход (рис. 1, б).

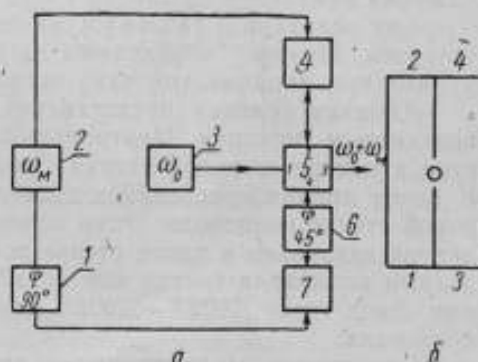


Рис. 1. Обобщенная блок-схема балансного однополосного модулятора (а) и плечи волноводно-щелевого моста (б):

1 и 4 — фазовращатели; 2 — генератор модуляционного сигнала; 3 — клистронный генератор; 4 и 7 — балансные модуляторы коэффициента отражения; 5 — волноводно-щелевой мост

Матрица рассеяния такого устройства имеет вид [5, 6]

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} 0 & is & 0 & s \\ is\Gamma & 0 & s & 0 \\ 0 & s & 0 & is \exp\left(-i\frac{\lambda}{8}\right) \\ s\Gamma \exp\left(-i\frac{\lambda}{8}\right) & 0 & is & 0 \end{pmatrix},$$

где $\Gamma = \Gamma_0 \cos \omega_m t$ — коэффициент отражения модуляторных диодных головок;

$$s = -\frac{1}{2} \exp\left(-i\frac{2\pi l}{\lambda_0} - \frac{\pi}{4}\right),$$

здесь l — длина щели в мосте;

λ_0 — длина волны в волноводе.

Тогда при входном сигнале

$$a = \begin{pmatrix} A \cos \omega_0 t \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

выходной сигнал запишется в виде:

$$b = \begin{pmatrix} \Gamma_0 s^2 \cos(\omega_0 - \omega_m) t \\ 0 \\ \Gamma_0 s^2 \cos(\omega_0 + \omega_m) t \\ 0 \end{pmatrix}$$

На практике для получения на выходе сигнала с разностной частотой важно, чтобы: 1) мост был симметричным и 2) коэффициент отражения изменялся по закону $\Gamma = \Gamma_0 \cos \omega_m t$.

Как показано в работе [5], на баланс моста сильно влияют к. с. в. и нагрузки. Поэтому необходимо нагрузки в плечах 2 и 4 (то есть модуляторные диодные головки) согласовать на несущей частоте.

Диодная головка представляет собой волновод, снабженный бесконтактным поршнем. Центральный проводник коаксиала через отверстие в центре широкой стенки входит в волновод, образуя диполь. К концу диполя присоединен проводящий стержень, параллельный широкой стенке волновода. Один конец этого проводника с помощью изолятора закреплен в узкой стенке волновода, а другой образует за пределами волновода гнездо для подключения источника сигнала модуляции. Диод типов Д602А—Д602Б монтируется в центральном проводнике коаксиала.

Статические модуляционные характеристики диодных головок исследовались с помощью измерительной линии ИВЛУ. Результаты измерений приведены на рис. 2. Отсюда следует, что диод работает либо как параллельный контур, либо как последовательный. При отрицательном напряжении смещения диод работает как высокодобротный последовательный контур, составленный из нелинейного сопротивления r и нелинейной емкости c . Нелинейность r и c обусловлена нелинейными свойствами диода [7]. Те же модуляционные характеристики позволяют сделать вывод, что закон изменения коэффициента отражения модуляторной диодной головки $\Gamma = \Gamma_0 \cos \omega_m t$ реализуется наиболее удовлетворительно при $V_{см} = -1$ в.

В макете БОМ в основном использовались готовые узлы и приборы (рис. 3). Источником сигнала с. в. ч. служит клистрон трехсантиметрового диапазона с выходной мощностью до 100 мвт. Ферритовые вен-

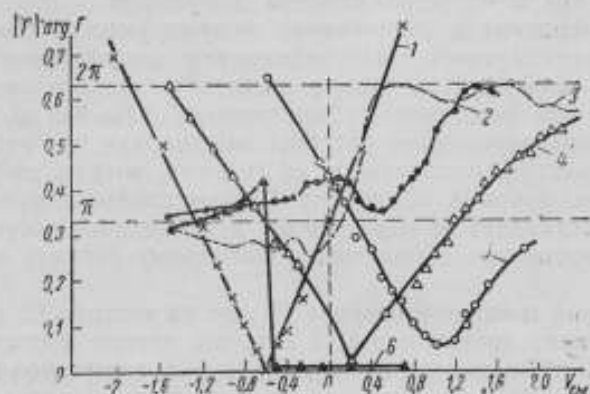


Рис. 2. Статические модуляционные характеристики диодных головок с диодами Д602А и Д602Б:

1—(Г); 4—arg Г ($V_{см} = -1$ в);
5—(Г); 2—arg Г ($V_{см} = -1$ в);
6—(Г); 3—arg Г ($V_{см} = 0.2$ в).

тили обеспечивали развязку порядка 25 дб. В качестве диодных головок использовались детекторные головки, разработанные в ИРЭ АН СССР.

Двухфазный модуляционный генератор состоял из задающего генератора СГ-1 и двухканального усилителя мощности с регулируемой фазой выходных напряжений.

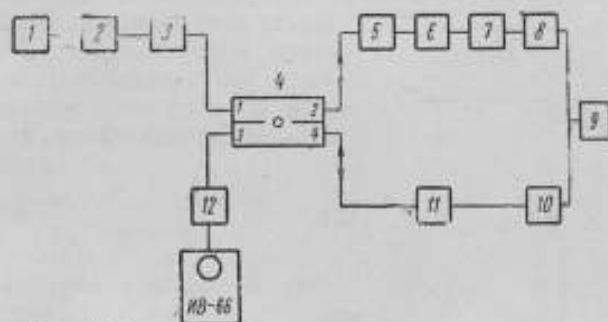


Рис. 3. Блок-схема балансного одноплечевого модулятора трехсантиметрового диапазона:

1—клистронный генератор; 2—аттенуатор; 3 и 12—ферритовые вентили; 4—полноводно-щелевой мост; 5—отрезок волновода $\lambda/8$; 6 и 11—модуляционные диодные головки; 7—фазоинвертирующий элемент; 8 и 10—усилители модулирующего сигнала; 9—генератор модулирующего сигнала.

При настройке схемы использовался спектроанализатор типа ИВ-66. Сначала балансировался щелевой мост с помощью емкостного штыря, причем через ферритовые вентили к плечам 2 и 4 подключались согласованные нагрузки, а к плечу 3 — спектроанализатор типа ИВ-66. Затем к плечам 2 и 4 подключались диодные головки, на которые подавался модулирующий сигнал.

Надо сказать, что диодные головки предварительно поочередно настраивали на том же мосте; при этом одну из головок заменяли согласованной нагрузкой. На экране ИВ-66 можно было просматривать одновременно три компоненты спектра. Регулируя положение поршней, напряжение смещения и напряжение модулирующего сигнала, можно получить синусоидальный закон изменения коэффициента отражения головки $\Gamma = \Gamma_0 \cos \omega_m t$. При этом в спектре выходного сигнала наблюдались только две компоненты с частотами $f_0 \pm f_m$. Когда к мосту подключены две предварительно настроенные головки, то, регулируя фазу сигналов модуляции, подаваемых на головки, можно добиться подавления одной из боковых компонент. Относительное подавление компоненты $f_0 + f_m$ составляет не менее 30 дБ, а подавление несущей и прочих боковых по отношению к полезному выходному сигналу составляет не менее 50 дБ.

При входной мощности сигнала 13 мвт на частоте 9,5 ГГц мощность выходного сигнала составляла 1,75 мвт, что вполне достаточно для использования БОМ в качестве гетеродина в супергетеродинных схемах спектрометров ЭПР, измерительных приемниках и других устройствах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубан М. А. «Приборы и техника эксперимента», 1963, № 4, стр. 103.
2. Hall J. L. and Schumacher R. T. «Phys. Rev.», 127, 1892 (1962).
3. Харкевич Н. А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1957.
4. Rutz E. «IRE Trans.», 1961, March, p. 158—161.
5. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибиров Н. К. Сложные волноводные системы. Л., Судпромгиз, 1963.
6. Теория линий передачи сверхвысоких частот, т. 1. М., «Советское радио», 1951.
7. Кристаллические детекторы, ч. 1. М., «Советское радио», 1950.

Статья поступила в октябре 1965 г.



МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ И ПРОПУСКАНИЯ

Рассмотрены наиболее распространенные методы измерения коэффициентов отражения и пропускания. Дана сравнительная характеристика каждого метода. Сделан вывод о наиболее рациональном методе при соответствующих измерениях.

Для решения многих практических задач необходимо знать точные значения коэффициентов спектрального отражения и пропускания различных элементов и веществ. Рассмотрим некоторые методы измерения этих коэффициентов, представляющие, на наш взгляд, определенный интерес.

Коэффициенты зеркального отражения в простейшем виде [1] определяют следующим образом (рис. 1). Поток F_0 регистрируется приемником 1. Затем на пути луча ставится исследуемый образец O , а приемник занимает положение 2 так, чтобы оптическая длина пути луча не изменилась. Тогда коэффициент зеркального отражения

$$\rho = \frac{N_1}{N_0}, \quad (1)$$

где N_0 — показание прибора в положении 1;

N_1 — то же, в положении 2.

Этот метод наиболее прост, но и наименее точен. Основные погрешности возникают из-за нестабильности излучателя во времени, неточности показаний измерителя и погрешностей, связанных с перемещением приемника (различная оптическая длина пути лучей, неодинаковое расположение регистрирующего прибора по отношению к лучу в положениях 1 и 2 и т. д.). Если измерения проводить с двумя приемниками излучения, помещенными в положения 5 и 6 (рис. 2, а и б), то тогда возникают погрешности из-за неидентичности приемников.

Фрэй [2] разработал установку (рис. 2, в), позволяющую исключить погрешности, связанные с перемещением приемника. В самом деле, пусть

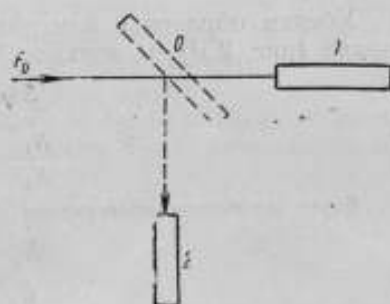


Рис. 1. Наиболее простая оптическая схема для измерения коэффициентов зеркального отражения

поток F_0 из щели монохроматора 1 идет влево (рис. 2, a) на зеркало 7 , образец O и фиксируется приемником 5 :

$$N_1 = r_a r_b \tau_x^2 \rho F_0 \quad (2)$$

где r_a, r_b — коэффициенты отражения зеркал;
 τ_x — коэффициент прозрачности окна 4 .

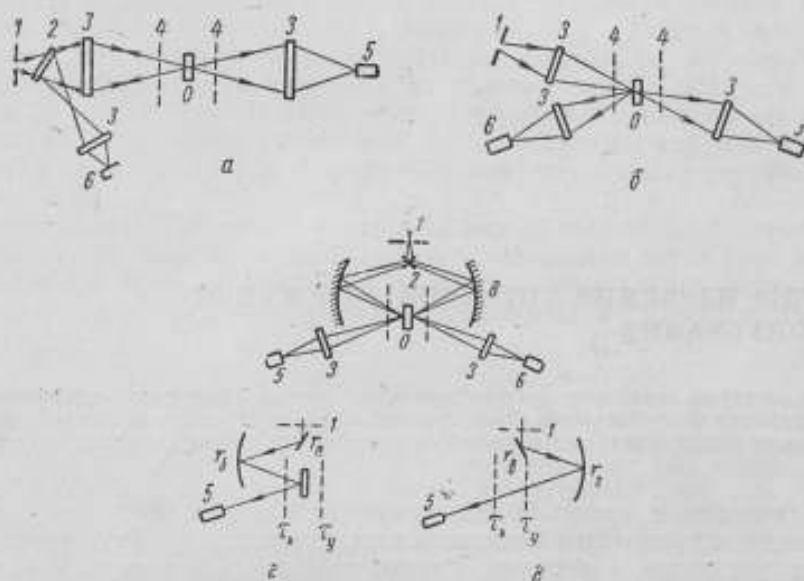


Рис. 2. Установка Фрейя и ее модификации:

1 — щель монохроматора; 2 — полупрозрачная пластинка; 3 — линза; 4 — окно; $5, 6$ — положения приемника излучения; $7, 8$ — зеркала

Уберем образец и измерим сигнал приемником 5 , пустив поток вправо (рис. 2, d) на зеркало 8 :

$$N_2 = r_a r_r \tau_x \tau_y F_0 \quad (3)$$

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{r_a r_b \tau_x^2 \rho}{r_a r_r \tau_x \tau_y} \quad (4)$$

Если провести измерения с приемником 6 , получим:

$$N_3 = r_a r_r \tau_x^2 \rho F_0 \quad (5)$$

$$N_4 = r_a r_b \tau_x \tau_y F_0 \quad (6)$$

$$\frac{N_3}{N_4} = \frac{r_a r_r \tau_x^2 \rho}{r_a r_b \tau_x \tau_y} \quad (7)$$

Из формулы (4) и (7) находим:

$$\rho = \sqrt{\frac{N_1}{N_2} \cdot \frac{N_3}{N_4}} \quad (8)$$

Если на пути потока после щели монохроматора поставить под углом к оптической оси полупрозрачную пластинку и, измеряя отраженный поток, контролировать падающий поток, то погрешность измерения можно свести к погрешностям регистрирующих приборов.

В работе [3] предложена установка, показанная на рис. 3. Авторы вместо двух приемников используют две кварцевые полупрозрачные пластины 3 и 5, направляющие отраженный и прошедший поток на один приемник. В этом случае возникает погрешность из-за неидентичности этих пластин и степени точности их установки. Кроме того, недостатком метода является малое (4%) использование светового потока, так как большая часть потока свободно проходит через кварцевую пластину. Единственное достоинство этой установки — одновременная регистрация с помощью затворов 6 отраженного и прошедшего через образец потоков, что позволяет исключить погрешности из-за нестабильности излучателя и приемника.

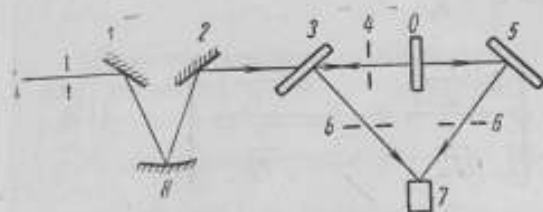


Рис. 3. Установка, предложенная Шеем и Блазиным:

1, 2 — зеркала; 3, 5 — полупрозрачные пластины; 4 — диафрагма; 6 — затвор; 7 — приемник излучения

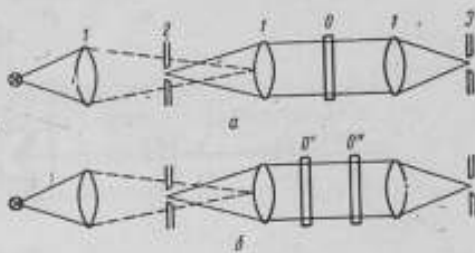


Рис. 4. Установка для определения коэффициентов отражения, пропускания и поглощения, предложенная М. П. Чайкой:

1 — линза; 2 — диафрагма; 3 — щель монохроматора

Рассмотренные установки дают наименьшую погрешность при $0,8 > \rho > 0,2$. Для измерения коэффициентов отражения, близких к 1, в работах [4] и [5] предложены методы, основанные на многократном отражении потока от исследуемых образцов.

В работе [4] определяются коэффициенты отражения ρ , пропускания τ и поглощения α светоделительных слоев измерением отношения падающего потока света к потокам, прошедшим через одно зеркало (рис. 4, а), а затем через два зеркала (рис. 4, б), которые расположены на некотором расстоянии параллельно друг другу.

Если F_0 — падающий поток света, F_1 и F_2 — потоки света, прошедшие через первое или через второе зеркало, F_{12} — поток света, прошедший через оба зеркала,

то

$$F_1 = \tau_1 F_0, \quad (9)$$

$$F_2 = \tau_2 F_0, \quad (10)$$

$$F_{12} = F_0 \tau_1 \tau_2 \sum_{n=0}^{\infty} \rho_1^n \rho_2^n = \frac{F_0 \tau_1 \tau_2}{1 - \rho_1 \rho_2}. \quad (11)$$

Если коэффициенты зеркал можно считать одинаковыми $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, то

$$\rho = \sqrt{1 - \frac{F_1}{F_0} \frac{F_2}{F_0} \frac{F_0}{F_{12}}}. \quad (12)$$

Коэффициент поглощения, включающий поглощение и рассеяние в отражающем слое и в подложке,

$$\alpha = 1 - \tau - \rho. \quad (13)$$

Ошибки определения ρ , τ , α , связанные с неточностью измерения световых потоков, равны [4]:

$$\frac{\Delta \tau}{\tau} = \frac{\Delta \left(\frac{F_1}{F_0} \right)}{\frac{F_1}{F_0}}, \quad (14)$$

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{1 - \rho^2}{\rho^2} \sum_{F_1 F_2 F_{12}} \frac{\Delta \left(\frac{F}{F_0} \right)}{\frac{F}{F_0}}, \quad (15)$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = \left(1 - \frac{\tau_1}{\alpha_1} \right) \left(1 + \frac{1}{\rho} \right) \sum_{F_1 F_2 F_{12}} \left[\frac{\Delta \left(\frac{F}{F_0} \right)}{\frac{F}{F_0}} + \frac{\tau_1}{\alpha_1} \frac{\Delta \left(\frac{F}{F_0} \right)}{\frac{F}{F_0}} \right]. \quad (16)$$

Из формулы (15) видно, что коэффициент отражения определяется тем точнее, чем он ближе к 1, при той же точности измерения световых потоков. Однако автор [4] указывает, что при измерении больших ρ возникают ошибки, связанные с явлением интерференции (параллельно поставленные друг за другом зеркала ведут себя как интерферометр Фабри-Перо). От этих ошибок можно избавиться, установив зеркала друг от друга на расстояние свыше полумиллиона длин волны падающего потока света [5].

Недостатки метода заключаются в следующем:

1. При определении ρ , близкого к 1, проходит лишь малая доля светового потока через зеркала и величины F_0 и F_1 , F_2 , F_{12} будут не одного порядка. Поэтому будет увеличиваться погрешность их измерения вследствие отсутствия приемников с линейной характеристикой в необходимом динамическом

диапазоне или достаточно высокой точностью градуировки в нем.

2. Необходимо предъявлять высокие требования к установке зеркал параллельно друг другу и перпендикулярно к оптической оси.

Более простой и надежный способ предложен в работе [6]. Авторы используют многократное отражение между двумя зеркалами при

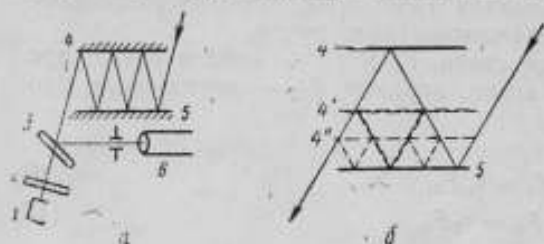


Рис. 5. Схема, позволяющая использовать многократное отражение:

1 — приемник; 2 — матовое окно; 3 — полупрозрачная пластина; 4, 5 — зеркала; 6 — труба

наклонном ($\sim 3^\circ$) падении луча (рис. 5, а). Поток света падает на зеркало 5, многократно отразившись, попадает на делительную пластину 3, матовое окно 2 и затем регистрируется. При параллельном перемещении зеркала 4 можно получить от двух до четырех; шесть и т. д. отражений. При этом сохраняется оптическая длина пути луча и его направление [7]. На рис. 5, б показано положение зеркала 4 при двух-, четырех- и восьмикратном отражении луча. С помощью зрительной трубы 6 контролируют юстировку зеркал в процессе измерения.

Пусть коэффициенты отражения зеркал 5 и 4 соответственно ρ_1 и ρ_2 . Тогда при двукратном отражении света показание регистрирующего прибора

$$N_1 = k F_0 \rho_1 \rho_2, \quad (17)$$

где k — коэффициент пропорциональности.

При восьмикратном отражении

$$N_2 = k F_0 \rho_1^4 \rho_2^4. \quad (18)$$

Приведенный коэффициент (который порой и необходимо установить), определяемый как $\rho_{12} = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$, равен

$$\rho_{12} = \sqrt[6]{\frac{N_2}{N_1}}. \quad (19)$$

Для определения коэффициентов ρ_1 и ρ_2 нужно воспользоваться еще одним зеркалом, помещая его один раз вместо зеркала 5, а второй раз — вместо зеркала 4. Эти измерения дают величины $\sqrt{\rho_1 \rho_2}$ и $\sqrt{\rho_2 \rho_1}$, позволяющие определить $\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}$. Зная величину $\rho_{12} = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$ и $\sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}$,

можно определить коэффициенты ρ_1 и ρ_2 .

Таким образом, при измерении коэффициентов зеркального отражения погрешности измерения можно сводить или к погрешности приемника излучения и погрешности, связанной с нестабильностью излучателя, или к погрешностям двух приемников излучения, один из которых контролирует падающий поток.

Рассмотрим измерение коэффициентов диффузного и полудиффузного отражения. Это измерение выполняют следующим образом. Измеряют отраженный поток во всех направлениях, т. е. практически через $3-5^\circ$ в двух (или более) взаимно перпендикулярных плоскостях, из которых одна является плоскостью падения луча [1, 8, 9]. Используют

или один приемник излучения, или набор приемников, расположенных соответствующим образом. Коэффициент отражения вычисляют суммированием. Это способ, конечно, наименее точен, так как необходимо выполнять большое число измерений, перемещая приемник, или сравнивать показания многих приемников. К тому же при углах падения луча на приемник, больших $80-85^\circ$, погрешность измерения сильно возрастает. Этим методом пользуются, когда необходимо определить индикатрису рассеяния образца.

Чаще всего для определения коэффициентов диффузного отражения образцов пользуются интегрирующей сферой [10—23]. Метод интегрирующей сферы основан на усреднении потока, отраженного по всем направлениям от исследуемого образца, эталона или стенки сферы, и измерения части этого потока. Покрытие внутренней поверхности должно иметь высокий коэффициент отражения и сферическую индикатрису рассеяния. Обычно употребляется или окись магния MgO или сернокислый барий $BaSO_4$. Исследуемый образец также должен иметь сферическую индикатрису рассеяния или индикатрису (если производится сравнение с эталоном), подобную индикатрису рассеяния эталона (рис. 6).

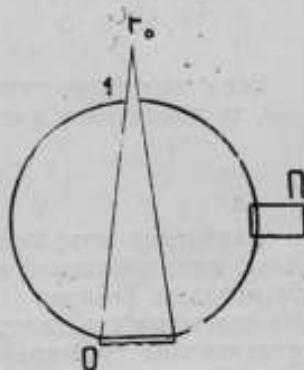


Рис. 6. Схема с интегрирующей сферой:
I — приемник

Разберем кратко общую теорию интегрирующей сферы.

Пусть F_0 — лучистый поток, вошедший в сферу;

R — коэффициент диффузного отражения покрытия сферы;

S — полная площадь поверхности сферы;

ΣS_i — суммарная площадь отверстий;

$$\gamma = 1 - \sum_i \frac{S_i}{S} \quad \text{при } \rho_i = 0 \text{ — эффективная поверхность (20) сферы.}$$

Тогда для интегрирующей сферы можно составить следующую таблицу [21]:

Отражение	Поток			
	отраженный сферой	вторично отраженный сферой	ушедший через отверстия	поглощенный сферой
Первое	$F_0 R$	$\gamma F_0 R$	$(1-\gamma)F_0 R$	$(1-R)F_0$
Второе	$F_0 R \gamma R$	$\gamma F_0 R \gamma R$	$(1-\gamma)F_0 R \gamma R$	$(1-R)F_0 \gamma R$
Третье	$F_0 R (\gamma R)^2$	$\gamma F_0 R (\gamma R)^2$	$(1-\gamma)F_0 R (\gamma R)^2$	$(1-R)F_0 (\gamma R)^2$
.....
n — е	$F_0 R (\gamma R)^{n-1}$	$\gamma F_0 R (\gamma R)^{n-1}$	$(1-\gamma)F_0 R (\gamma R)^{n-1}$	$(1-R)F_0 (\gamma R)^{n-1}$
Полное (суммарное $n \rightarrow \infty$)	$\frac{F_0 R}{1-\gamma R}$	$\frac{\gamma F_0 R}{1-\gamma R}$	$\frac{(1-\gamma)F_0 R}{1-\gamma R}$	$\frac{(1-R)F_0}{1-\gamma R}$

Суммарная энергетическая освещенность единицы поверхности сферы

$$E = \frac{1}{\gamma S} [\gamma F_0 R + \gamma F_0 R \gamma R + \gamma F_0 R (\gamma R)^2 + \dots + \gamma F_0 R (\gamma R)^{n-1} + \dots] = \frac{F_0 R}{S(1-\gamma R)}. \quad (21)$$

Если на сфере имеются участки S_i с коэффициентом отражения $\rho_i \neq 0$, то величина γ имеет вид [11]:

$$\gamma = 1 - \sum_i \frac{S_i}{S} \left(1 - \frac{\rho_i}{R}\right). \quad (22)$$

Измерения коэффициентов диффузного отражения образцов с помощью интегрирующей сферы можно проводить сравнением с эталоном или методом Тейлора [10]. При методе Тейлора измеряют энергетические освещенности поверхности сферы в зависимости от числа членов, составляющих суммарную энергетическую освещенность в формуле (21), причем величины F_0 и γ при измерениях остаются постоянными.

Пусть поток F_0 падает на образец с коэффициентом отражения ρ_0 . Тогда энергетическая освещенность единицы поверхности сферы

$$E' = \frac{F_0 \rho_0}{S(1-\gamma R)}. \quad (23)$$

Поставим заслонку, экранирующую приемник от излучения первого отражения. Получим:

$$E_1 = \frac{F_0 \rho_0 \gamma R}{S(1-\gamma R)}. \quad (24)$$

Теперь направим поток на стенку сферы и уберем заслонку:

$$E_2 = \frac{F_0 R}{S(1 - \gamma R)}, \quad (25)$$

Из формул (24) и (25) получаем выражение для коэффициента отражения образца ρ_0 :

$$\rho_0 = \frac{E_1}{\gamma E_2}, \quad (26)$$

где γ определяется формулой (22).

Как следует из полученной формулы (26), часто применяемое в литературе и в инструкциях к выпускаемым спектрофотометрам (например, СФ-10) выражение $\rho_0 = \frac{E_1}{E_2}$ для определения ρ_0 не является точным и дает относительную погрешность, равную

$$\frac{d\rho_0}{\rho_0} = 1 - \gamma. \quad (27)$$

Метод Тейлора для измерения коэффициентов отражения использовался в работах [10—15].

Заметим, что для измерения коэффициента диффузного отражения интегрирующей сферы можно пользоваться методами Тейлора и Престона [24]. В первом случае, направляя поток оба раза на стенку сферы и производя измерения с заслонкой и без нее, имеем:

$$R = \frac{E_1}{\gamma E_2}. \quad (28)$$

Сущность метода Престона заключается в измерении энергетической освещенности E при изменении γ . Проводятся два измерения: один отсчет снимается при каком-либо отверстии, закрытом крышкой с тем же покрытием, что и сферическая поверхность; другой — снимается при отверстии, закрытом «черной» крышкой с коэффициентом отражения $\rho_1 = 0$. Тогда

$$E_1 = \frac{F_0 R}{S(1 - \gamma_1 R)}, \quad (29)$$

$$E_2 = \frac{F_0 R}{S(1 - \gamma_2 R)}. \quad (30)$$

Из формул (26) и (27) получаем:

$$R = \frac{\frac{E_1}{E_2} - 1}{\gamma_1 \frac{E_1}{E_2} - \gamma_2}. \quad (31)$$

Метод Престона применен в работах [25—28].

При использовании интегрирующей сферы для определения коэффициентов отражения основные погрешности возникают из-за следующих причин:

1. Покрытие сферы и поверхность исследуемого образца и эталона не обладают сферической индикатрисой рассеяния. В работе [10] указано, что эта погрешность достигает 3—5% для полуматовых поверхностей. Для образцов с произвольной индикатрисой рассеяния она может иметь значительно большие значения.

2. Внутри сферы имеются экраны.

3. Участок сферы заменен плоским образцом. В работе [15] эта погрешность оценена в 0,4%, причем в нее вошли потери света на фасках отверстия. Но, кроме того, возникнут погрешности вследствие неточности определения величины γ [по формуле (22)], нестабильности излучателя и неточности показаний измерителя.

Совсем недавно в работе [23] была рассчитана энергетическая освещенность с учетом произвольной индикатрисы рассеяния образца. Предполагая, что покрытие сферы имеет сферическую индикатрису рассеяния, для образцов, находящихся на поверхности сферы, авторы получили следующее выражение:

$$E = \frac{F_0 \gamma}{S} \left\{ \frac{\pi f(\theta)}{A \cos \theta} + \left[1 - \sum_{i=1}^n \frac{\pi f(\theta_i) S_i}{S \cos \theta_i} \right] \frac{R}{1 - \gamma R} \right\}, \quad (32)$$

где $f(\theta)$ — индикатриса рассеяния образца;
 θ — угол между нормалью к поверхности образца и направлением на приемник излучения;

$A = \int_{\Omega} f(\theta) d\omega$ — интегральная индикатриса рассеяния.

Определение значений $f(\theta_i)$ и A требует измерения или расчета индикатрисы рассеяния образца и последующего вычисления величины $A = \int f(\theta) d\omega$, т. е. приходится возвращаться к методу определения индикатрисы рассеяния.

Для измерения спектров отражения образцов, находящихся в контакте с каким-либо жидким веществом, Ронжин в работе [29] предложил заполнять сферу этим веществом и описал разработанную конструкцию.

Для измерения коэффициентов диффузного отражения также часто [32—38] используется метод зеркальной полусферы, или Кобленца

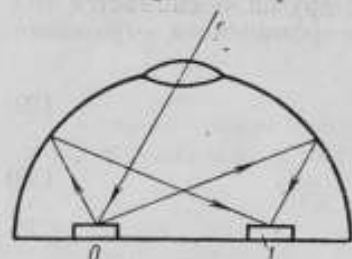


Рис. 7. Использование метода зеркальной полусферы, или метода Кобленца, для изучения коэффициентов диффузного отражения

[29]. В этом методе используется полусферическое зеркало (рис. 7), в сопряженных точках которого помещаются исследуемый образец и приемник излучения I . Пучок света направляется один раз на образец, другой раз — на приемник.

Преимущество этого метода перед методом интегрирующей сферы состоит в том, что не требуется, чтобы исследуемый образец имел сферическую индикатрису рассеяния. Уход части отраженной радиации через входное отверстие вызывает погрешность около 3% [33].

Модификациями метода зеркальной полусферы являются методы параболических (рис. 8, а) [39, 40] и эллиптических [41] (рис. 8, б) зеркал. В этих методах возникает погрешность из-за переизлучения радиации через входное отверстие, и, кроме того, в методе параболических зеркал экранирующее действие оказывает сам исследуемый образец, в результате чего часть отраженной энергии снова попадает на образец, что вызовет дополнительную погрешность в результатах измерения.

Кроме перечисленных методов, для длин волн 1—25 мкм применяется метод «черной полости» [42, 43], где используется «черная полость» (т. е. элемент, стенкам которого присуща высокая поглощаю-

шая способность) и помещенный в ней охлаждаемый образец (рис. 9). Измеряют излучение стенки «черной полости» и излучение, отраженное исследуемым образцом. Отношение показаний дает коэффициент отражения образца.

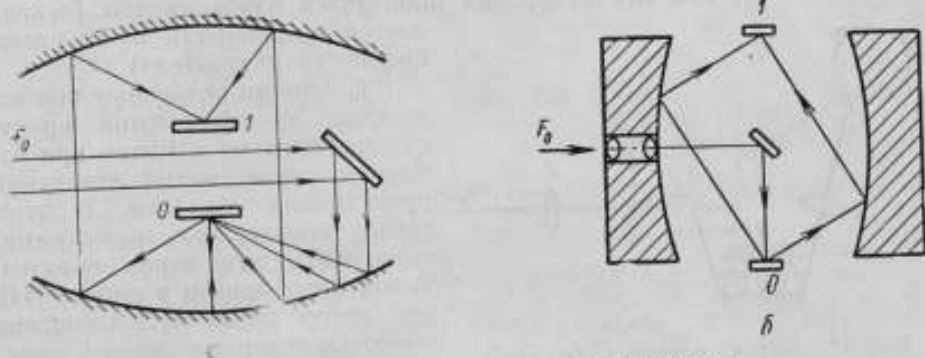


Рис. 8. Модификация метода зеркальной полусферы:
а — метод параболических зеркал; б — метод эллиптических зеркал

Этот метод применим для образцов, обладающих большой теплопроводностью. При длине волны более 4 мкм он дает наименьшую погрешность [43]. Преимуществом метода является также возможность точных измерений без эталона. Однако изготовление хорошей «черной полости» является трудной технической задачей.

Исходя из изложенного выше, можно сказать, что для измерения коэффициента диффузного отражения наиболее приемлемыми являются метод зеркальной полусферы и метод «черной полости» (в инфракрасной области спектра).

Разумеется, все эти методы (кроме метода «черной полости») могут быть применены для измерения зеркального отражения.

Спектрофотометрические установки для определения коэффициентов поглощения и пропускания по своей конструкции делятся на однолучевые и двухлучевые (рис. 10, а и б). При однолучевой схеме

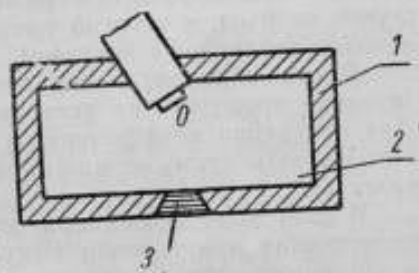


Рис. 9. Метод, позволяющий применять «черную полость»:
1 — рубашка черного тела; 2 — черное тело; 3 — выходное окно

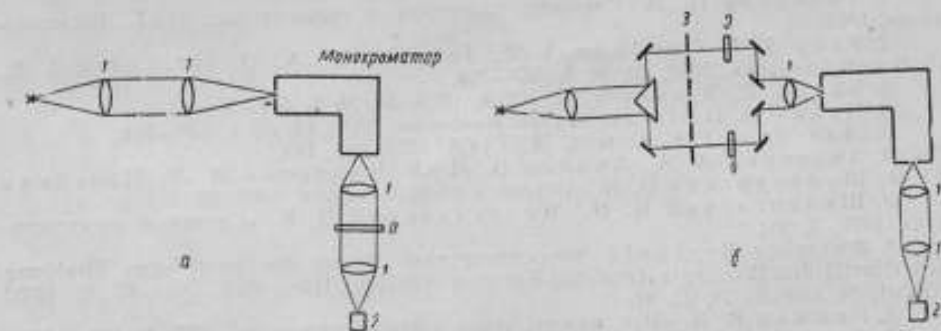


Рис. 10. Спектрофотометрические установки:
а — однолучевая; б — двухлучевая; 1 — линза; 2 — приемник; 3 — прерыватель; 4 — эталон

проводят два измерения: или падающего и прошедшего через образец потоков, или потоков, прошедших через исследуемый образец и эталон. При двухлучевой схеме сравнивают те же потоки, но их подают на измеритель попеременно и фиксируют их разность. Двухлучевая схема удобнее, так как измерения проводятся одновременно (исключается погрешность из-за нестабильности излучателя).

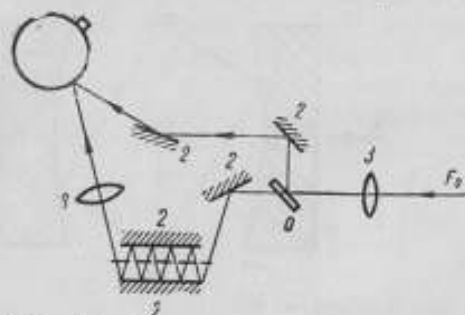


Рис. 11. Метод, позволяющий многократно пропускать луч через образец и применять интегрирующую сферу: 1 — приемник; 2 — зеркало; 3 — линза

Трудности возникают при измерении коэффициентов пропускания, близких к 1, или при измерении очень малых изменений пропускания образцов. В этом случае необходимо многократно пропускать луч через образец. Такой опыт описан в работе [44], где автор измерял поглощение мономолекулярных пленок, расположенных между двумя зеркалами (рис. 11). Луч света направлялся под небольшим углом ($\sim 10^\circ$) в зеркальный зазор и на выходе фиксировался.

Конечно, при многократном прохождении луча через образец неизбежны и многократные отражения от исследуемого образца. В этом случае необходим строгий расчет или возможно выполнить измерения методом сравнения с эталоном.

Таким образом, измерение спектров пропускания образцов желательно проводить на установке, работающей по двухлучевой схеме. Для измерения коэффициентов пропускания, близких к 1, необходимо использовать схему с многократным прохождением луча через образец.

В настоящее время при измерениях коэффициентов отражения и пропускания при помощи выпускаемой промышленностью аппаратуры в лабораторных условиях погрешность измерения в лучшем случае составляет $\pm 1\%$. Однако такая точность обычно недостаточна для метрологических работ и многих физических исследований, что вызывает острую необходимость в разработке прецизионной аппаратуры и совершенствовании методов измерения коэффициентов отражения, пропускания и поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тиходеев П. М. Световые измерения в светотехнике. М.-Л., Госэнергоиздат, 1962.
2. Fray S. J., Goodwin A. R., Johnson F. A., Quarrington I. E., *J. Scient. Instrum.*, 1963, 40, № 8, 387—390.
3. Shay I. E., Blevin W. R. *JOSA*, 1964, 54, № 3, 334—336.
4. Чайка М. П. «Оптика и спектроскопия», 1963, 14, № 1, 159—161.
5. Лансберг Г. С. Оптика, М., ГИИЛ, 1957, стр. 113.
6. Авдеев А. А., Аюлов В. М., Крамаренко Н. Л., Небойкин Ю. В., Шклярский И. Н. «Оптика и спектроскопия», 1964, 16, 712.
7. Шклярский И. Н., Милославский В. К. «Оптика и спектроскопия», 1957, 3, 361.
8. Daimler Berthold. Vorrichtung zum Messen der remittierten Strahlung von Oberflächen [Vereingte Granzstoff-Fabriken Akt-Ges.], Пат. ФРГ, кл. 42 h, 18/02 (G02d), № 1096636, 24. 05. 62.
9. Ронжин В. В. «Изв. вузов», серия «Приборостроение», 1962, 5, 127—133.
10. Taylor A. H. U. S. Bureau of Standards, Sci. Par., 1920, № 391; *JOSA*, 1920, 4, 9.

11. Taylor A. H., *IOSA*, 1935, 25, № 2.
12. Вафиади В. Г. *ЖЭТФ*, 1935, 4, № 8, 809.
13. Топорев А. С. «*Оптика и спектроскопия*», 1961, 10, 528.
14. Perreje E. T. de la. Herbert H. «*Aeronaut. Res., Council Current Papers*», 1962, № 601.
15. Рымов А. И. «*Светотехника*», 1963, № 2, 10—14.
16. Miller O. E., Sant A. I. *IOSA*, 1958, 48, 828.
17. Davies I. M., Zagieboylo W. «*Applied Optics*», 1965, 4, № 2, 167—174.
18. Hardy A. C., Pinco I. *IOSA*, 1931, 21, 502.
19. Tingwaldt C. P. *Optic*, 1952, 323.
20. Tellex P. A., Waldron I. P. *IOSA*, 1955, 45, 19.
21. Топорев А. С. «*Оптика и спектроскопия*», 1959, 7, 803.
22. Edwards D. K., Gier I. T., Nelson K. E. and Roddick R. D., *IOSA*, 1961, 51, № 11, 1279—1288.
23. Рвачев В. П., Сахновский М. Ю. «*Оптика и спектроскопия*», 1965, 18, 486—494.
24. Preston I. S. «*Trans. opt. Soc.*», 1929/1930, 31, 15, London.
25. Benford F. *IOSA*, 1934, 24, 165.
26. Benford F., Lloyd G., Schwarz S. *IOSA*, 1948, 38, 445.
27. Middleton W. E. K., Sanders C. I. *IOSA*, 1951, 41, 419.
28. Вей-Гуан-Вень. «*Изв. вузов. Приборостроение*», 1962, № 5, 118.
29. Soblentz W. W. «*Bull. Bur. Standards*», 1906, 2; 1911, 7; 1920, 16.
30. Royds T. «*Phys. Zs.*», 1910, 8, № 15, 316.
31. Sanderson I. A. *IOSA*, 1947, 37, № 10, 771.
32. Derksen W. L., Monahan T. I., Lawers A. I. *IOSA*, 1957, 47, 995.
33. Козырев Б. П., Вершинин О. Е. «*Оптика и спектроскопия*», 1959, 6, 542.
34. Кропоткин М. А., Козырев Б. П. *Изв. ЛЭТИ*, 1960, 44, 87.
35. Кропоткин М. А., Козырев Б. П. «*Оптика и спектроскопия*», 1961, 10, 657.
36. Кропоткин М. А., Козырев Б. П. «*Изв. вузов. Приборостроение*», 1963, 6, № 4, 123—130.
37. Козырев Б. П., Кропоткин М. А. «*Оптика и спектроскопия*», 1963, 14, 152—155.
38. Кропоткин М. А., Козырев Б. П. «*Оптика и спектроскопия*», 1964, 17, 259—264.
39. Dunkle R. V., Gier I. T. «*Div. Army Engr. Corps.*», 1955, 31, Aug.
40. Dunkle R. V. Spectral reflectance measurements, in *Surface Effects on Spacecraft Materials*, edited by E. I. Clauss (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1960).
41. Топорев А. С. «*Журнал оптико-механической промышленности*», 1958, 2, 20.
42. Gier I. T. and others, Thermal Radiation Project Report № 10, Final Report, Engr. Research Projects, Univ. of Calif. at Berkeley, 1950, Sep.
43. Gier I. T., Dunkle R. V., Bevans I. T. *IOSA*, 1954, 44, 558—562.
44. Tweed A. G., *Rev. Scient. Instrum.*, 1963, 34, № 12, 1412—1417.

Статья поступила в октябре 1965 г.

НОВАЯ ВАКУУМНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ НАНЕСЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Описана новая разработанная во ВНИИФТРИ вакуумная установка для нанесения тонких пленок на диэлектрические и другие подложки. Установка может быть применена при изготовлении тонкопленочных болометрических элементов измерителей мощности радиоволн сантиметрового и миллиметрового диапазонов, для получения качественных, стабильных покрытий на чувствительных элементах приемников излучения ОКГ и т. п. Установка позволяет отпаять объем с тонкопленочным элементом без нарушения вакуума, что особенно важно при изготовлении элементов из материалов, для которых воздух является агрессивной средой.

Предлагается методика нанесения тонкопленочных электродов и подгонки частоты колебаний кварцевого элемента к номинальной.

Основной частью установок для нанесения тонких пленок в вакууме являются вакуумные камеры с размещенными внутри них испарителями; сюда же помещают объекты напыления. При использовании этих установок для нанесения металлических тонких пленок на элемент необходимо для выполнения последующих операций впустить в них воздух. И все дальнейшие операции по монтажу прибора осуществляют уже в атмосфере помещения со всеми вытекающими отсюда отрицательными последствиями, о чем подробнее будет сказано ниже.

В книге [1] достаточно полно описывается оригинальная вакуумная установка для нанесения тонкопленочных электродов на пьезоэлементы (рис. 1), которая, однако, не свободна от указанного недостатка. В установке имеются следующие основные узлы и детали: полированная стальная плита с трубопроводом к высоковакуумному насосу, колпак (металлический или стеклянный) с резиновым уплотняющим кольцом, испарители (проволочные или тигельные), держатели элементов с соответствующими шаблонами и выводами к контрольным измерительным приборам, устройство для вращения держателей элементов или испарителей, причем передача вращения осуществляется через специальные сальниковые уплотнения (чаще всего уплотнения Вильсона). После нанесения тонких пленок на

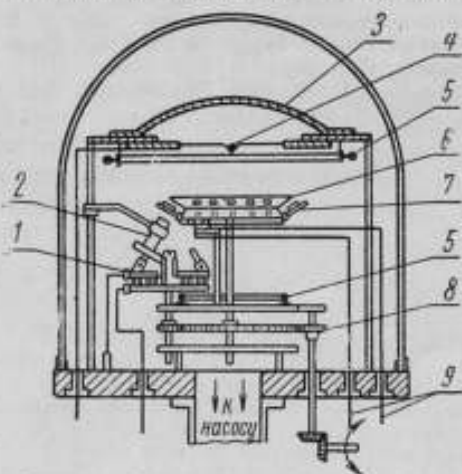


Рис. 1. Общая схема установки для подгонки частоты колебаний кристаллов [1].

1 — револьверная головка с несколькими испарителями; 2 — коллиматорный экран; 3 — экран общего верхнего испарителя; 4 — нить общего испарителя; 5 — кольцевые электроды для создания тлеющего разряда; 6 — шаблон для покрытия кристаллов; 7 — кристалл; 8 — шпиньная передача; 9 — выводы к контрольному генератору.

элементы в объем через натекатели пускается воздух, а затем, после выравнивания давлений, колпак поднимают (механически или вручную) и выполняют монтажные операции.

При наиболее прогрессивных способах нанесения пленок стремятся избежать разгерметизирования объема и последующего соприкосновения свежесажженной тонкой пленки с атмосферой. В соответствии с одним из таких способов напыление пленки производится внутри вакуумированного баллона [2]. Однако и в этом случае вся арматура для испарения, маски, вывода и т. п. размещена внутри баллона и остается в нем после нанесения пленки, что несомненно является недостатком метода. Другим недостатком является то, что в процессе испарения вакуум уменьшается. Даже распыление геттера не может обеспечить полное поглощение всех выделившихся при испарении загрязнений.

Изготовление пленочных элементов с использованием специальной установки, разработанной и внедренной во ВНИИФТРИ, свободно от указанных недостатков.

Установка состоит из следующих основных узлов и деталей в комплекте с готовыми приборами (рис. 2): вакуумный агрегат ВА-01—1 (в комплекте с форвакуумным насосом РВН-20) 1; стол 2 вакуумной установки; левый держатель 8 с испарителем и правый держатель 11 с испарителем; направляющие панели 5 для перемещения держателей; приспособление 6 для оттяжки уса при отпайке колбы с чувствительным элементом; вакуумметр 9 ВИТ-1; электропечь 10 для прогрева; контрольно-измерительные приборы 7 для поддержания соответствующего режима при нанесении тонких пленок (амперметр, вольтметр); колба 4 с напыляемым элементом; генератор 3 на транзисторах; батареи 12 питания генератора; электронный частотомер 13 и осциллограф (на рисунке не показан).

Основным элементом установки является устройство для нанесения металлических пленочных электродов на кварцевые пластины резонаторов [3], но конструктивно установка имеет ряд принципиальных отличий. Напыляемые элементы помещаются в специальную колбу с боковыми отростками (рис. 3). С помощью уплотняющих устройств, расположенных на левом и правом держателях, колбу крепят к держателям (рис. 4), вакуумируют до остаточного давления порядка $10^{-5} - 10^{-6}$ мм рт. ст., а затем методом термического испарения на элементы наносятся металлические тонкопленочные покрытия из специальных испарителей, введенных на время испарения внутрь колбы. После окончания процесса напыления испарители удаляют из колбы, и ее запаивают с помощью приспособления для оттяжки уса, а затем отпаивают от вакуумной установки. Установка обеспечивает необходимую вакуумную герметизацию как в процессе напыления тонкой плен-

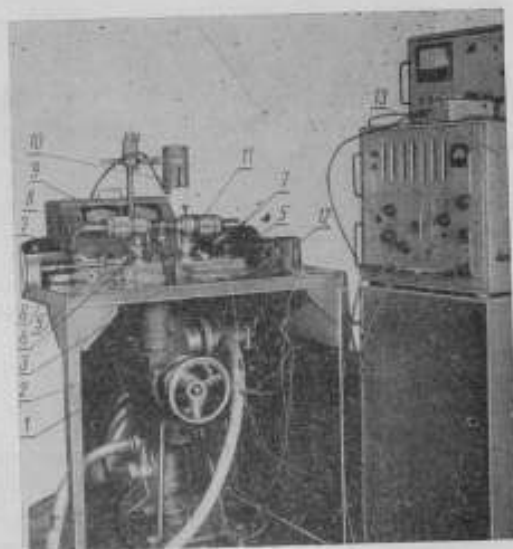


Рис. 2. Вакуумная установка для нанесения тонких металлических пленок

ки, так и в процессе отпайки изделия от высоковакуумной части установки.

Прецизионные пленочные элементы необходимо изготавливать, соблюдая строжайшую вакуумную гигиену [4, 5].



Рис. 3. Колба для нанесения тонкопленочных электродов на кварцевый элемент

После закрепления колбы с напыляемыми элементами в держателях включают форвакуумный насос, и система откачивается до остаточного давления $10^{-2} - 10^{-3}$ мм рт. ст. Затем в ловушку заливают жидкий азот и включают диффузионный насос. Через 20—30 мин вакуум в системе достигает 10^{-5} мм рт. ст. Для обезгаживания подложек элементов и стекла на колбу надевают электропечь и колбу прогревают при температуре 350°C в течение получаса, после чего температура снижается до 300°C . Цикл обезгаживания путем прогрева про-

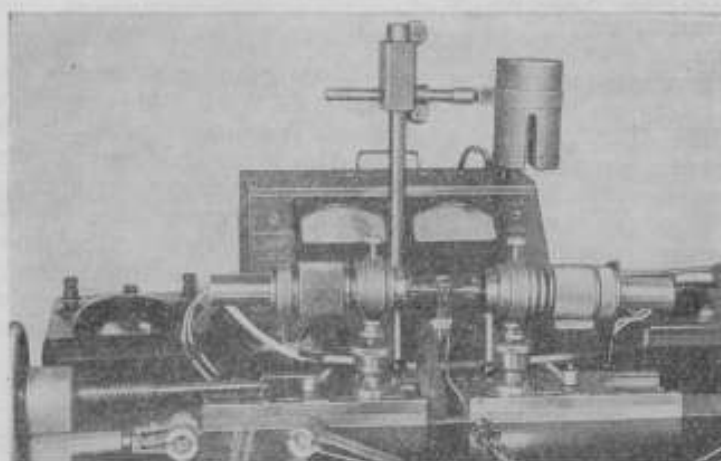


Рис. 4. Держатели вакуумной установки для нанесения тонких пленок

водится по известной методике [6]. При прогреве с поверхности стекла будут выделяться адсорбированные пары воды, окись углерода и т. д. После обезгаживания испарители подводят почти вплотную к напыляемым элементам и ориентируют по центру с помощью винтов грубой и тонкой регулировки. Пропуская электрический ток (порядка 5 а) через вольфрамовые спирали с помещенными на них кусочками испаряемого металла, получают методом термического испарения металлические пленки на исследуемых элементах. Эти пленки образуются из

молекулярных пучков, подчиняющихся в условиях глубокого вакуума известным из геометрической оптики законам Ламберта. Процесс напыления повторяется попеременно из обоих испарителей. Основные параметры пленок постоянно контролируются с помощью соответствующей контрольно-измерительной аппаратуры. Затем производится термотренировка элементов под вакуумом и коррекция их параметров. При этом, по-видимому, структурные изменения в нанесенных пленках происходят значительно быстрее, что приводит к стабилизации свойств.

Как уже упоминалось, при известных способах нанесения тонких пленок пленка соприкасается с атмосферой, которая всегда содержит пары воды, минеральных масел, взвешенные частицы пыли, посторонние газы (как, например, сернистый водород) и т. п. Акад. С. А. Векшинский указывает, что идеальное состояние поверхности тонкой пленки из большинства металлов, наносимых в глубоком вакууме, может быть сохранено лишь весьма короткое время, и с момента изъятия препарата из вакуумного прибора начинается процесс окисления и загрязнения продуктами реакции с парами и газами воздуха, а также и пылью [7].

При развакуумировании тонкие пленки (особенно тончайшие) интенсивно поглощают газы, что приводит к изменению проводимости слоя. В работе [8] приводится график зависимости проводимости слоя вольфрама толщиной 200 Å, испаренного при комнатной температуре, от ухудшения вакуума (рис. 5).

Если адсорбированные молекулы газа при вакуумном напылении металла, несмотря на их незначительную концентрацию, можно частично удалить при последующей термовакуумной обработке, то абсорбция, адсорбция и диффузия посторонних газов и паров в тонкую пленку в атмосфере настолько значительны и необратимы, что тонкая пленка становится в последующем нестабильной по физическим свойствам. Эта нестабильность приводит к нестабильности параметров тонкопленочного элемента при работе. Воспроизводимость параметров наносимых тонких пленок в этом случае значительно хуже. Благодаря применению новой установки удается избежать последующего соприкосновения свежесозданной тонкой пленки с атмосферой, и создаются все условия для хорошей воспроизводимости параметров тонких пленок. Даже такие чувствительные к поверхностным загрязнениям металлы, как медь, дают повторяющиеся результаты в пределах точности измерений [7].

Преимущества метода нанесения тонких пленок в описываемой установке исследовались нами, в частности, при изготовлении кварцевых резонаторов с металлопленочными электродами. В качестве образцов были использованы полированные линзы АТ-среза частотой колебаний 1 Мгц. Возбуждение сдвиговых колебаний осуществлялось с помощью дисковых пленочных электродов из серебра и золота.

На рис. 6 изображен готовый кварцевый резонатор частотой колебаний 1 Мгц, изготовленный на установке по новому методу. В книге

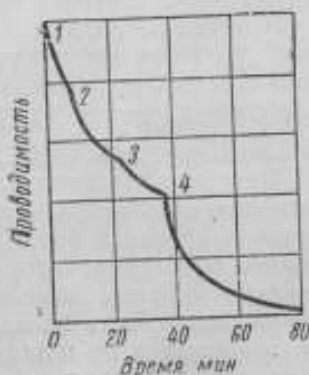


Рис. 5. Зависимость проводимости тонкой пленки вольфрама от ухудшения вакуума [8].

1 — сухой азот; 2 — сухой воздух; 3 — следы паров воды; 4 — много воздуха

[9] достаточно подробно излагается методика напыления и подгонки частоты колебаний кварцевых элементов.

Для нанесения металлопленочных электродов мы пользовались серебром и золотом, исходя из следующих соображений: во-первых, это наиболее широко применяемые металлы для электродов; во-вторых,



Рис. 6. Готовый кварцевый резонатор с тонкопленочными дисковыми электродами диаметром 10 мм



Рис. 7. Схема микрорельефа поверхности подложки с напыленной тонкой металлической пленкой: а — шлифованная поверхность; б — полированная поверхность

они имеют достаточно малое давление паров при нагреве резонатора и, в-третьих, обладают хорошей электрической и тепловой проводимостью. Хорошая электропроводность этих металлов обеспечивает получение достаточно тонких проводящих пленок. Минимальная толщина проводящих пленок (на гладкой чистой подложке) из серебра равна 45Å , а из золота 30Å [10].

При металлизации кварцевых элементов очень важны состояние и микрорельеф поверхности кварца. Выбор полированных линз в нашем случае диктовался более высокой их добротностью, хотя, как известно, адгезия тонкопленочного покрытия на полированной поверхности значительно меньше, нежели на шлифованной. В то же время полированная поверхность позволяет наносить проводящую пленку минимальной толщины, а на шлифованной поверхности толщина пленки больше вследствие значительной неравномерности микрорельефа подложки [11]. Экспериментальные данные показывают, что высота микронеровностей поверхности кварца, шлифованного микропорошком М10, составляет в среднем $1,33\text{ мкм}$; после полирования крокусом (окисью железа) высота микронеровностей была около 200Å (рис. 7).

На рис. 8 приведена принципиальная схема технологического процесса изготовления металлизированных кварцевых резонаторов.

Заметим, что металлизация кварцевого элемента должна производиться при значении частоты колебаний кристалла большем номинального на

$$\Delta f = f_1 - f_n = 3,5 \pm 4,5 \text{ кгц},$$

где f_n — номинальная частота;
 f_1 — частота после полирования.

Генерация должна возникать при частоте колебаний выше номинальной на $1,5 \pm 2$ кГц, что необходимо для последующего нанесения более плотной пленки металла и подгонки частоты колебаний кварцевого резонатора к номинальной.

Для подгонки частоты производят периодическое подпыливание из левого и правого испарителей, контролируя при этом правильность формы и амплитуду синусоидальных колебаний с помощью осциллографа. Следует учитывать то немаловажное обстоятельство, что при термическом испарении металла из вольфрамовых спиралей они нагреваются до температуры порядка $1100-1200^\circ\text{C}$ (при испарении золота) и около $800-900^\circ\text{C}$ (при испарении серебра). Кварцевый элемент нагревается в основном в результате выделения тепла при конденсации паров металла. Нагревают кварц и тепловые лучи, что вносит дополнительную частотную погрешность в процессе напыления. Так, при изготовлении одного из кварцевых резонаторов с золотыми электродами частота после остывания изменялась почти на 70 гц (вольфрамовая спираль находилась на расстоянии около 1 см от линзы). Чтобы уменьшить влияние нагрева, необходимо как можно дальше располагать испарители. Все же полностью устранить нагрев кварца под действием теплового излучения пока не удается.

При испарении серебра этот эффект проявляется слабее. Но применять серебро в качестве электродов при изготовлении высокостабильных резонаторов данным способом не рекомендуется. Как известно, серебро не смачивает вольфрам, что затрудняет регулирование процесса напыления. Для испарения серебра следует применять испарители из молибдена. Тонкие пленки из серебра не стабильны и очень чувствительны к вакууму при испарении. Следует, однако, отметить, что электроды из серебра обладают тем положительным качеством, что тонкую пленку серебра можно испарить с поверхности кварца, прогревая его до $400-500^\circ\text{C}$, и тем самым подгонять частоту к номинальной в вакууме, если случайно нанесено избыточное количество металла, из-за чего наблюдается уход частоты колебаний кварцевого элемента вниз от номинальной. Так, на одном из кварцевых резонаторов с серебряными тонкопленочными электродами нам удалось методом прогрева в вакууме поднять частоту на 260 гц за 12 циклов прогрева (рис. 9). При температуре около 80°C наблюдался кратковременный срыв колебаний, возможной причиной которого являются напряжения в тонких пленках [12]. При температуре $320-330^\circ\text{C}$ сдвиговые колебания в кристалле кварца АТ-среза с серебряными тонкопленочными электродами прекращались.

При испарении золота с вольфрама возможна очень точная подгонка по частоте вплоть до долей герца при обеспечении испарителя специальной малочерционной магнитной диафрагмой.

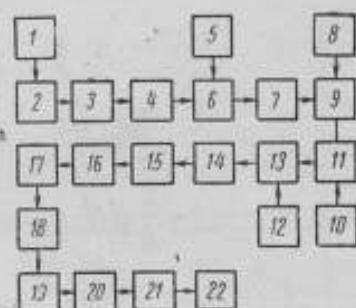


Рис. 8. Принципиальная схема технологического процесса изготовления металлизированных кварцевых резонаторов:

1 — изготовление кварцевого элемента; 2 — контроль; 3 — ориентация по оси $Z-Z'$; 4 — очистка подложки; 5 — изготовление выводов; 6 — изготовление выводов; 7 — контроль; 8 — изготовление держателя; 9 — сборка кварцевого элемента в держателе; 10 — изготовление ножки; 11 — сварка держателя с ножкой; 12 — изготовление баллона; 13 — вставка держателя в баллон; 14 — контроль; 15 — откатка кварцевого резонатора; 16 — предварительная термообработка и обезгаживание; 17 — ориентация испарителей; 18 — нанесение электродов; 19 — подгонка к номинальной частоте; 20 — термотренировка; 21 — оттайка; 22 — контроль.

Нами исследованы некоторые характеристики и специфические свойства кварцевых резонаторов, изготовленных описываемым методом. Например, частота колебаний одного из кварцевых элементов до напыления превышала номинальную на 4,1 кГц. В процессе наведения электродов кварцевый элемент возбуждался при частоте, превышающей

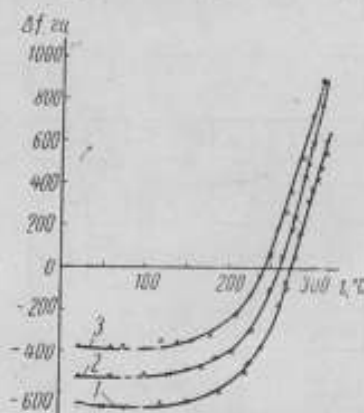


Рис. 9. Температурно-частотная зависимость кварцевого резонатора с серебряными тонкопленочными электродами:

1 — первый прогрев; 2 — пятый прогрев; 3 — двенадцатый прогрев

номинальную на 2,1 кГц. Испаряя металл из обоих испарителей (по возможности равномерно), удалось разницу между частотой колебаний резонатора и номинальной свести к +1,9 кГц. В таком состоянии кварцевый резонатор был оставлен на вакуумной установке подключенным к генератору на сутки. После этого частота понизилась на 3,1 кГц. Можно предположить, что на поверхности кварцевого элемента конденсировались пары вакуумного масла. В дальнейшем эти пары были откачаны при прогреве резонатора, и резонансная частота колебаний кварцевого элемента вернулась к прежнему значению. После отпайки кварцевого резонатора от вакуумной установки частота его колебаний понизилась и стала отличаться от номинальной на 6 кГц.

По формуле, приведенной в работе [5], определяем

$$df = - \frac{f^2}{N \rho_q} \frac{dm}{S}, \quad (1)$$

где $f = 10^6$ кГц — собственная частота колебаний кварцевой пластинки AT-среза;

$N = 1,67 \cdot 10^6$ кГц·см — частотная постоянная;

$\rho_q = 2,65$ г/см³ — плотность кварца;

$S \approx 5$ см² — площадь линзы;

dm — изменение массы пластинки.

Определим уход частоты при предполагаемой конденсации мономолекулярной пленки диффузионного масла на поверхности кварцевого элемента. Так как

$$dm = \rho S \Delta b \quad \text{или} \quad \Delta m = \rho S \Delta b,$$

где $\rho \approx 1$ г/см³ — плотность диффузионного масла;

$\Delta b \approx 1,2 \cdot 10^{-6}$ см — приращение толщины пластинки за счет мономолекулярного слоя масла,

$$\Delta f = - \frac{(10^6)^2}{1,67 \cdot 10^6 \cdot 2,65} \cdot \frac{1 \cdot 5 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6}}{5} \approx 2,7 \text{ кГц}.$$

В нашем случае уход частоты составил 3,1 кГц. Таким образом, в пределах точности эксперимента данный уход частоты можно объяснить осаждением слоя вакуумного масла. Этим еще раз подтверждается необходимость применения охлаждаемой ловушки для вымораживания паров масла при использовании метода вакуумного наведения тонкопленочных электродов.

Зависимость изменения частоты колебаний кварцевого резонатора с золотыми тонкопленочными электродами от ухудшения вакуума внут-

ри баллона показана на рис. 10. Заметное изменение частоты начинается при вакууме порядка 10^{-3} мм рт. ст. Можно предположить, что этот уход частоты вызван адсорбцией остаточных газов и паров поверхностью кварца и тонкой пленки, о чем говорилось выше. Резонатор термостатировался с погрешностью $\pm 0,1^\circ\text{C}$.

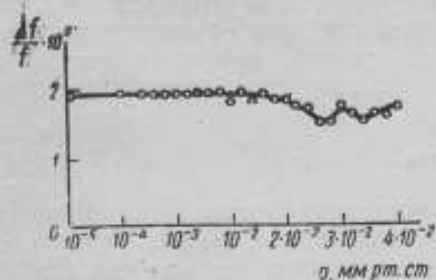


Рис. 10. Зависимость $\frac{\Delta f}{f} \cdot 10^6 = f(p)$ кварцевого резонатора с тонкопленочными электродами из золота

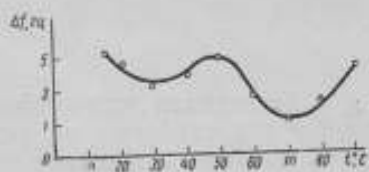


Рис. 11. Температурно-частотная зависимость кварцевого резонатора с золотыми тонкопленочными электродами

При исследовании температурно-частотной зависимости кварцевого резонатора с золотыми тонкопленочными электродами (рис. 11) выявлено, что резонатор имеет две области близкого к нулевому ТКЧ: в пределах 30 и 70°C .

Температурный коэффициент частоты в интервале $60-80^\circ\text{C}$ составляет $(1-1,5) \cdot 10^{-7}$ на градус. Аномалию функции зависимости изменения частоты от температуры, приведенную на графике, мы объясняем наличием «жесткого» крепления кварцевого элемента в держателе (это приводит также к значительному уменьшению добротности кварцевого резонатора). Кривая зависимости $\Delta f = \varphi(t)$ для кварцевого элемента в «свободном» от связанных колебаний держателе приведена на рис. 12. Она имеет один экстремум при $t \approx 65^\circ\text{C}$ и ТКЧ в интервале $55-70^\circ\text{C}$ менее $1 \cdot 10^{-7}$ на градус.

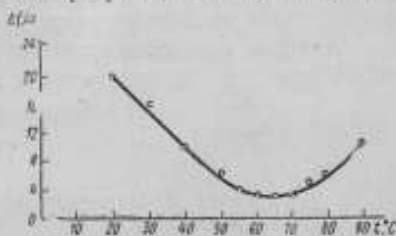


Рис. 12. Температурно-частотная зависимость кварцевого резонатора с золотыми тонкопленочными электродами в «свободном» от связанных колебаний держателе

Для сравнения приведем данные о кварцевом резонаторе с металлопленочными электродами, описанном в работе [13]. ТКЧ аналогичного элемента АТ-среза равен $(0,5-1) \cdot 10^{-6}$ на градус в диапазоне температур $60-70^\circ\text{C}$.

Используя изменение частоты кварцевого элемента в процессе нанесения тонкой пленки, можно с большой точностью определить массу или вес напыляемого металла по формуле (1). Подставляя значения номинальной частоты $f = 10^6$ гц, коэффициента N , диаметра электродов $d = 0,6$ см и плотности золота $\rho = 19,3$ г/см³, получим

$$df \approx -0,56 \cdot 10^6 \cdot dm \quad \text{или} \quad dm \approx -1,8 \cdot 10^{-6} \cdot df. \quad (2)$$

Таким образом, при напылении возбуждающих генерацию золотых электродов диаметром 6 мм на кварцевый элемент наносилось 3,6 мг золота, а при подгонке частоты к номинальной — 3,8 мг. Для

уменьшения частоты кварцевой линзы на 1 гц необходимо подпылить около 1,8 мкг золота.

Рассмотренный способ металлизации элементов позволяет наносить на поверхность подложки тонкие пленки не только в форме диска, но и самой разнообразной конфигурации. Для этого необходимо применять испарители с соответствующей прорезью съемного колпачка трубки. Следует отметить, что этот способ позволяет наносить внутри баллона геттер и производить его вакуумную термообработку.

Выводы

1. Описанная установка и способ нанесения тонких металлических пленок под глубоким вакуумом с последующей отпайкой баллона с чувствительным элементом от вакуумной установки без напуска атмосферы в баллон позволяют улучшить стабильность приборов с тонкопленочными элементами.

2. Основным достоинством данного способа при изготовлении кварцевых резонаторов с металлопленочными электродами является возможность достаточно точной и быстрой подгонки частоты к номинальной без ухудшения при этом первоначального качества металлизированного кварцевого резонатора.

3. Можно предположить, что и в дальнейшем старение тонкопленочных элементов, изготовленных на данной установке по новому способу, будет значительно меньше, чем в случае изготовления по известным способам.

4. Данный способ позволяет получить электроды любой конфигурации на подложке без разгерметизирования объема при последующих технологических операциях.

Авторы приносят глубокую благодарность А. В. Кубареву за помощь при написании статьи и ее редактирование.

ЛИТЕРАТУРА

1. Холланд Л. Нанесение тонких пленок в вакууме. Пер. с англ. М.-Л., ГЭИ, 1963, стр. 24—34, 325—329.
2. Патент США № 2808523.
3. Югов В. А., Смагин А. Г., Высоковский Е. П., Чуркин Е. В. Авторский патент, № 169565, кл. 21а, 10. «Бюллетень изобретений», 1965, № 7.
4. Грошковский Я. Технологии высокого вакуума. М., ИИЛ, 1957, стр. 515—524.
5. Saueberg G. «Zs. f. Phys.», 1959, 155, S. 207—209.
6. Королев Б. И. Основы вакуумной техники. М.-Л., ГЭИ, 1957, стр. 184—188.
7. Вехицкий С. А. Новый метод металлографического исследования сплавов. М.-Л., ОГИЗ, 1944, стр. 199.
8. Hamburger L. et Reinders W. «Rec. Chim. Pays.—Bas.», 1931, 50, p. 459.
9. Плонский А. Ф. Пьезокварц в технике связи. М.-Л., ГЭИ, 1951, стр. 60—73.
10. Метфессель С. Тонкие пленки, их изготовление и измерение. Пер. с нем. М.-Л., ГЭИ, 1963, стр. 9—36, 51.
11. Югов В. А. Тонкие пленки и их применение в радиоизмерительной технике. М., Стандартгиз, 1964.
12. Murbach H. P., Willman H. «Proc. Phys. Soc. Lond.», 1953, v. 66, p. 905.
13. Транзисторная электроника и приборостроение. «Сборник трудов конференции НТО приборпром», под ред. д-ра техн. наук проф. Частьякова Н. И. М., Оборонгиз, 1959.

Статья поступила в октябре 1965 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие 3
 А. В. Кубарев, Е. И. Ивлев, Б. Н. Мухоморов 3

ОПЕЧАТКИ

Стр.	В каком месте	Напечатано	Должно быть
9	24 строка сверху	$\pm 3\%$	$\pm 3\%$
14	формула (14)	$\frac{1}{q \left(q + \frac{1}{\tau_{12}} \right) \left(q + \frac{1}{\tau_2} \right)}$	$\frac{1}{q \left(q + \frac{1}{\tau_{12}} \right) \left(q + \frac{1}{\tau_{24}} \right)}$
16	формула (26)	$\int_0^{\Gamma^*}$	$\int_0^{\Gamma_1^*}$
17	формула (28)	$\sqrt{\omega_2 + \frac{1}{\tau_{34}}}$	$\sqrt{\omega_2 + \frac{1}{\tau_{34}}}$
35	9 строка сверху	от 10^{-4}	от 10^{-4}
50	формула (8)	$\sum_p x_p$	$\sum_p x_p$
51	2 строка сверху	. . . и E_p^+ (3),	. . . и E_q^+ (3).
93	22 строка сверху	$> 2 \delta \delta$	$G > 20 \delta \delta$

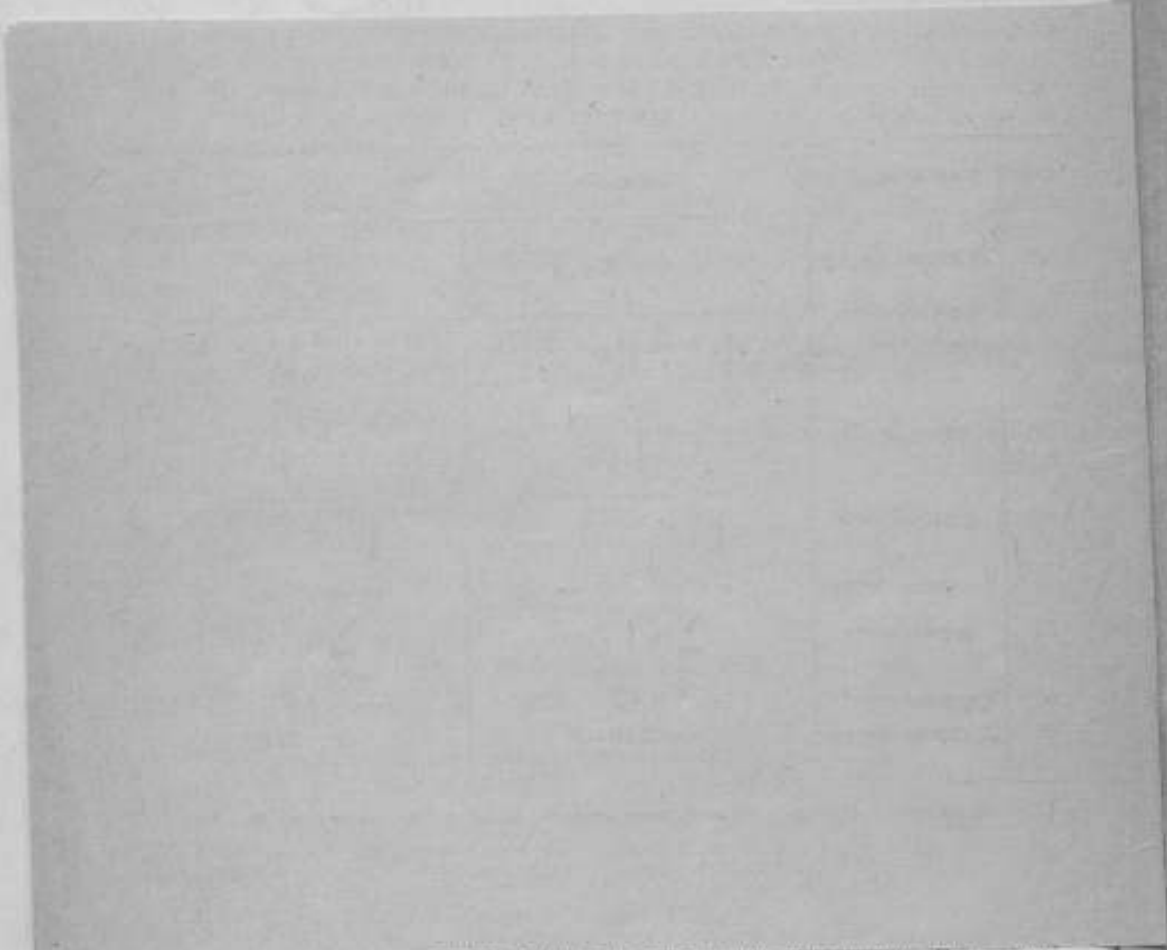
«Исследования в области квантовой радиофизики». Издательство стандартов, М., 1967.

Зак. 143

уменьшения частоты кварцевой линзы на 1 гц необходимо подпылить около 1,8 мкг золота.

Рассмотренный способ металлизации элементов позволяет наносить на поверхность подложки тонкие пленки не только в форме диска, но и самой разнообразной конфигурации. Для этого необходимо применять испарители с соответствующей прорезью съемного колпачка трубки. Следует отметить, что этот способ позволяет наносить внутри баллона геттер и производить его вакуумную термообработку.

Выводы



10. Метфессель С. Тонкие пленки, их изготовление и измерение. Пер. с нем. М.-Л., ГЭИ, 1963, стр. 9—36, 51.

11. Югов В. А. Тонкие пленки и их применение в радиоизмерительной технике, М., Стандартгиз, 1964.

12. Murbach H. P., Wilman H. «Proc. Phys. Soc. Lond.», 1953, v. 66, p. 905.

13. Транзисторная электроника в приборостроении. «Сборник трудов конференции НТО приборпром», под ред. д-ра техн. наук проф. Чистякова Н. И. М., Оборонгиз, 1959.

Статья поступила в октябре 1965 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
А. В. Кубарев, Е. И. Ивлев, Б. Н. Морозов, А. С. Обухов. Состояние метрологии и техники измерений энергетических параметров оптических квантовых генераторов	5
Е. И. Ивлев. К расчету тепловых процессов в калориметре с проточной жидкостью	12
В. М. Петров. Применение болометрических мостов приборов МЗ-8 и МЗ-8А для измерения мощности ОКГ	19
Калориметрический измеритель мощности и энергии излучения оптических квантовых генераторов типа ИМО-1 (Информационное сообщение)	23
В. М. Нестеренко. Об измерении энергии калориметром с конусной нагрузкой	27
В. М. Кузьмичев, В. А. Савч, Р. А. Валитов. Дифференциальный калориметр оптического диапазона	33
В. М. Кузьмичев, Н. Г. Кокодий, Р. А. Валитов. Калориметрический измеритель больших уровней выходной энергии ОКГ	37
Н. Г. Кокодий, Р. А. Валитов. Пондеромоторный измеритель оптической мощности и импульсной энергии	40
А. Я. Лейкин, В. С. Соловьев, Г. П. Зимохов. Измерение ширины линии генерации оптического квантового генератора непрерывного действия	43
Ф. А. Абрамский. Собственные типы колебаний резонаторов Фабри—Перо с третьим зеркалом	48
Е. П. Высоковский, Ю. А. Калинин, А. В. Кубарев. Применение оптического квантового генератора для подгонки частоты колебаний кварцевых резонаторов	54
А. С. Лесков. Установка для исследований рентгенолюминесценции твердых тел в интервале температур от 77 до 300°K	57
Х. В. Хинрикус, А. В. Кубарев. Установка для измерения коэффициента усиления, полосы пропускания и мощности насыщения парамалитных усилителей	63
Х. В. Хинрикус, А. В. Кубарев. Гелиевый генератор шума сантиметрового диапазона	73
Х. В. Хинрикус. Измерение температуры шума на входе малошумящих (квантовых) усилителей	87
А. П. Шмелев, А. С. Лесков, А. С. Обухов, А. В. Кубарев. Однополосный балансный модулятор с в.ч. сигналами на диодах	97
В. П. Дергачев, Л. В. Казвиджян. Методы изучения спектров отражения и пропускания	101
Е. В. Чуркин, В. А. Югов. Новая вакуумная установка для нанесения тонких пленок	112

Цена 64 коп.